

Н.А.КАПЦОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ЯВЛЕНИЯ
В ГАЗАХ
И ВАКУУМЕ

ОГИЗ
ГОСТЕХИЗДАТ
1 9 4 7

Н. А. КАПЦОВ

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ЯВЛЕНИЯ
В ГАЗАХ
И ВАКУУМЕ**

*Допущено Министерством Высшего Образо-
вания СССР в качестве учебного пособия
для вузов и техникумов*

ОГИЗ

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

МОСКВА 1947 ЛЕНИНГРАД

АННОТАЦИЯ

Книга посвящена физике электронных и ионных явлений в высоком вакууме и в газах. Она содержит изложение электроники, описание и теорию прохождения электрического тока через газы. По своему объёму и изложению книга предназначена для инженерно-технических и лабораторных работников тех областей промышленности, в которых приходится иметь дело с электрическими явлениями в вакууме и газах, в частности промышленности электровакуумных приборов, для работников научно-исследовательских институтов и лабораторий и для студентов старших курсов соответствующих специальностей вузов университетов и других вузов. Предполагается знакомство читателя с основами математического анализа.

Редактор *М. Я. Васильева.*

Техн. редактор *Н. А. Тумаркина.*

Подписано к печати 18/III 1947 г.

50,5 печ. л.

55,75 авт. л.

57,55 уч.-изд. л.

Тип. вкл. в печ. л. 46 000.

Тираж 10 000 экз.

A-02241.

Цена книги 20 р.

Переплёт 1 р.

Заказ № 3712.

4-я типография им. Евг. Соколовой треста «Полиграфгиз»

ОГИЗ при Совете Министров СССР, Ленинград, Немайловский пр., 29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	11
Предисловие ко второму изданию книги «Физические явления в вакууме и разреженных газах»	12
Предисловие к первому изданию той же книги.	13
Глава I. Введение	15
1. Прохождение электрического тока через газы.	15
2. Краткий исторический обзор.	26
Глава II. Методика эксперимента при исследовании разряда в газах и электроионных и ионных явлений в высоком вакууме. Основные методы исследования газовых разрядов.	30
§ 1. Откачка газа и обезгаживание аппаратуры.	30
§ 2. Определение давления газа.	49
§ 3. Тренировка и жестчение разрядных трубок.	61
§ 4. Наполнение разрядных трубок газом.	62
§ 5. Основные методы исследования явлений газового разряда.	66
Глава III. Термоэлектронная и автоэлектронная (холодная) эмиссия.	77
§ 1. Термоэлектронная эмиссия	77
§ 2. Первая формула Ричардсона	81
§ 3. Формула Ричардсона-Дёшмэна	84
§ 4. Вывод формулы термоэлектронной эмиссии на основе распределения по скоростям Ферми и волновой механики.	86
§ 5. Экспериментальная проверка эмиссионных формул и определение работы выхода ϕ и константы A	94
§ 6. Соотношение между работой выхода и контактной разностью потенциалов двух металлов.	97
§ 7. Теория Шоттки. Зависимость работы выхода от внешнего поля.	100
§ 8. Холодная (автоэлектронная) эмиссия.	104
§ 9. Распределение скоростей в потоке электронов вне металла при термоэлектронной эмиссии.	106
§ 10. Эмиссия мономолекулярных слоев. Тонированные и барьерные катоды.	108

§ 11. Оксидные катоды.	112
§ 12. Эмиссия положительных ионов.	115
§ 13. Дробовой эффект.	116
Глава IV. Внешний фотоэффект	124
§ 1. Определенне и исторический обзор.	124
§ 2. Законы фотоэффекта. Спектральная и вольтамперная характеристики. Протекание фотоэффекта во времени.	126
§ 3. Методы определения распределения фотоэлектронов по скоростям и методы определения порога фотоэффекта.	129
§ 4. Влияние тонких слоев посторонних веществ на поверхности металла на фотоэффект.	136
§ 5. Селективный фотоэффект.	139
§ 6. Влияние температуры на фотоэффект. Определение границы фотоэффекта φ_0 по методу Фаулера и Дюбрнджа.	141
§ 7. Теории фотоэффекта.	148
§ 8. Фотоэффект со сложных катодов. Его объяснение по Де-бургу и Тэвису.	157
§ 9. Сурьмяно-цезиевые катоды.	165
Глава V. Вторичная электронная эмиссия	168
§ 1. Вторичные электроны.	168
§ 2. Вторичная электронная эмиссия под действием электронов.	168
§ 3. Теории вторичной электронной эмиссии.	174
§ 4. Вторичная электронная эмиссия из сложных катодов. Эффект Мальгера.	177
§ 5. Вторичная эмиссия электронов с катода под действием положительных ионов, возбужденных и нейтральных атомов.	180
Глава VI. Ионизация и возбуждение частиц газа при неупругих соударениях I и II рода.	185
§ 1. Ионизация и возбуждение при неупругих столкновениях I рода электронов с частицами газа.	185
§ 2. Вероятность (функция) возбуждения. Вероятность (функция) ионизации.	194
§ 3. Время пребывания атома в возбужденном состоянии. Ступенчатые ионизация и возбуждение. Диффузия резонансного излучения. Метастабильные состояния.	199
§ 4. Неупругие соударения II рода	203
§ 5. Ионизация при соударениях положительных ионов с частицами газа.	208
Глава VII. Ионизация и возбуждение при поглощении частицами газа квантов излучения. Термическая ионизация и термическое возбуждение. Другие объемные процессы ионизации и возбуждения газа.	212
§ 1. Объемная фотоионизация газа.	212
§ 2. Термическая ионизация и термическое возбуждение.	220

§ 3. Ионизация газа рентгеновскими лучами.	224
§ 4. Ионизация газа радиоактивными излучениями	226
§ 5. Остаточная ионизация. Действие космических лучей.	229
Глава VIII. Образование и разрушение отрицательных ионов. .	
Рекомбинации заряженных частиц в разряде.	232
§ 1. Строение отрицательных ионов и их стабильность.	232
§ 2. Способы образования отрицательных ионов.	235
§ 3. Экспериментальные методы исследования присоединения электронов к молекулам.	237
§ 4. Разрушение отрицательных ионов.	240
§ 5. Рекомбинация заряженных частиц.	241
Глава IX. Движение электронов и ионов в газе.	249
§ 1. Беспорядочное тепловое движение заряженных частиц в газе. Диффузия.	249
§ 2. Характер движения заряженных частиц в газе при наличии внешнего поля. Подвижность ионов и электронов.	251
§ 3. Экспериментальные методы определения подвижности ионов и электронов.	252
§ 4. Теории подвижности ионов и электронов.	259
§ 5. Проявления волновой природы электронов при их движении в газе: неравномерное рассеяние электронов; эффект Рамзауэра.	268
Глава X. Пространственные заряды; их роль в газовом разряде. .	
Метод зондов Ленгмюра.	275
§ 1. Вольтамперная характеристика при прохождении электрического тока через высокий вакуум.	275
§ 2. Роль пространственных зарядов в газовом разряде.	286
§ 3. Роль поверхностных зарядов в разряде.	288
§ 4. Метод зондов Ленгмюра и Мотт-Смиса.	288
Глава XI. Излучение газового разряда.	302
§ 1. Законы излучения чёрного тела.	302
§ 2. Излучение твёрдых тел.	306
§ 3. Различные виды свечения тел.	308
§ 4. Основы спектроскопии. Спектральные серии и термы. Комбинационный принцип Ритца.	312
§ 5. Номенклатура возбуждённых состояний и спектральных термов на основе векторной модели атома. Мультиплетность термов и спектральных линий.	321
§ 6. Графическое изображение схемы спектральных термов и линий какого-либо атома. Спектр Hgl.	328
§ 7. Связь между элементарными процессами в газовом разряде и излучением. Влияние давления газа на излучение резонансных и нерезонансных линий в положительном столбе.	333

§ 8. Количественная теория излучения газового разряда. Основы оптического метода исследования внутренних параметров и элементарных процессов разряда.	338
§ 9. Влияние вторичных процессов на излучение газового разряда. Количественный учёт ступенчатого возбуждения и неупругих соударений II рода.	343
§ 10. Спектры Na I, He I, He II.	353
§ 11. Спектры неона и аргона.	359
§ 12. Молекулярные термы и спектры.	362
§ 13. Послесвечение газа в разряде.	373
Глава XII. Классификация различных видов и отдельных областей газового разряда по имеющим в них место элементарным процессам. Обзор теорий газового разряда.	377
§ 1. Теории газового разряда.	377
§ 2. Классификация различных типов газового разряда и отдельных областей разряда по имеющим в них место элементарным процессам.	384
§ 3. Внешние условия устойчивости газового разряда.	384
Глава XIII. Таунсендовский разряд и переход разряда из не-самостоятельного в самостоятельный.	396
§ 1. Теория Таунсенда.	396
§ 2. Коэффициенты α и β Таунсенда. Законы подобия разряда.	409
§ 3. Несамостоятельный таунсендовский разряд. Эффект и константа Столетова.	416
§ 4. Запоздывание зажигания и время формирования разряда.	417
§ 5. Теория разряда Роговского.	421
§ 6. Зависимость напряжения зажигания разряда от различных условий.	425
§ 7. Понижение напряжения зажигания разряда под действием внешнего ионизатора.	433
§ 8. Переходная форма разряда от таунсендовского к тлеющему.	436
Глава XIV. Тлеющий разряд	438
§ 1. Характерные признаки и составные части тлеющего разряда.	438
§ 2. Переход от тихого разряда к тлеющему и от тлеющего к дуговому. Вольтамперная характеристика. Распределение потенциала в тлеющем разряде.	441
§ 3. Астоново тёмное пространство. Первое катодное свечение. Катодное тёмное пространство.	442
§ 4. Закон Геля. Нормальное и аномальное катодное падение потенциала.	444
§ 5. Распределение поля у катода. Излучение катодных частей тлеющего разряда. Механические силы на катоде.	448

§ 6. Катодное распыление.	450
§ 7. Элементарные процессы в катодных частях тлеющего разряда.	456
§ 8. Каналовые лучи.	480
§ 9. Тлеющее свечение и темное фарадеево пространство.	460
§ 10. Анодные части разряда.	462
§ 11. «Остов» тлеющего разряда и положительный столб.	463
§ 12. Слоистый положительный столб.	468
Глава XV. Газоразрядная плазма. Теория плазмы.	474
§ 1. Плазма.	474
§ 2. Возникновение плазмы. Изотермическая и неизотермическая плазма.	475
§ 3. Теория положительного столба Шоттки.	477
§ 4. Теория плазмы Тонкса и Ленгмюра.	481
§ 5. Электрические колебания в плазме.	487
§ 6. Время и длина релаксации в плазме.	490
§ 7. Низковольтная дуга.	492
Глава XVI. Различные виды дугового разряда.	498
§ 1. Открытие «электрической дуги» В. В. Петровым. Характерные признаки и виды дугового разряда.	498
§ 2. Специфические явления на катоде в термоэлектронных и автоэлектронных дугах.	500
§ 3. Образование дуги.	502
§ 4. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда.	505
§ 5. Распределение потенциала в дуговом разряде.	508
§ 6. Вольтамперная характеристика дугового разряда.	510
§ 7. Обратная электродвижущая сила электрической дуги.	514
§ 8. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда.	514
§ 9. Генерация незатухающих колебаний при помощи электрической дуги.	517
Глава XVII. Положительный столб дугового разряда при высоком и сверхвысоком давлении.	520
§ 1. Элементарные процессы в шнуровом разряде.	520
§ 2. Дифференциальное уравнение равновесной плазмы. Законы подобия шнурового разряда.	520
§ 3. Приближенное решение задачи для случая дугового разряда в парах ртути высокого и сверхвысокого давления.	524
Глава XVIII. Высокочастотные разряды.	530
§ 1. Разряды на переменном токе при малой и большой частоте. Различные виды высокочастотных разрядов.	530

§ 2. Высокочастотный разряд с внешними или внутренними электродами.	531
§ 3. Безэлектродный кольцевой разряд.	534
Глава XIX. Искровой разряд и молния.	540
§ 1. Общая картина и отдельные виды искрового разряда. . .	540
§ 2. Напряжение зажигания искрового разряда.	544
§ 3. Недостаточность теории Таунсенда-Роговского для объяснения явлений искрового разряда. Стримеры.	545
§ 4. Теория стримеров.	549
§ 5. Механизм искрового разряда в случае длинного разрядного промежутка.	557
§ 6. Искровой разряд в неравномерном поле.	559
§ 7. Дальнейшие стадии искрового разряда.	562
§ 8. Методы исследования и специфические особенности молнии.	564
§ 9. Механизм процессов молнии по Шонланду, Мику и Лёбу.	572
§ 10. Шаровая молния.	576
Глава XX. Электрические явления в земной атмосфере.	579
§ 1. Ионизация атмосферы. Электрические поля и токи в атмосфере.	579
§ 2. Теории грозы.	583
§ 3. Полярные сияния.	585
Глава XXI. Коронный разряд.	587
§ 1. Условия возникновения и общая картина коронного разряда.	587
§ 2. Начальное напряжение и начальная напряженность поля коронного разряда.	591
§ 3. Распределение поля в коронирующем слое.	593
§ 4. Распределение поля во внешней области коронного разряда. Вольтамперная характеристика.	601
§ 5. Решение задачи о вольтамперной характеристике коронного разряда между цилиндрическим проводом и параллельным последнему некоронирующим электродом с любой формой поперечного сечения.	607
§ 6. Разряд между двумя коронирующими электродами.	610
§ 7. Прерывистые явления в коронном разряде.	615
§ 8. Переход коронного разряда в искровой или дуговой.	620
§ 9. Коронный разряд переменного тока. Факельный разряд.	627
Глава XXII. Химические реакции в газовом разряде.	631
§ 1. Элементарные процессы в газовом разряде и химическое взаимодействие атомов и молекул.	631
§ 2. Механизм химических реакций в электрическом разряде.	632

§ 3. Условия, способствующие протеканию химических реакций в газовом разряде.	634
§ 4. Некоторые химические реакции в газовом разряде.	637

Глава XXIII. Применения газового разряда и электроники в технике.

641

§ 1. Области применения ионных и электронных явлений в высоком вакууме и газах в технике.	641
§ 2. Электронные лампы.	642
§ 3. Выпрямители и тиратроны.	649
§ 4. Газоразрядные приборы слабого тока.	659
§ 5. Разрядники.	662
§ 6. Фотоэлементы и электронные умножители.	662
§ 7. Электронно-лучевые трубки.	666
§ 8. Использование дугового разряда как концентрированного источника тепла.	673
§ 9. Газоразрядные источники света.	674
§ 10. Электрофилтры.	690
§ 11. Электросепарация материалов в коронном разряде.	697
§ 12. Вредные проявления газового разряда.	697

Глава XXIV. Приложения

698

§ 1. Некоторые формулы кинетической теории газов.	698
§ 2. Законы протекания газа по цилиндрическим трубкам.	700
§ 3. Давление насыщенного пара некоторых веществ в зависимости от температуры.	702
§ 4. Температура некоторых холодильных веществ и смесей.	705
§ 5. Степень термической диссоциации двухатомных газов при различных температурах.	709
§ 6. Нормальный состав освобожденного от паров воды атмосферного воздуха у земной поверхности.	710
§ 7. Потенциалы возбуждения резонансных линий $U_{рез}$, метастабильных состояний $U_{мет}$ и потенциалы ионизации некоторых газов и паров U_i	710
§ 8. Степень термической ионизации паров и газов x в зависимости от температуры.	711
§ 9. Максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии δ для некоторых чистых металлов при перпендикулярном падении первичных электронов на поверхность металла.	711
§ 10. Подвижность электронов в некоторых чистых газах.	713
§ 11. Значения функции ξ^2 в «закоме $3/2$ » Ленгмюра для электродов в виде двух коаксиальных цилиндров.	713
§ 12. Таблица Ленгмюра $\xi = f(\eta)$ для решения задачи о влиянии начальных скоростей заряженных частиц на распределение потенциала и на вольтамперную характеристику тока в вакууме между двумя параллельными плоскостями, из которых одна эмиттирует заряженные частицы	713

§ 13. Экспериментальные значения коэффициента объемной ионизации α для воздуха.	716
§ 14. Экспериментальные значения коэффициента поверхностной ионизации γ для воздуха.	718
§ 15. Средняя длина свободного пути молекул газа λ_g и средняя длина свободного пути электронов в том же газе λ_e , подсчитанные по кинетической теории газов.	718
§ 16. Эффективное поперечное сечение некоторых атомов и молекул по отношению к неупругим столкновениям I рода с медленными электронами $Q_{эф}$ в зависимости от скорости электронов.	721
§ 17. Значения функции $F(x)$ Фаулера, служащей для построения «теоретической» кривой при определении порога фотоэффекта λ_0 и работы выхода ϕ по методу Фаулера.	721
§ 18. График Майра для подсчета силы тока коронного разряда между двумя коаксиальными цилиндрами.	722
§ 19. Соотношение между средней энергией электронов, выраженной в эл.-в и «температурой» электронного газа T_e при максвелловском распределении электронов по скоростям.	723
§ 20. Отношение массы электрона m_e к массе иона m_i для некоторых одноатомных газов и паров.	723
§ 21. Периодическая система элементов Д. И. Менделеева.	724
§ 22. Значения некоторых физических констант.	726
§ 23. Сравнительная таблица различных единиц, применяемых для измерения давления газа.	728
§ 24. Англо-американские единицы длины, веса и давления.	728
Указатель литературы	729
Предметный указатель.	798
Именной указатель	806

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга первоначально была запроектирована как третье издание «Физических явлений в вакууме и разреженных газах». Однако в процессе переработки и дополнения книги облик её изменился настолько, что прежнее название неверно отражало бы содержание книги, и это название пришлось изменить. По сравнению с прежним значительно расширены и увеличены в числе главы, посвященные электронике и разряду не только в разреженных газах, но и в газах при высоком и сверхвысоком давлении. Вместе с тем все главы, в которых была изложена вакуумтехника, сильно сокращены и составляют в новой книге лишь часть главы II, посвященной методике эксперимента в области электроники и электрических разрядов в газах. Прежняя глава II, содержащая краткое изложение основ кинетической теории газов, совершенно опущена; необходимые формулы приведены лишь в приложении (глава XXIV).

Автор счёл себя в праве поступить так потому, что по вакуумтехнике в настоящее время имеется достаточное число руководств. (См., например, вышедшую в начале 1946 года книгу «Электровакуумная технология» А. А. Иванова, охватывающую эту область с большой полнотой.) Основы кинетической теории газов изложены почти во всех курсах физики.

Порядок отдельных глав книги изменён. Изложение элементарных процессов более чётко расчленено. Порядок следования глав, трактующих о газовом разряде, приведён в соответствие с классификацией различных видов разряда по происходящим в них элементарным процессам и с выкристаллизовавшимися за последнее время теориями разряда. Ряд охватываемых книгой явлений разряда расширен. Изложена современная теория искрового разряда, введено краткое описание и объяснение процессов, имеющих место в молнии. Включены главы о разряде при высоком и сверхвысоком давлении, об электрических явлениях в земной атмосфере и о химических

реакциях в газовом разряде. В главе XXIII даётся обзор приложений электроники и газового разряда в технике. В главе XXIV «Приложения» собраны некоторые данные, полезные при исследовательской и при практической работе в области газового разряда. Литературный указатель значительно расширен, но не претендует на полноту.

Автор выражает глубокую благодарность как своим сотрудникам по кафедре, так и всем лицам, научное общение и дискуссии с которыми сильно помогли ему при работе над настоящим изданием, а также В. Л. Грановскому, давшему ряд ценных советов в отзыве о рукописи книги. С глубокой грустью автор вспоминает своего ближайшего сотрудника доцента Сергея Константиновича Моралева, павшего на фронте Отечественной войны. С. К. Моралевым собран материал для VIII главы настоящей книги и написан первый расширенный вариант этой главы.

Н. Капцов.

Научно-исследовательский институт физики М.О.Л.Г.У. Ноябрь 1945 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ КНИГИ «ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМЕ И РАЗРЕЖЁННЫХ ГАЗАХ»

За время, истекшее после выхода первого издания, учение о газовых разрядах и электроника получили мощное развитие. Расширилась и область практических приложений этих дисциплин. Отразить целиком это развитие при переработке книги для второго издания у автора возможности не было из-за короткого времени, предоставленного на переработку. Поэтому автор сделал только те изменения и дополнения, которые казались ему наиболее существенными. Коренной переработке подверглись главы о различного рода «электронных эмиссиях», о движении электронов через газ, теории нарастания электронных лавин; введена теория положительного столба и плазмы; описание отдельных видов разряда дополнено главами об искровом и коронном разряде; в первых главах книги, посвящённых вакуумтехнике, более подробно разобран вопрос о подсчёте времени откачки. Указатель литературы значительно пополнен и доведён, примерно, до начала 1937 г. Этот указатель носит, вероятно, несколько пёстрый характер, так как, естественно, отражает больший интерес автора к некоторым отдельным вопросам.

Как и при первом издании, автор считает своим долгом выразить свою глубокую благодарность сотрудникам Лаборатории электрических явлений в газах Научно-исследовательского института физики Московского государственного университета за их добрые советы и указания, а также за предоставленные в его распоряжение материалы и чертежи из неопубликованных ещё работ.

Н. Капцов

30 апреля 1937 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ КНИГИ «ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМЕ И РАЗРЕЖЁННЫХ ГАЗАХ»

Электрические явления в разрежённых газах находят сейчас применение в целом ряде изделий и приборов, весьма важных либо по тому значению, которое они имеют для развития энергетики, а также различных видов связи, либо по тому чрезвычайно широкому распространению, которое эти изделия получают или должны получить в ближайшем будущем в СССР. К первой группе относятся: выпрямители, преобразователи тока и мощные реле (тиратроны), играющие весьма большую роль в вопросах передачи и рационального использования электрической энергии, затем лампы телевидения и фотоэлементы, столь существенные в вопросах связи, различные индикаторы и предохранители и т. д. Ко второй группе относятся новые мощные источники света с большим коэффициентом полезного действия. Экономия, которая может быть достигнута в ближайшие годы от замены ими некоторых теперешних источников света, по всему СССР исчисляется многими миллионами рублей в год.

Между тем литература на русском языке по физико-техническим вопросам, связанным со всеми этими изделиями, начала появляться лишь за самое последнее время (В. П. Вологдин, «Выпрямители», Москва — Ленинград, 1932; А. Гюнтершульце, «Электрические выпрямители и вентили», перев. с нем., Москва — Ленинград, 1932). А систематическое, более или менее полное изложение той области физики, которую можно назвать учением об электрических явлениях в газах, на русском языке совершенно отсутствует. Это и послужило стимулом к выпуску настоящей книги.

По своему объёму и изложению книга предназначена для инженерно-технических и лабораторных работников электровакуумной промышленности, желающих сознательно работать в области изготовления и усовершенствования перечисленных выше изделий, и для студентов втузов и вузов, готовящихся стать такими работниками. Так как нельзя работать в области электрических разрядов в газах, не зная вообще физики газов и основ техники высокого вакуума, то первые главы книги посвящены этим вопросам. При написании книги автор исходил из тех курсов, которые он ведёт в Московском государственном университете и в Московском энергетическом институте (а до слияния в Институте народного хозяйства им. Плеханова) по физике и технике вакуума с 1924 г. и по электрическим явлениям в газах с 1929 г., причём несколько расширил и дополнил их. Помещённый в конце книги краткий литературный указатель не претендует на большую полноту и имеет целью лишь дать необходимые указания начинающему работать в данной области.

В заключение выражаю мою глубокую благодарность инж. В. И. Затуловскому, который в бытность свою студентом Плехановского института записал курс моих лекций по вакуумтехнике, сотруднику ВЭИ М. С. Шипалову, оказавшему мне большую помощь в составлении и изготовлении чертежей, и моим сотрудникам по Лаборатории электрических явлений в газах Научно-исследовательского института физики Московского государственного университета В. Г. Спиваку, П. В. Тимофееву и С. Д. Гвоздверу за добрые советы и указания.

Н. Канцов

Москва, 1 июня 1932 г.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Прохождение электрического тока через газы. Электрический ток через газы сопровождается рядом своеобразных явлений, резко отличающих токи через газ от прохождения электрических зарядов через твёрдые проводники или жидкие электролиты. Таковы разнообразные виды свечения газа в разряде (от слабого, еле заметного до ослепительного яркого света электрической дуги и величественных вспышек молнии), акустические эффекты (раскаты грома, треск искр, шипение короны), наконец, специфические химические реакции, не имеющие места при обычных условиях (непосредственное образование окислов азота и циана в воздухе, образование молекул в одноатомных газах и т. д.). Эти сопровождающие явления принимают очень грандиозную и бурную форму, когда через газ проходят в короткое время большие количества электрических зарядов.

Электрические токи через газы отличаются от токов через твёрдые и жидкие тела не только этими эффектами, но и своими законами. Мы знаем, что в случае токов через твёрдые проводники вплоть до чрезвычайно больших токов и напряжений оправдывается закон Ома: сила тока при прочих равных условиях прямо пропорциональна разности потенциалов, приложенной к данному проводящему телу. Другими словами, при постоянной температуре и постоянном химическом составе тела его удельная электропроводность и удельное сопротивление остаются постоянными. В случае газа это не так: закон Ома применим лишь в отдельных редких частных случаях; электропроводность газа непостоянна и зависит в одних случаях от внешних воздействий на газ, в других — от силы тока через газ, а в случае нестационарных явлений также и от хода предшествующих процессов (например, от силы тока через газ в предыдущие моменты времени). Зависимость между током и напряжением в случае газа не только не представляет собой простой пропорциональности, но и не однозначна, и очень часто выражается так называемой падающей вольтамперной характеристикой, когда при возрастании силы проходящего через газ тока уменьшается разность потенциалов, приходящаяся в электрической цепи на газовый промежуток. Весьма характерны также явления, имеющие место при постепенном увеличении приложенной к газовому промежутку разности

потенциалов, начиная от очень малых значений и до очень больших. Сперва через газ проходят лишь очень слабые токи, явно зависящие от внешних воздействий на газ и помещённые в нём электроды, в частности на катод разрядного промежутка. Такими процессами, влияющими на прохождение электрического тока через газ, являются пронизывающие газ рентгеновские, радиоактивные или космические лучи или, например, нагревание катода, вызывающее усиленную эмиссию электронов с поверхности последнего или облучение катода ультрафиолетовой радиацией. Все такие процессы, воздействующие на газ извне и сообщающие ему электропроводность, называются «внешними ионизаторами». Чем лучше газ защищён от внешних воздействий, тем меньше его электропроводность. Мы имеем полное право заключить, что вполне отгороженный от внешнего мира газ при низких температурах является таким же идеальным изолятором, как и высокий вакуум. По мере увеличения приложенной разницы потенциалов ток, вызванный действием внешнего ионизатора, сперва возрастает по закону Ома, затем переходит в насыщение, потом опять начинает постепенно возрастать. Наконец, при определённой разности потенциалов всё явление внезапно приобретает совершенно новые качества: при малом сопротивлении внешней цепи ток мгновенно возрастает до очень больших значений, ограниченных лишь этим сопротивлением или мощностью источника напряжения. Газ начинает ярко светиться. Электроды газового промежутка накаляются. При разряде в свободной атмосфере появляются звуковые эффекты. Этот переход к качественно новым явлениям носит название «зажигание газового разряда» или «пробой газового промежутка». Необходимая для зажигания разность потенциалов называется напряжением зажигания или напряжением пробоя. Прекращение действия внешнего ионизатора теперь уже не вызывает прекращения разряда. Разряд стал «самостоятельным». При напряжении, меньшем чем напряжение зажигания, когда разряд прекращается вместе с действием внешнего ионизатора, разряд носит название «несамостоятельного разряда». Поэтому описанное выше зажигание разряда называют также «переходом разряда из несамостоятельного в самостоятельный». Если сопротивление внешней цепи не слишком мало и давление газа невелико, то при зажигании самостоятельного разряда получается форма разряда, называемая *тлеющим разрядом*. Тлеющий разряд характеризуется своеобразным расположением и чередованием светящихся и тёмных участков разрядного промежутка сравнительно малой плотностью тока и наличием около катода сравнительно узкой области с большим падением потенциала порядка сотен вольт. Температура электродов при тлеющем разряде невелика. Если в тлеющем разряде постепенно увеличивать силу тока, уменьшая сопротивление внешней цепи, то постепенно увеличиваются интенсивность свечения газа и температура катода. Вольтамперная характеристика пробегает небольшую падающую, затем возрастающую

ветвь. Наконец, происходит новое изменение явления прохождения тока через газ: ток снова увеличивается скачком, напряжение, проходящее на разрядный промежуток, резко уменьшается, светящиеся части разряда перестраиваются, катод ярко накаляется, и мы имеем перед собой *дуговой разряд* с падающей вольтамперной характеристикой. Если уменьшать сопротивление внешней цепи ещё дальше, то разряд бурно развивается. Количество тепла, выделяющееся в разрядном промежутке и на электродах, возрастает настолько, что электроды плавятся, разрядная трубка погибает. При других условиях (хорошо защищённые от потери тепла, быстро разогреваемые разрядом электроды, малое сопротивление внешней цепи) стадия тлеющего разряда при увеличении напряжения между электродами не пробегается вовсе или проходит очень быстро: при пробое газового промежутка в этом случае практически непосредственно возникает мощный дуговой разряд, и всё явление носит характер короткого замыкания цепи. При давлении газа порядка атмосферного, сравнительно большом расстоянии между электродами и высоковольтном, но маломощном источнике тока при пробое возникает прерывистый *искровой разряд*. Искровой разряд характеризуется прохождением электрического тока через газ по зигзагообразным разветвлённым узким ярко светящимся каналам. Если при давлениях порядка атмосферного один или оба электрода имеют радиус кривизны, во много раз меньший, чем расстояние между ними, то пробой газового промежутка завершается не сразу, а в два приёма. При переходе разряда в самостоятельный возникает так называемый *коронный разряд*, с малой силой тока и со свечением, облегающим лишь электрод с малым радиусом кривизны. Лишь при значительно большей разнице потенциалов между электродами имеет место «*искровой пробой*» («искровое перекрытие») или при достаточной мощности источника переход коронного разряда в дуговой.

Сложность разрядных процессов, явление перехода разряда в «самостоятельный» и, главным образом, сложный ход вольтамперной характеристики делают из газового разряда мощное орудие для управления электрическим током (выпрямление переменного тока, преобразование постоянного тока в переменный, генерация электрических колебаний и т. д.). Поэтому газоразрядные приборы получают всё большее и большее применение в технике как слабых, так и сильных токов. Богатое разнообразие явлений разряда связано с большим разнообразием элементарных процессов, происходящих при прохождении электрического тока через газ в мире составляющих этот газ атомов и молекул. Отсюда возникают большие трудности в создании теории электрических разрядов в газах, способной описать все происходящие явления не только качественно, но и количественно. Наряду со сложностью и разносторонностью явлений построение математической теории разрядных явлений мешает самый характер атомных и молекулярных процессов. Мы можем охватить их

настоящее время лишь методами волновой механики. В целом ряде случаев эти методы, хотя и позволяют построить кривые и графики, характеризующие данное явление, но не дают общих аналитических соотношений между интересующими нас величинами. В таком положении находятся, например, существенные для явлений разряда вопросы о вероятностях (или функциях) ионизации при соударении электронов с атомами, о площади «эффективного поперечного сечения» атомов и молекул для различных элементарных процессов и т. д.

Поэтому при построении теории тех или иных разрядных явлений в отношении элементарных процессов приходится исходить из приближённых соотношений, область применимости которых всегда поневоле ограничена.

Наименование «электрические разряды в газах», которое теперь применяют ко всем случаям прохождения электрических зарядов через газ, обязано своим происхождением тому, что в самом начале изучения электрических явлений существенную роль играло явление зарядки и разрядки конденсаторов. На примере этих явлений физики впервые познакомились с электрическим током и, в частности, с прохождением электрических зарядов через воздух и газы.

Явление, имеющее место при прохождении тока через электролитические жидкости, и установление законов электролиза привели к оправданному всеми последующими исследованиями предположению, что в растворе электролита ток переносится от одного электрода к другому положительными и отрицательными ионами — заряженными составными частями молекул электролита. Естественно было предположить, что и непроводящий сам по себе газ приобретает свойство электропроводности, когда в нём появляются ионы — т. е. заряженные атомы, молекулы или те или иные их комплексы. В 1883 году английским физиком Джозефом Джоном Томсоном [21], которому мы очень многим обязаны в области газовых разрядов, была высказана мысль, что при любом прохождении тока через газ мы имеем дело с «химическим» разложением молекул газа. В 1897 году

Дж. Дж. Томсону удалось определить отношение заряда к массе $\frac{e}{m}$ для частиц, переносящих электрический ток в той форме разряда, которая носит название катодных лучей [22]. Это отношение оказалось более чем в тысячу раз меньше, чем для самых лёгких ионов водорода при электролизе. В 1899 г. Томсон [23, 24] окончательно убедился, что масса катодной частицы (*корпускулы*, как он её называл, или *электрона*, как её теперь называют) много меньше, чем масса атома водорода (как мы теперь знаем, в 1840 раз). Таким образом Дж. Дж. Томсон установил, что в переносе электрических зарядов через газ, по крайней мере в некоторых случаях, участвуют электроны. Позднее Дж. Дж. Томсон распространил метод отклонения пучка заряженных частиц и на другие носители заряда в газе. При помощи остроумного «метода парабол» [25] он определил откло

нение, а следовательно, и массу частиц, переносящих в газе положительные заряды. Эти частицы оказались положительными ионами, т. е. положительно заряженными атомами или комплексами атомов. Дж. Дж. Томсон, а за ним и другие обнаружили в разряде присутствие также и отрицательных ионов. При большой плотности газа (например, при опытах в атмосферном воздухе) отрицательные ионы по своей численности не только преобладают над электронами, но и являются единственными носителями отрицательных зарядов в газе. При малой плотности газа главная роль в этом отношении принадлежит электронам.

Между «ионизацией» газа и «электролитической диссоциацией» растворов существует, однако, весьма существенное различие. Электролитическая диссоциация происходит вследствие взаимодействия частиц растворителя и растворённого вещества. Положительные и отрицательные ионы в электролите состоят в каждом данном случае из совершенно определённых комплексов атомов (в том числе и отдельных атомов, например Na^+ и Cl^- в случае раствора поваренной соли). Эти комплексы во всех случаях являются составными частями молекул растворённого вещества, распавшихся при электролитической диссоциации. Концентрация ионов в электролите зависит от концентрации всего раствора в целом и от температуры и совершенно не зависит ни от силы тока, ни от напряжения, приложенного между электродами, опущенными в электролит. Убыль ионов каждого знака, вследствие выделения их на электродах и происходящих там химических реакций, постоянно восполняется процессом диссоциации.

Совсем иное имеет место в газах. Ионы в газах не представляют собой обязательно составные части молекул данного газа. В газах встречаются самые разнообразные ионы: положительно и отрицательно заряженные отдельные атомы, целые заряженные молекулы, а также заряженные комплексы атомов, которые никогда не встречаются в свободном состоянии при химических реакциях. В газах не происходит выделения отдельных составных частей газа на электродах с переходом их в другое агрегатное состояние, как это имеет место в электролитах, и мы обычно не замечаем переноса того или другого вещества через газ. В газе ионы отдают свои заряды электродам и диффундируют обратно в газ. Ионы в газах образуются не только под действием внешних ионизаторов, но и вследствие целого ряда атомарных элементарных процессов в объёме газа и на поверхности электродов — процессов, тесно связанных с прохождением разрядного тока через газ. При самостоятельном разряде роль этих процессов значительно больше, чем роль внешнего ионизатора, и для поддержания разряда последний становится излишним. При наличии этих процессов, а также вследствие уноса ионов током и их нейтрализации на электродах концентрация ионов и свободных электронов в газе зависит от силы тока и напряжённости поля в разряде. Это обстоятельство в свою очередь является причиной несо-

стоятельности в газах закона Ома и сложного вида вольтамперных характеристик различных типов газового разряда.

В виде примера проанализируем наиболее простой случай разряда: несамостоятельный тихий разряд через воздух при атмосферном давлении между двумя плоскими параллельными одна другой обкладками конденсатора.

Пусть находящийся между этими электродами газ подвержен действию постоянного внешнего ионизатора, образующего в одну секунду в каждом кубическом сантиметре q пар ионов. При атмосферном давлении и при отсутствии электрического поля, а также при не слишком сильных электрических полях свободные электроны вследствие постоянных встреч с нейтральными частицами газа образуют с ними отрицательные ионы, так что практически мы имеем дело лишь с положительными и отрицательными ионами независимо от того, как происходит первоначальный процесс ионизации частиц газа. Как показывает опыт, наряду с ионизацией происходит и обратный процесс взаимной нейтрализации положительных и отрицательных ионов — так называемая «рекомбинация ионов». В результате действия внешнего ионизатора и рекомбинации в газе устанавливается постоянная концентрация ионов того и другого знака. Концентрацию положительных ионов условимся обозначать через n_p , отрицательных через n_n . Когда к электродам приложена некоторая разность потенциалов, и положительные и отрицательные ионы приходят в движение под действием электрического поля между анодом и катодом. Вследствие постоянных столкновений с нейтральными частицами газа каждый ион движется, как тело в среде с трением. Скорость движения иона пропорциональна движущей силе $F = eE$, где e — заряд иона, E — напряжённость поля. Фактор пропорциональности в выражениях

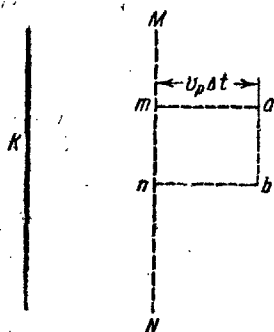
$$v_p = K_p E; \quad v_n = K_n E, \quad (1)$$

где v_p и v_n — скорости положительных и отрицательных ионов, носит название *подвижности* положительных ионов K_p и отрицательных ионов K_n .

Рис. 1.

Для простоты предполагаем, что положительные и отрицательные ионы, как это имеет место в большинстве случаев, несут по одному элементарному заряду e .

Проведём где-либо в разрядном промежутке параллельную катоду и аноду плоскость MN (рис. 1) и подсчитаем число положительных ионов, проходящих через 1 см^2 этой плоскости в направлении от анода к катоду в течение малого промежутка времени Δt . Так как под действием поля ионы двигаются по силовым линиям поля перпендикулярно к плоскости MN , то в течение времени Δt через выде-



ленный на этой плоскости квадратный сантиметр mn пройдут справа налево (в направлении от анода к катоду) только все те положительные ионы, которые в начале промежутка времени Δt находились внутри параллелепипеда $mn\Delta t$ с основанием mn , площадью в 1 см^2 и с высотой at , равной $v_p \Delta t$. Так как в каждом кубическом сантиметре газа находится в каждый данный момент времени n_p положительных ионов, то искомое число положительных ионов, проходящих через площадку mn за время Δt , будет $n_p v_p \Delta t$, а переносимый ими через ту же площадку за то же время положительный электрический заряд будет $en_p v_p \Delta t$, а за одну секунду $en_p v_p$. Точно так же найдём, что количество отрицательного электрического заряда, переносимого через площадку mn в обратном направлении в течение одной секунды отрицательными ионами, будет равно $en_n v_n$. Так как движение отрицательного электрического заряда слева направо эквивалентно движению такого же количества положительного заряда справа налево, то общий ток через единицу поверхности — плотность тока, созданная движением как положительных, так и отрицательных ионов, будет равна

$$i = en_p v_p + en_n v_n. \quad (2)$$

Пусть, как это обычно имеет место, $n_p = n_n = n$. Подставляя вместо v_p и v_n их выражения (1), находим

$$i = en(K_p + K_n)E \quad (3)$$

или, так как в случае плоского конденсатора $E = \frac{U}{d}$, где d — расстояние между анодом и катодом,

$$i = en(K_p + K_n) \frac{U}{d}. \quad (4)$$

В случае малой разницы потенциалов U плотность тока ничтожно мала, число пар ионов, уносимых током из каждого элемента объёма газа, ничтожно мало по сравнению с числом рекомбинирующих в том же элементе пар ионов. Поэтому при малом U баланс процессов образования ионов под действием внешнего ионизатора и их рекомбинации не нарушен. Концентрация ионов n та же, что при отсутствии тока, и от тока не зависит. Как показывает равенство (4) и как подтверждает опыт, электропроводность газа в этом случае постоянна, и закон Ома соблюдается. Но при больших значениях U и i равновесная концентрация n ионов под действием внешнего ионизатора, процесса рекомбинации и уноса ионов током будет тем меньше, чем больше ток. В результате плотность тока i будет расти медленнее, чем разность потенциалов U . Вольтамперная характеристика разряда (рис. 2) начнёт загибаться вправо от направления первоначальной прямой OA , соответствующей малым значениям U . Когда при дальнейшем увеличении U сила тока возрастает настолько, что число пар ионов, рекомбинирующих за единицу времени в данном

элементе объёма газа будет в свою очередь ничтожно мало по сравнению с числом ионов, уносимых за то же время током, все q пар ионов, образуемых в одну секунду внешним ионизатором, будут уноситься током. Плотность тока i в этом случае будет определяться исключительно числом q , и так как это число постоянно, то и плотность тока i будет постоянна и не будет зависеть от U . В конденсаторе будет течь «ток насыщения», которому на кривой рис. 2 соответствует горизонтальный участок вольтамперной характеристики BC . Опыт показывает, что при дальнейшем увеличении разницы потенциалов U плотность тока

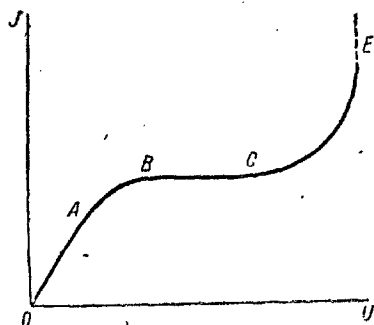


Рис. 2. Вольтамперная характеристика тлеющего разряда.

начинает вновь возрастать сперва медленно, затем всё быстрее и быстрее — участок вольтамперной характеристики CE рис. 2. Увеличение концентрации заряженных частиц, вызывающее рост тока, происходит в этом случае за счёт начавшихся новых элементарных процессов ионизации, связанных с самим разрядом. Вследствие увеличения скорости движения положительных ионов их энергия при ударе о катод оказывается достаточной для выделения из катода свободных электронов. Эти электроны, а равно и электроны, освобождаемые из нейтральных частиц газа под действием

внешнего ионизатора, уже не образуют вследствие увеличения их скорости обязательно отрицательные ионы, а начинают сами ионизовать газ. Освобождаемые при этом из атомов или молекул газа свободные «вторичные» электроны, сталкиваясь с нейтральными частицами газа, также ионизуют их. Поэтому, по мере продвижения группы электронов от катода к аноду число их быстро увеличивается. Такую группу электронов, неуклонно увеличивающихся в числе, называют «лавиной электронов» по аналогии с грозным явлением снежных лавин, скатывающихся иногда по склонам покрытых снегом гор в цветущие долины. Благодаря сопровождающим её элементарным процессам, каждая лавина электронов вызывает выход определённого числа электронов с поверхности катода. Эти электроны образуют новую лавину. Таким образом, при прекращении действия внешнего ионизатора разряд обрывается не сразу. Однако, если число электронов в каждой последующей лавине меньше, чем число электронов в вызвавшей её предшествующей лавине, разрядный ток быстро уменьшается и сходит на-нет — разряд еще несамостоятельный. При дальнейшем увеличении U и i отношение числа электронов двух последующих лавин, так называемое «ионизационное нарастание» μ приближается к единице. При $\mu > 1$

разряд более не нуждается для своего поддержания в постороннем ионизаторе и переходит в самостоятельный. Несамостоятельный разряд, которому на кривой рис. 2 соответствует начальная часть вольтамперной характеристики, включая область тока насыщения, носит название «*тихого несамостоятельного разряда*». Форму разряда, соответствующую возрастающей части кривой *CE*, называют *несамостоятельным таунсендовским разрядом*, по имени ученика Дж. Дж. Томсона английского физика Таунсенда — автора первой количественной теории газового разряда, в частности теории электронных лавин и перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный.

Как видно из разобранных нами примера, для того чтобы понять и количественно охватить явления газового разряда, необходимо изучить имеющие место в разряде элементарные атомарные процессы. Среди этих процессов наиболее существенное значение имеют процессы ионизации газа. Эти процессы можно разделить на два больших класса: элементарные процессы ионизации в объёме газа — объёмная ионизация и элементарные процессы на границе между газом и твёрдым или жидким электродом — поверхностная ионизация.

К процессам объёмной ионизации относятся: ионизации при соударениях электронов и ионов с нейтральными атомами и молекулами (ударная ионизация, прямая и ступенчатая), ионизация при передаче атому или молекуле энергии возбуждения другого атома или молекулы (неупругие соударения II рода), ионизация газа при облучении его ультрафиолетовым, рентгеновским или γ -излучением (фотоионизация газа в объёме), ионизация при повышении температуры газа, вызываемая столкновением наиболее быстрых атомов или молекул между собой (термическая ионизация). Причиной процессов поверхностной ионизации является эмиссия (испускание) электронов твёрдыми или жидкими телами под действием: квантов радиации, падающих на тело (поверхностный или «внешний» фотоэффект), высокой температуры (термоионная эмиссия), сильного поля у поверхности тела (автоэлектронная эмиссия), ударов о поверхность тела ионов и электронов (вторичная эмиссия), возбуждённых и, наконец, нейтральных атомов. Процессы электронной эмиссии имеют и самостоятельное значение помимо явлений газового разряда, так как некоторые из них происходят и на границе между твёрдым телом и высоким вакуумом и обуславливают собой прохождение электрического тока через последний. Кроме ионизации, для явлений газового разряда имеют очень большое значение также и процессы возбуждения атомов и молекул. Всякий газ при прохождении через него разряда представляет собой смесь не только электронов, нейтральных и однократно ионизованных атомов и молекул, но ещё и атомов и молекул, находящихся на самых различных ступенях возбуждения, а также возбуждённых ионов. Все эти частицы сталкиваются, взаимо-

действуют между собой и находятся в постоянном энергетическом обмене, определяющем течение разрядных процессов. К возбуждению атомов и молекул ведут процессы, аналогичные тем, которые приводят к ионизации: ударное возбуждение, прямое и ступенчатое, неупругие соударения II рода, фотовозбуждение газа, термическое возбуждение. Кроме ионизации и возбуждения, в газе происходят всегда в той или иной степени и обратные процессы образования нормальных атомов: процессы рекомбинации положительных и отрицательных ионов между собой, или положительных ионов и электронов, возвращение возбуждённых атомов в нормальное состояние с излучением кванта радиации, а также распад отрицательных ионов на нейтральный атом и электрон. Имеют место также и процессы перезарядки, заключающиеся в обмене электронами между ионами и нейтральными частицами газа. Процессы рекомбинации происходят не только в объёме газа, но на поверхности граничащих с газом тел, при этом часто более интенсивно, чем в объёме газа.

Для того чтобы расшифровать явления разряда в газах, необходимо изучить не только все перечисленные выше элементарные процессы, но и характер движения электронов и ионов в газе при наличии электрического поля и без него. Сюда относятся вопросы о *подвижности* ионов и электронов, вопросы о *распределении скоростей и энергии* в беспорядочном тепловом движении ионов и электронов. Такое движение всегда накладывается на переносное движение в поле, а иногда и превосходит последнее по своему значению для разряда (когда неаправленный *беспорядочный* ток больше направленного). В той же связи существенен вопрос о длине свободного пути электронов и ионов — точнее об *эффективном сечении атомов и молекул* по отношению к тем или иным актам их взаимодействия с электронами и ионами — и вопрос о характере рассеяния пучка электронов или ионов при встрече с молекулами и атомами газа. В вопросах баланса числа тех или других частиц и баланса энергии существенную роль играют процессы излучения квантов энергии возбуждёнными атомами и молекулами и длительность их пребывания в состоянии возбуждения.

При прохождении тока через газ и высокий вакуум поле, в котором двигаются варяженные частицы, обуславливается не только геометрией электродов разрядного промежутка и их потенциалами, но и *пространственными зарядами*, создаваемыми электронами и ионами. Поэтому учение о пространственных зарядах также составляет необходимую главу учения об электрических явлениях в газах.

Чтобы не возвращаться в дальнейшем к перечню отдельных типов разряда, дополним сказанное выше о различных формах разряда — тихом, тлеющем, дуговом, таунсендовском, коронном, искровом — указанием на «*высокочастотные разряды*»: а) *Высокочастотный разряд с внешними или внутренними электродами*. В этой форме разряда последний получается при помещении трубки с разрежён-

ным газом в высокочастотное электрическое поле (например, между обкладками конденсатора, включённого в цепь высокочастотного генератора тока). В отличие от простого тлеющего разряда на переменном токе в этом типе разряда при изменении направления тока не происходит перестройки пространственных зарядов, а поверхностные процессы на катоде совершенно не существенны для поддержания разряда и могут совсем не иметь места.

б) *Безэлектродный кольцевой разряд* представляет собой аналогию токам Фуко и имеет место при помещении трубки с разрежённым газом внутри соленоида или катушки, по которым проходит высокочастотный ток. В этом случае решающая роль принадлежит высокочастотному магнитному полю, индуцирующему токи кольцевого разряда. Поверхностных процессов на катоде нет, так как в этом типе разряда нет и катода.

в) *Высокочастотный коронный* (так называемый *факельный разряд*), ещё очень мало изученный.

Далее необходимо упомянуть о специальном типе искрового разряда — о *«кистевом разряде»*, в котором быстро следующие друг за другом каналы искрового разряда образуют некоторое подобие кисти, и о *переходных формах разряда*, например, об описанной Дж. Дж. Томсоном переходной форме между несамостоятельным таунсендовским и тлеющим разрядами. Другая переходная форма имеет место при ограничении тока большим сопротивлением при переходе от тлеющего разряда к дуговому. Характерная черта этой формы разряда — катодное падение, меньшее, чем катодное падение тлеющего разряда, и большее, чем катодное падение дугового разряда. На катоде такого разряда имеют место одновременно как процессы, типичные для дугового разряда, так и процессы, типичные для тлеющего разряда.

Рядом с прохождением электрического тока через разрежённые газы необходимо поставить также и прохождение электрического тока через высокий вакуум ¹⁾.

Разряд в вакууме мы имеем, например, в электронных лампах и в вакуумных фотоэлементах. Прохождение электрического тока через высокий вакуум осуществляется путём электронной эмиссии с катода. Сообразно с этим естественно различать и три типа разряда в вакууме: *термоэлектронный*, *автоэлектронный* и *фотоэлектронный*. Промежуточное положение между электрическими разрядами в газе и электрическими разрядами в высоком вакууме занимает разряд, имеющий место в ионных рентгеновских трубках и в трубках Крукса, служивших для получения и демонстрации «катодных лучей». В этом случае

¹⁾ Вакуумом принято называть пространство, наполненное разрежённым газом. «Высокий вакуум» характеризуется тем, что средняя длина свободного пути частиц газа больше наименьших линейных размеров данного сосуда или объёма.

плотность остаточного газа в трубке настолько мала, что средняя длина свободного пути электронов больше, чем линейные размеры разрядной трубки или, по крайней мере, одного и того же порядка, как и эти размеры. В то же время остаточный газ всё ещё играет существенную роль: источником электронов на катоде является вторичная эмиссия электронов под действием ударов о катод быстрых положительных ионов, созданных ионизацией при том относительно небольшом числе столкновений, которое совершают вылетевшие из катода электроны с частицами остаточного газа.

Газовый разряд может быть *стационарным* или *нестационарным*. В первом случае все параметры явления постоянны во времени в каждой данной точке разрядного промежутка. Все такие величины, как температура и плотность нейтрального газа, концентрация электронов и ионов, а также возбуждённых атомов в каждом энергетическом состоянии и плотность разрядного тока, неизменны; сила тока через каждое поперечное сечение трубки между двумя электродами одна и та же.

В случае нестационарного разряда все эти параметры более или менее быстро меняются со временем. К нестационарным разрядам относятся: разряд на переменном токе низкой частоты, высокочастотный разряд и *импульсные разряды*. Первый из них называют также *квазистационарным разрядом* в соответствии с понятием о квазистационарных токах. Наименование стационарный приложимо лишь к установившемуся разряду на постоянном токе.

Импульсные разряды дают возможность иметь в течение короткого промежутка времени чрезвычайно большую мощность и чрезвычайно большую силу тока через газ.

§ 2. Краткий исторический обзор. Первым явлением электрического разряда в газах, воспроизведённым в лаборатории, было извлечение электрических искр из наэлектризованных тел. В 1700 году доктор Валь наблюдал извлечение искры из наэлектризованного янтаря и описал это явление в *Philosophical Transactions*, том XXVI, № 314 ([26], ч. II, стр. 251). Между 1733 и 1737 годами Дюфэ, исследуя электризацию, извлекал искры из тела наэлектризованного человека. В 1746 году Мушенбрек ([26], ч. II, стр. 287; [28], стр. 128) построил первые лейденские банки. Изучение зарядки этих банок и разрядки их при помощи электрической искры привело к самому названию: «электрический разряд через воздух». Из других видов разрядки Гауксби ([26], ч. II, стр. 252) также в начале XVIII века наблюдал свечение разрежённого воздуха внутри шара, электризуемого снаружи трением. В 1752 году Франклин ([26], ч. II, стр. 294; [28], стр. 128) и почти одновременно с ним основоположник всей русской физики Михайло Васильевич Ломоносов [27, 29] показали на опыте, что гром и молния представляют собой мощные электрические разряды в воздухе. Ломоносов установил также, что электрические заряды имеются в воздухе и при отсутствии видимой грозы, так как и в этом

случае из его «громовой машины» иногда можно было извлекать искры. Громовая машина представляла собой установленную в жилом помещении лейденскую банку, одна из обкладок которой была соединена проводом с металлической гребёнкой или остриём, расположенными на высоком поставленном во дворе шесте¹⁾. Ломоносов исследовал также свечение разрежённого воздуха под действием электрической машины с трением. В 1785 году Кулон [27] во время опытов, приведших к установлению закона Кулона, обнаружил утечку электрических зарядов через воздух (тихий разряд).

В 1802 году профессор физики Петербургской медико-хирургической академии Василий Владимирович Петров, впоследствии академик Петербургской Академии наук, впервые, на несколько лет раньше английского физика Дэви, обнаружил и затем описал явление так называемой вольтовой дуги в воздухе между двумя угольными электродами [30], [31].

Фарадею принадлежит исследование разницы потенциалов, при которой возникает искровой разряд. Он обнаружил, что первый импульс искрового разряда — проскакивание первой искры между электродами — происходит при более высокой разнице потенциалов, чем проскакивание последующих искр, и что после каждой искры свойство газа, облегчающее прохождение новой искры, сохраняется в течение нескольких минут [32]. Он обнаружил также влияние полярности электродов разрядного промежутка на потенциал искрового пробоя в том случае, если оба электрода неодинаковы по размерам и геометрической конфигурации [33].

Во второй половине XIX столетия в трудах английских и немецких физиков получили феноменологическое описание тлеющих и некоторые другие виды разряда в разрежённых газах (трубки Плюккера, Гейслера и др.). Крукс довёл разрежение газа в разрядной трубке до крайних возможных тогда пределов и положил начало исследованию катодных лучей.

Из русских электриков XIX века над практическими приложениями вольтовой дуги для освещения весьма успешно работали Павел Николаевич Яблочков (1847—1894) [34—35] и Владимир Николаевич Чиколев (1845—1898) [37—39], а приложениями той же дуги для сварки, спайки и плавки металлов — Николай Гаврилович Славянов и Николай Николаевич Бенардос [40—41]. Исследованием вольтовой дуги занимались Дмитрий Александрович Лачинов совместно с В. Н. Чиколевым [42] и В. Ф. Миткевич (ныне академик) [43]. В 1905 году Миткевич установил природу процессов на катоде дугового разряда. Независимым разрядом в воздухе занимался Александр Григорьевич Столетов во время его классического исследования *актино-элек-*

¹⁾ В 1753 году, во время опытов был убит у себя дома молнией, ударившей в шест машины, друг Ломоносова профессор Рихман, также производивший исследования при помощи собственной громовой машины.

трического эффекта (фотоэффекта) [44]. Ему принадлежит открытие «эффекта Столетова», а также установление первого закона фотоэффекта и ряда других основных черт этого элементарного процесса.

Ивану Ивановичу Боргману (1849—1914) принадлежит интересное исследование пути тихого электрического разряда в воздухе при помощи наблюдения положений очень маленькой магнитной стрелки при отсутствии и при наличии разряда через воздух [45].

Владимир Константинович Лебединский изучал в период 1900—1909 гг. отчасти совместно с В. Ф. Миткевичем явления электрической искры, в частности «зажигание» и «тушение» искры ультрафиолетовым светом и радиоактивными излучениями [46, 47].

Современные теории газового разряда, основанные на представлении об ионизации газа, ведут своё начало от классических работ Дж. Дж. Томсона, предпринятых им с середины восьмидесятых годов XIX века, и начертанной им в 1900 году картины разряда [48, 49] и от работ его ученика Таунсенда [18—20]. Теория Таунсенда была существенно дополнена в 1931—1932 гг. Роговским [1043, 1044, 1077—1079] путём учёта искажения поля в разряде пространственными зарядами. Это дало возможность более полно нарисовать картину перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный и распространить теорию также и на самостоятельный тлеющий разряд. Явление термоэлектронной эмиссии было весьма основательно и полно исследовано английским физиком Ричардсоном около 1900 года [51, 137]. Ричардсон дал первую количественную теорию этого элементарного процесса.

Одновременно Дж. Дж. Томсон и его школа, а также Ленар и другие продолжали исследования ионизации и постепенно пришли к открытию и других элементарных процессов в объёме газа. Особенно большую роль сыграли работы Франка и Герца [589, 593] над потенциалами возбуждения и ионизации газа, опубликованные в 1913/14 годах и тесно связавшие учение о газовом разряде с теорией атома.

В области общей теории разряда новый метод подхода к явлениям газового разряда был указан в 1923 г. американским физико-химиком Ирвингом Ленгмюром, установившим представление о газоразрядной «плазме» и указавшим пути экспериментального и теоретического исследования последней [904—906, 1392, 1393]. В новейшее время американский физик Лёб и его школа пошли по другому новому направлению в изучении газового разряда [1659, 1660, 1665]. Созданная этой школой теория учитывает в числе основных элементарных процессов фотоионизацию газа в объёме и, наряду с представлением об электронных лавинах Таунсенда, вводит представление о «стримерах». Этим путём в значительной степени удалось расшифровать явления искрового разряда и молнии.

Количественную теорию термической ионизации дал индийский физик Сага (1923) [712]. Приложение теории Сага к отщипнутому дуговому разряду дали Эленбас и другие голландские физики (1935 г.) [1565]. Среди них Бойль впервые осуществил разряд в парах ртути при сверхвысоких давлениях порядка ста атмосфер и выше [1605].

Из покойных русских физиков, работавших в XX веке над явлениями газового разряда, вспомним о Димитрии Аполлинариевиче Рожанском (1882—1936), написавшем один из первых оригинальных русских учебников по электрическому разряду в газах [1].

ГЛАВА ВТОРАЯ.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАЗРЯДА В ГАЗАХ И ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ.

§ 1. Откачка газа и обезгаживание аппаратуры. Для создания высокого вакуума в экспериментальной аппаратуре, которая чаще всего представляет собой стеклянную трубку с герметически впаянными в стекло металлическими вводами и металлическими электродами внутри трубки, надо удалить газ из этой трубки или соответствующего стеклянного или металлического баллона или сосуда. Надо также обеспечить сохранение высокого вакуума путём устранения выделения газа из электродов или стенок или, в крайнем случае, постоянно удалять выделяющиеся следы газа. При исследовании, а также при практическом использовании явлений газового разряда необходимо иметь дело с газом совершенно определённого состава и плотности, например, с каким-либо данным чистым газом или с определённой смесью нескольких газов, содержащими лишь очень небольшие количества неизбежных посторонних примесей известных веществ.

Для достижения этой цели, так же как и при создании высокого вакуума, необходимо удалить имеющийся в аппаратуре воздух или другой газ, «обезгазить» стенки и электроды и лишь после этого заполнить аппаратуру желаемыми газом или смесью газов. Для краткости условимся в дальнейшем во всех случаях называть ту часть аппаратуры, в которой мы создаём высокий вакуум или определённую газовую среду и наблюдаем интересующие нас электрические явления, *«разрядной трубкой»*, независимо от её формы и материала стенок. Удаление выделяющихся при разряде газов возможно путём непрерывной откачки, если газом, используемым в экспериментальной трубке, являются насыщенные пары ртути, а действующим насосом — ртутный насос того или иного типа. В других случаях приходится откачивать разрядную трубку от откачной установки и пользоваться химическими способами удаления выделяющихся из электродов и стенок следов газа, применяя так называемые *«геттеры»* — вещества, поглощающие все более или менее химически активные газы.

Удаление воздуха или ненужного газа из разрядной трубки производится при помощи воздушных насосов. Аппаратура для откачки газа, которую мы в дальнейшем будем называть «*вакуумной*» или «*откачной установкой*», включает в себе по крайней мере два последовательно работающих насоса. Первый создаёт так называемый предварительный вакуум, или короче — «*форвакуум*» при давлении порядка от 0,001 до 0,1 мм ртутного столба, и выбрасывает газ непосредственно в атмосферу, преодолевая атмосферное давление. Этот насос называют *форвакуумным насосом*. Второй насос может выбрасывать газ только в пространство с пониженным давлением — форвакуум, но зато может создать в разрядной трубке разрежение, соответствующее давлению остаточного газа 10^{-6} — 10^{-7} мм ртутного столба и меньше. Такой насос носит название *насоса высокого вакуума*. В качестве *форвакуумных насосов* теперь применяют исключительно ротационные масляные насосы; в качестве насосов высокого вакуума — диффузионно-конденсационные ртутные или масляные насосы.

В ротационных масляных насосах образование камер с разрежённым пространством, в которое устремляется газ из откачиваемого сосуда, и последующее выталкивание этого газа наружу достигаются следующим образом. Сплошной цилиндр D (рис. 3) находится внутри полого цилиндра E большего диаметра и плотно касается его по одной из своих образующих¹⁾. По одному из диаметров цилиндра D в нём имеется сквозная прорезь. В эту прорезь вставлены две лопаточки a и b . Помещённая между их концами пружина c плотно прижимает лопаточки к внутренней поверхности полого цилиндра E . Пусть цилиндр D в некоторый данный момент времени проходит через положение, изображённое на рис. 3; вращаясь по направлению, указанному стрелкой. Тогда в рассматриваемый момент времени камера A_1 увеличивается, и в неё поступает газ из откачиваемого сосуда через отверстие B . Камера A_2 уменьшается в объёме, газ выталкивается из неё через отверстие C , снабжённое клапаном. В камере A_3 в рассматриваемый момент газ просто переносится от входного отверстия к выпускному. Через некоторое время роли камер переменятся, как это легко проследить на рис. 3.

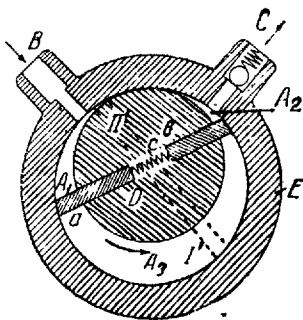


Рис. 3. Схема ротационного масляного насоса.

¹⁾ В некоторых типах ротационных масляных насосов на внутренней стороне цилиндра E выточена цилиндрическая ложбинка, диаметром равная диаметру D , так что цилиндр D прилегает к цилиндру E не по одной образующей, а по всей поверхности ложбинки.

Пространство около входного отверстия всегда изолировано от выпускного отверстия благодаря плотному прилеганию цилиндра *D* и лопаточек к внутренней поверхности цилиндра *E*. Уплотнение здесь достигается постоянным присутствием масла на стенках. Поэтому при вращении цилиндра *D* газ всегда будет «засасываться» через отверстие *B* независимо от наличия выпускного клапана. Но если этого клапана не будет, газ

станет устремляться наружу (из атмосферы, если насос работает непосредственно на атмосферу) внутрь насоса всякий раз, как соответствующая лопаточка будет проходить мимо выпускного отверстия, соединяя это отверстие с очередной камерой. При дальнейшем вращении цилиндра *D* этот газ был бы опять вытолкнут наружу, но работа насоса будет сильно затруднена по сравнению со случаем, когда имеется выпускной клапан, так как давление, испытываемое лопаточкой, вместо того чтобы постепенно увеличиваться до давления, при котором открывается выпускной клапан, сразу, как только откроется отверстие, будет равно давлению в выпускной трубе. Кроме того, благодаря существованию этого большого давления в течение большого промежутка времени увеличивается вероятность проникновения газа через

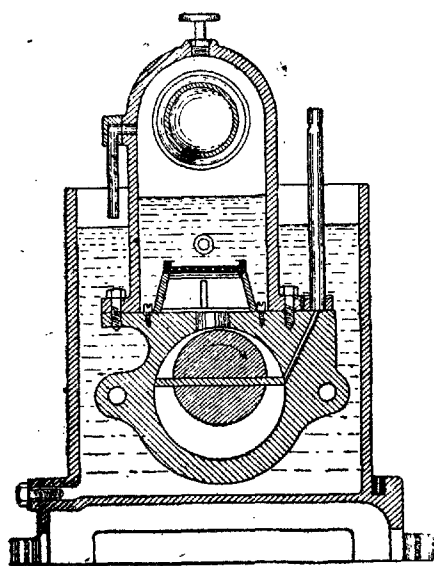


Рис. 4. Разрез ротационного масляного насоса.

масляное уплотнение в рабочее пространство в цилиндре *E*.

Широкое применение в вакуумном производстве нашёл тип насоса, схематически изображённый на рис. 4. Существенный признак этих насосов заключается в том, что тело, в котором выточена цилиндрическая полость (рис. 4), целиком погружено в масло. Таким образом получается очень надёжная защита от возможности проникновения в насос воздуха через недостаточно уплотнённые места соединения различных частей. В некоторых системах этих насосов масло просто налито в большой металлический короб, окружающий всю рабочую часть насоса. В других короб заменён металлической рубашкой с более или менее узким пространством между её стенками и телом насоса. Выпускной клапан обычно устроен в виде сплошной стальной плоской пластинки (рис. 4), лежащей под маслом на другой такой же пластинке, снабжённой

рядом отверстий, через которые газ вырывается, подымая кверху пластинку. Движение пластинки выпускного клапана сопровождается в масляных ротационных насосах характерным стуком. Когда в откачиваемом сосуде много газа, газ сильно демпфирует движение клапана, стук получается заглушённый, «мягкий». Когда давление в насосе уменьшается до десятых долей миллиметра Hg, стук насоса становится резким и громким. Если внезапно впустить в откачиваемый сосуд воздух, стук резко изменяется, слышатся звуки, похожие на захлёбывание. Таким образом, обращая внимание на звук, издаваемый насосом, можно судить о качестве работы насоса и о моменте достижения более или менее хорошего вакуума, а также заметить внезапное нарушение целостности откачиваемой вакуумной системы. Вследствие некоторого несовершенства выпускного клапана, при остановке насоса через некоторое короткое время в насос проникает воздух и гонит масло из насоса во входную трубку. Чтобы избежать проникновения масла в трубку вакуумной системы, на близком расстоянии от насоса ставят трёхходовой кран, а между краном и насосом помещают стеклянный шар объёмом $1—1\frac{1}{2}$ л. Масло, дойдя до этого шара, пропускает давящий на него со стороны насоса воздух в виде булькающих и пенящихся масляных пузырьков и само дальше не распространяется. Тотчас же после размыкания рубильника мотора, вращающего насос, входную трубку насоса отключают при помощи крана от вакуумной системы и соединяют с атмосферным воздухом. Можно также устраивать автоматический затвор для масла в виде шлифа и пробки, которая под давлением струи газа пропускает газ, а под действием давления масла, попавшего в трубку, плотно закрывает отверстие шлифа и не пропускает масла.

Каждый ротационный масляный насос может работать непосредственно на атмосферу, но всё же работа такого насоса тем лучше и конечное давление в откачиваемом сосуде тем ниже, чем меньше давление в том пространстве, куда насос выталкивает выкачиваемый им газ. Поэтому очень часто два и даже три ротационных масляных насоса соединяют последовательно один за другим. Это достигается различными комбинациями стеклянных и резиновых трубок, присоединённых к впускным и выпускным трубкам трёх насосов, находящихся в одном и том же масляном коробе и приводимых в движение одним и тем же электромотором. Рис. 5 даёт схему, в которой насосы I и III каждый в отдельности соединены последовательно с насосом II. На рис. 6 I, II и III соединены последовательно один за другим. На этих чертежах через A_1 , A_2 и A_3 обозначены входные трубки насосов, через B_1 , B_2 и B_3 — выпускные.

Требования, которые предъявляются к маслу для заливки насосов: масло не должно быть лишено вязкости при высоких температурах и не должно быть слишком густым при низких. В последнем случае при пуске в ход требуется специальное подогревание насоса. Масло

должно быть чистым, не содержать никаких механических примесей, так как последние могли бы нарушить плотность притирки движущихся частей насоса. Масло должно быть по возможности мало гигроскопично и не должно выделять в вакууме большого коли-

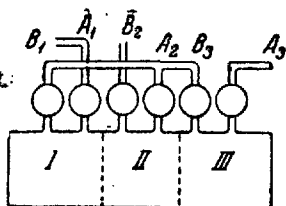


Рис. 5. Схема параллельного включения двух насосов I и III последовательно с насосом II.

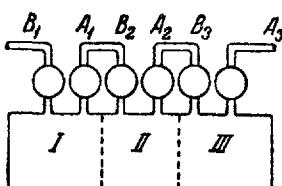


Рис. 6. Схема последовательного включения трёх насосов.

чества газов и паров. Температура воспламенения масла должна быть достаточно высокой.

Уход за ротационным масляным насосом состоит в том, чтобы по возможности не допускать проникновения в насос механических примесей к маслу и периодически производить чистку масла (процеживание, обезвоживание) и всех частей насоса. Не следует допускать длительного перекачивания насосом атмосферного воздуха через открытую входную трубку или изъём в установке, так как при этом масло сильно нагревается. Из частей насоса починки чаще всего требует клапан.

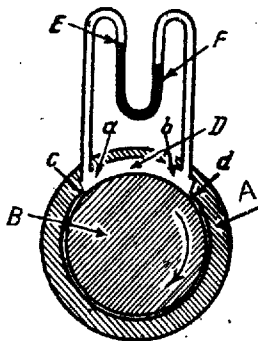


Рис. 7. Схема действия молекулярного насоса.

Скорость действия ротационного масляного насоса зависит от его размеров. Она различна при разных давлениях откачиваемого газа. Об этой последней зависимости может дать представление табл. 1.

Предельное давление, достижимое при долговременной откачке ротационными масляными насосами при хорошем уходе за ними и не слишком большой изношенности, — тысячные доли миллиметра; в худшем случае — одна — две сотые.

Переходя к насосам высокого вакуума, остановимся кратко на так называемых молекулярных насосах [60] типа Гольвека [61], которые нашли некоторое распространение.

Молекулярные насосы основаны на явлении внешнего и внутреннего трения в газах. Общая схема такого насоса изображена на рис. 7.

Внешний цилиндр *A* неподвижен, внутренний *B* вращается и может делать несколько тысяч оборотов в минуту. Зазор *cd* между цилиндрами *A* и *B* делается настолько узким, чтобы устранить обратное течение газа по этому зазору. *ab* — выфрезерованное во внешнем цилиндре расширение зазора *cd*.

Таблица 11)

Время действия в сек	Давление в мм Hg	Скорость действия в см ³ /сек	Время действия в сек	Давление в мм Hg	Скорость действия в см ³ /сек
0	760	125	180	0,015	327
30	522,7	202	210	0,0035	485
60	285,4	592	240	0,0025	112
90	48,1	1990	270	0,0024	13,6
120	0,12	366	Далее скорость действия такого же порядка		
150	0,04				

Внутренний цилиндр в своём движении увлекает соседний слой газа. Этот слой увлекает следующий и т. д. Благодаря такому увлечению газа в направлении стрелки давление на стенку *b* будет выше, чем на стенку *a*, и ртуть в колене манометра *E* будет стоять выше, чем в колене *F*. Между *a* и *b* будет устанавливаться некоторая разность давлений, зависящая от скорости движения нижней пластинки, от толщины полости *D* и от природы газа. От абсолютной величины давления в полости *D* эта разность давлений, как показывает подсчёт, зависеть не будет.

Если расстояние между цилиндрами много меньше, чем длина свободного пути молекул газа при данных условиях, то каждая молекула, ударившаяся о движущуюся стенку, будет лететь до противоположной неподвижной стенки, сохраняя полученный от движущейся стенки избыток количества движения в направлении движения этой стенки.

У конца *b* полости число *n* молекул, приходящихся на 1 см³, будет увеличиваться, и начнётся диффузия молекул в направлении от *b* к *a*. В результате получится некоторое стационарное состояние. Если ширина полости много меньше длины свободного пути, то этот случай легко поддаётся подсчёту.

Результаты этого подсчёта представлены формулой (5):

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{sw}{2} + U_1}{U_1 - \frac{sw}{2}} = \frac{\frac{U_1}{w} + \frac{s}{2}}{\frac{U_1}{w} - \frac{s}{2}}, \quad (5)$$

1) Эта таблица взята нами из [52], стр. 29.

где U_1 обозначает количество газа, протекающего от b к a в 1 сек при разности давлений на концах в 1 бар, w — скорость движения газа, равная половине скорости движения поверхности внутреннего цилиндра, s — поперечное сечение полости D . Формула (5) показывает, что при определённой скорости движения стенки и, следовательно, при данном w отношение давлений в точках b и a по концам полости будет величиной постоянной. Кроме того, из равенства (5) нетрудно усмотреть, что при $w = 0$ $p_1 = p_2$, а затем с увеличением

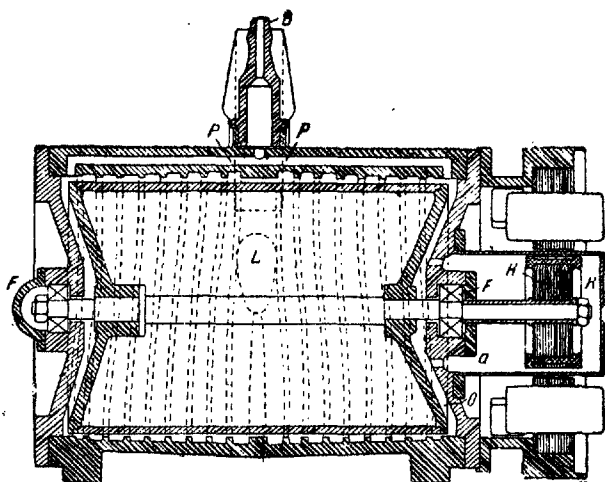


Рис. 8. Разрез молекулярного насоса Гольвека.

скорости движения стенки отношение давлений на концах полости $\frac{p_2}{p_1}$ будет возрастать¹⁾.

Практически приемлемый тип молекулярного насоса представляет собой насос Гольвека [61]. Вращающаяся часть полностью находится в форвакууме без выхода наружу, чем устраняются всевозможные потери и утечки.

В этом насосе (рис. 8) вращающаяся часть — гладкий цилиндр, неподвижный же цилиндр имеет винтообразный жёлоб, плавно переходящий от больших сечений в середине к малым на концах. Зазор между стенками цилиндров 0,03 мм. Вследствие большого диаметра цилиндра (а, следовательно, и большей скорости по окружности) и большого сечения винтовой спирали количество вы-

1) Случай, когда $\frac{U_1}{w}$ делается меньше $\frac{s}{2}$, нереален, так как расчёт, приводящий к формуле (5), применим лишь для случая, когда эта скорость меньше скорости теплового движения молекул.

качиваемого в 1 сек газа в насосе Гольвека значительно. Нарезка кончается на середине цилиндра у отверстия L боковой трубки, присоединяемой к откачиваемому сосуду. Противоположные концы нарезки начинаются перед отверстиями канала PP и сообщаются с помощью трубки B с насосом форвакуума. Уменьшение глубины нарезки от середины к концам сделано, принимая во внимание уменьшение длины свободного пути молекулы по мере прохождения спирали (вследствие увеличения давления). Вращающийся цилиндр состоит из бронзовой или дуралюминиевой трубы с гладкой поверхностью. На концах неподвижного цилиндра прикреплены солидные флянцы, через которые пропущена ось вращения. F — шарикоподшипники. На конце оси находится ротор H небольшого асинхронного двигателя. В междужелезном пространстве помещаются очень тонкие стенки коробки K , сообщаемой с внутренней полостью насоса через отверстие a . Таким образом достигается помещение всей вращающейся части в форвакууме без выхода наружу, чем исключается возможность попадания смазочного масла в рабочую часть насоса. Малая толщина стенок коробки имеет целью уменьшение потерь от токов Фуко. Для смазки шарикоподшипников достаточно капли вазелинового масла, впускаемого раз в три месяца. Скорость вращения насоса — 4000 об/мин; диаметр вращающегося цилиндра — 150 мм; длина цилиндра — 200 мм; скорость действия молекулярного насоса Гольвека — 2300 см³/сек.

Так как согласно формуле (5) отношение давлений газа p_2 у выходной трубки насоса и p_1 у входной (со стороны откачиваемого сосуда) является величиной постоянной, то конечное разрежение, даваемое молекулярным насосом, тем больше, чем ниже давление в форвакууме. Однако не следует думать, что, уменьшая давление форвакуума или соединяя последовательно несколько молекулярных насосов, можно получить сколь угодно высокий вакуум. Препятствием к этому служит обратное просачивание газа через узкую часть зазора между подвижным и неподвижным цилиндрами.

Предельный вакуум, достижимый при помощи молекулярного насоса, надо оценивать в 10^{-7} мм Hg.

Большое преимущество молекулярного насоса перед насосами, работающими при помощи паров ртути, заключается в отсутствии необходимости замораживания этих паров. Можно сказать, что молекулярный насос откачивает все имеющиеся в разрядной трубке газы и пары.

Молекулярный насос боится малейших механических загрязнений и всяких газов и паров, могущих действовать на металл цилиндров, так как всякое изменение ширины зазора приводит либо к «заеданию» вращающегося цилиндра, либо к просачиванию газа через зазор.

Этим обуславливаются соответствующие меры ухода за молекулярным насосом,

Гораздо более широкое распространение получили *ртутные диффузионно-конденсационные насосы*. Эти насосы дают чрезвычайно высокий вакуум: давление остаточного газа в разрядной трубке, соединённой с таким насосом, определяется при хорошей работе последнего исключительно равновесием между количеством газа, удаляемого откачной установкой, и количеством газа, выделяющегося в самой трубке со стенок и с электродов. Наиболее ходовой тип такого насоса предложил американский физик Ленгмюр [62, 63]. Действие насоса Ленгмюра основано на следующих физических явлениях. Во-первых, струя ртутного пара, вырываясь из «сопла» и поступая в более или менее узкую трубку, увлекает за собой газ по законам гидродинамики. Однако, такое «эжекторное» действие требует

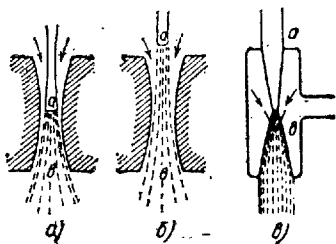


Рис. 9. Схема действия эжекторного насоса.

специальной формы трубки, окружающей сопло, при которой вырывающаяся из сопла струя плотно прилегает к стенкам трубки (рис. 9). Кроме того, детальная теория этого явления пока вызывает, что то предельное давление газа в откачиваемом сосуде, которое можно достигнуть этим способом, имеет сравнительно большое значение (порядка 10^{-8} мм ртутного столба).

Всё же эжекторное действие струи

пара в насосе Ленгмюра существенно, так как действие струи ограничивает высокий вакуум от форвакуума и не даёт частицам газа проникать из пространства, занятого форвакуумом, в область высокого вакуума. Во-вторых, в насосе Ленгмюра происходит адсорбция газа на чистой металлической поверхности ртутных капелек, конденсирующихся на охлаждаемой проточной водой поверхности трубки за соплом насоса. Капельки ртути вместе с осевшим на их поверхности газом стекают в область форвакуума и здесь, образуя более крупные капли с меньшей общей площадью поверхности, отдают принесённый ими газ. Третье существенное для действия насоса Ленгмюра явление — диффузия частиц газа из откачиваемого сосуда в окружающее сопло насоса кольцевое пространство, где они поступают в струю ртутного пара и захватываются ею. Можно сказать, что около сопла плотность откачиваемого газа приближается к нулю. Эта плотность определяется не теми чрезвычайно редкими частицами, которым удаётся прорваться из форвакуума сквозь струю пара (по расчётам Ленгмюра для частного случая это удаётся лишь одной из числа 10^{20} частиц), а главным образом частицами газа, всё ещё выделяющимися из стеклянных стенок около сопла. Опыт показывает, что эта плотность чрезвычайно мала. Таким образом давление остаточного газа в разрядной трубке определяется исключительно скоростью выделения газа в этой трубке

и законами протекания газа по трубкам откачной установки от разрядной трубки до насоса Ленгмюра.

Рис. 10 показывает устройство стеклянного конденсационного насоса Ленгмюра [62, 63]. В колбе *A* находится небольшое количество ртути, которая подогревается электрическим нагревателем или газовой горелкой. Пары ртути идут по трубке *B* и выходят через отверстие *C* в сосуд *D*, охлаждаемый холодильником *E*. Трубки *K₁* и *K₂* служат для подводки и удаления воды холодильника. Газ из откачиваемого сосуда идёт по трубке *F* в сосуд *D*. В *G* присоединён форвакуумный насос. Конденсировавшиеся ртутные капли стекают вниз и по трубке *L* попадают обратно в сосуд *A*. Колба *A* и трубка *B* обложены асбестом для равномерного нагревания колбы и для предохранения ртутного пара от конденсации. При выходе паров ртути из отверстия *C*, где они попадают в пространство с давлением, меньшим, чем их давление в трубке, молекулы ртути двигаются веерообразно во все стороны. Однако теоретический расчёт и опыт показывают, что направление движения молекул струи не изменяется более, чем на 90° , так что молекулы горячего ртутного пара не попадают в пространство *a* и распределяются согласно схематическому рис. 11. Скорость действия насоса Ленгмюра при диаметре сопла *C* порядка 1 см и ширине кольцеобразной щели 0,5 см равна 2000—3000 см³/сек.

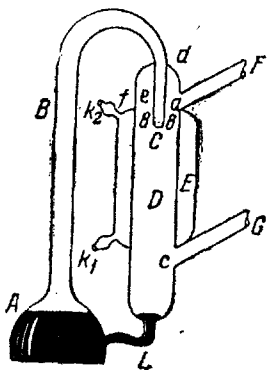


Рис. 10. Ртутный насос Ленгмюра.



Рис. 11. Распределение ртутных паров у сопла насоса Ленгмюра.

На рис. 10 представлен конденсационный насос так, как он был первоначально предложен Ленгмюром. В этом виде насос имеет два недостатка: 1) большая высота колонки заставляет усиленно защищать её от потери тепла наружу, 2) короткое расстояние от *D* до баллона *A* опасно в смысле попадания холодной ртути на горячие части насоса. Эти недостатки устраняются в конструкции насоса, изображённой на рис. 12. На этом же рисунке изображён способ нагрева ртути в насосе путём применения электрической печи, вставленной во вдавненное дно колбы насоса.

Для того чтобы упростить стеклодувную работу, при изготовлении насоса Ленгмюра применяют также и конструкцию, изображённую на рис. 13.

Здесь избегнут тройной впаив трубок *deE* рис. 10. Принципиальный недостаток этой конструкции заключается в том, что вода для

охлаждения паров ртути подаётся не по наружной рубашке, как в оригинальном насосе Ленгмюра, а по внутренней трубке *b*. Омывая изнутри трубку *a*, вода стекает обратно через трубку *c*. Наружные стенки насоса *d* остаются тёплыми, и на них ртуть конденсируется лишь в незначительной степени. Однако опыт показывает, что при хорошем форвакууме такие насосы дают разрежение порядка 10^{-7} мм.

Скорость действия диффузионно-конденсационного насоса не зависит ни от давления откачиваемого газа, ни от давления газа в форвакууме, если это последнее достаточно мало. Поэтому диффузионно-конденсационный насос продолжает откачивать газ, как бы мало давление последнего ни было, и если бы можно было совершенно устранить выделение газа в откачиваемом сосуде и в откачной уста-

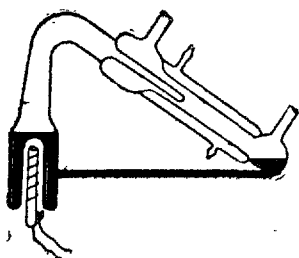


Рис. 12. Второй тип насоса Ленгмюра.

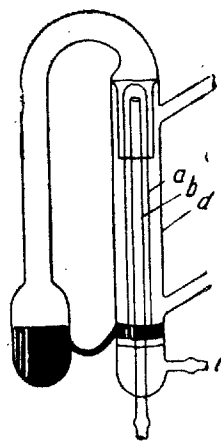


Рис. 13. Тип упрощённого насоса Ленгмюра (без тройного спая).

новке, то при достаточно продолжительном действии такого насоса можно было бы достичь любой степени вакуума. Необходимое для работы насоса Ленгмюра разрежение в форвакууме зависит от диаметра сопла насоса *C* и от ширины кольцеобразного зазора *b* вокруг сопла *C* (рис. 10).

Уменьшая эти отверстия и увеличивая подогрев ртути, можно заставить насос Ленгмюра работать при более плохом форвакууме. Если надо, чтобы конденсационный насос работал при очень плохом форвакууме, в трубке *D* делают соответствующее сужение. При этих условиях насос Ленгмюра работает при форвакууме в $2-3$ мм¹⁾. Скорость действия насоса, конечно, становится значительно меньше. При указанных выше обычных размерах для работы насоса Ленгмюра требуется форвакуум с давлением не больше $0,1$ мм Hg. Слишком

¹⁾ Такое пользование конденсационным насосом бывает, например, нужно при устройстве постоянной циркуляции какого-либо газа.

сильный нагрев ртути в баллоне А недопустим, так как такой нагрев влечёт за собой бурное кипение и перебрасывание ртути в баллоне А, опасное для целостности стеклянных частей насоса.

Большое удобство насосов Ленгмюра заключается в том, что они могут быть изготовлены в лаборатории опытным стеклодувом. Существует также и заводское производство металлических насосов типа Ленгмюра. Эти насосы изготавливаются из железа. Герметическое уплотнение достигается путём прокладки резиновых колец, зажимаемых между соответствующими фланцами или же путём тщательной сварки железных частей.

Чтобы иметь возможность применять диффузионно-конденсационные насосы с большим диаметром сопла и широким кольцеобразным зазором и, следовательно, с большой скоростью откачки, металлические диффузионно-конденсационные насосы строят многоступенчатыми, соединяя в одном приборе несколько последовательно работающих один за другим насосов.

Многоступенчатый стальной насос Геде представлен на рис. 14¹⁾. Первое сопло этого насоса (28), сделанное в виде раструба, действует по принципу эжекторного насоса. Второе сопло (22) представляет собой конденсационный насос с малым отверстием и, наконец, третье (19) — конденсационный насос с широким соплом, с подачей паров ртути через внутреннюю вертикальную трубку. Благодаря широкому диаметру последнего звена стальной насос Геде обладает чрезвычайно большой скоростью действия $40\,000\text{ см}^3/\text{сек}$ (при откачке воздуха.)

Для рационального использования этой скорости требуется применение очень широких трубок между насосом и откачиваемым сосудом.

Диффузионно-конденсационные ртутные насосы удаляют все газы, имеющиеся в разрядной трубке, за исключением паров ртути.

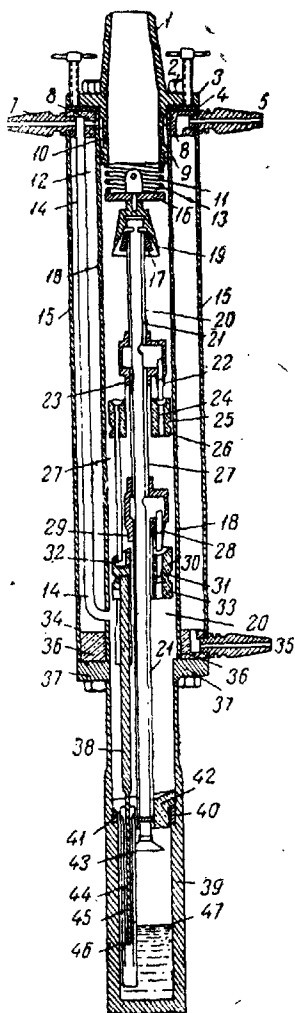


Рис. 14. Стальной ртутный диффузионно-конденсационный насос Геде.

¹⁾ Более подробное описание и перечень частей насоса, обозначенных различными цифрами на рис. 14, можно найти в книге [54].

Пары ртути диффундируют через откачную установку в разрядную трубку и заполняют её при давлении, равном давлению насыщенных паров ртути, соответствующему температуре наиболее холодной части трубки или откачной установки. При комнатной температуре это давление около $2 \cdot 10^{-3}$ мм Hg. В связи с этим при создании высокого вакуума при помощи ртутных диффузионно-конденсационных насосов необходимо „вымораживать“ пары ртути, помещая в откачной системе между откачиваемым сосудом и насосом ловушку, охлаждаемую жидким воздухом.

Обычно ловушки имеют вид, изображённый на рис. 15а. Ловушка А погружается в сосуд Дюара В, содержащий охлаждающее веще-

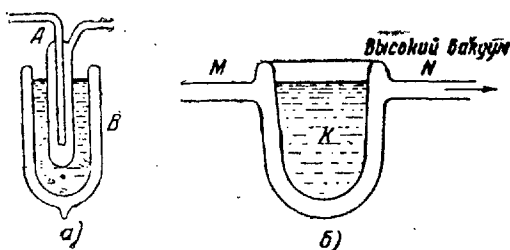


Рис. 15. Два типа ловушек для вымораживания паров ртути.

ство. Сосуд Дюара имеет двойные стенки, между которыми воздух выкачан, причём изнутри стенка посеребрена, вследствие чего падающие снаружи лучи отражаются, а также сведён до минимума обмен тепла между стенками путём излучения.

На рис. 15б изображена другая, менее совершенная, но более простая конструкция ловушки. В сосуд К наливается охлаждающее вещество. Ртутные пары, проходя из М в N, встречают холодные стенки этого сосуда, конденсируются, и таким образом исключается возможность проникновения их в высокий вакуум.

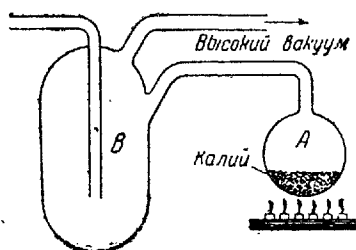


Рис. 16. Калиевая ловушка для паров ртути.

На рис. 16 изображена ловушка с применением металлического калия. Сосуд А, в котором находится калий (или натрий), подогревается, вследствие чего калий испаряется и перегоняется в ловушку В, где и оседает на стенках, покрывая их

налётом металлического калия. Затем сосуд А отпаявается. Если ширина ловушки меньше длины свободного пути молекул ртутного пара, то молекулы, входя в ловушку, попадут на её стенки и ося-

дут там, образуя с калием амальгаму. Благодаря этому, ртутный пар не попадает в высокий вакуум. Как показали опыты, такая ловушка может действовать 3 месяца без возобновления запаса калия или натрия. В том случае, если в установку приходится вводить воздух, слой щелочного металла приходится вновь прогреть в вакууме для разложения образовавшейся окиси и для восстановления его способности поглощать пары ртути.

В качестве охлаждающих веществ для ловушек применяются жидкий воздух (кипящий при атмосферном давлении при температуре -184°C) или смесь серного эфира или ацетона и углекислоты в снегообразном состоянии (температура -79°C при атмосферном давлении). Таким образом улавливаются пары ртути, масел и воды. Пары ртути при температуре -79°C имеют давление 10^{-7} мм. Пары воды при температуре -79°C имеют ещё давление порядка 10^{-4} мм, пары же некоторых углеводородов имеют значительное давление и при температуре жидкого воздуха, и для понижения их давления путём конденсации до допустимых величин нужно было бы применить очень низкие температуры. Поэтому такие углеводороды и пары воды должны быть тщательно удалены прогревом и откачкой до применений охлаждающей смеси. При применении жидкого воздуха опасность со стороны водяных паров отпадает, но зато при температуре жидкого воздуха в ловушке в значительном количестве застревает конденсирующаяся здесь углекислота с давлением паров порядка 10^{-6} мм; при заведомо известном наличии углекислоты в откачиваемом сосуде рекомендуется либо понижать температуру жидкого воздуха, заставляя его кипеть при пониженном давлении (для чего достаточно соединять дюаровский сосуд, в данном случае закрытый, с форвакуумом на 10 минут через каждый час), либо пользоваться температурой -140° , -150°C , при которой давление паров воды ничтожно мало, а давление паров углекислоты достаточно велико, чтобы она не застревала в ловушке. Эту температуру можно поддерживать, налив в дюаровский сосуд до некоторой высоты ртуть и подливая сверху, по мере надобности, жидкий воздух, причём температура ртути контролируется при помощи термoelementa. Вместо жидкого воздуха лучше пользоваться жидким азотом, так как жидкий воздух (а в особенности жидкий кислород) легко взрывается при попадании в него органических веществ.

Чтобы устранить необходимость применения холодильной смеси и избавиться от обращения с вредной для здоровья ртутью, последнюю заменяют в диффузионно-конденсационных насосах жидкостями, имеющими при комнатной температуре давление паров, соответствующее требуемой высоте вакуума. Такие жидкости нашлись среди органических веществ. Так, Бэрч [64] воспользовался высококипящими производными нефти и получил разрежение порядка 10^{-4} бара. Хайкмен и Сэнфорд [65] применили дибутиловый эфир фталевой кислоты и бутилбензоловый эфир той же кислоты. Где реко-

мендует применение для насосов «апъезонова масла», но считает, что ещё лучше рафинированное в течение нескольких дней на насосе машинное масло [66]. В настоящее время в насосах этого типа применяется вещество, носящее наименование «октейль». Самая форма конденсационного «масляного» насоса несколько проще насоса Ленгмюра (рис. 17). Трубка *B* ведёт к откачиваемому сосуду, *A* — к форвакуумному насосу. Так как пары упомянутых жидкостей конденсируются много легче, чем пары ртути, то в насосах этого типа отпадает также и водяное охлаждение. Хайкмен и Сэнфорд ввели охлаждение при помощи медной проволоки, навитой вокруг трубки с отростками этой проволоки, торчащими во все стороны наподобие сучьев дерева.

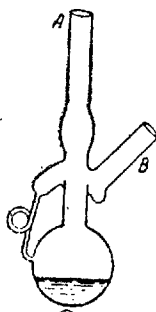


Рис. 17.
Схема диффузионно-конденсационного масляного насоса.

Кроме указанных жидкостей, возможно применение и других. Хорошие результаты даёт применение определённых продуктов фракционной перегонки хорошего машинного, трансформаторного или цилиндрического масла по методу, предложенному на заводе «Светлана» Векшинским и Птициным [67] и разработанному в вакуум-технической лаборатории ВЭИ.

Сперва масло держат под вакуумом при температуре 100—120°C и при непрерывной откачке в течение 6—8 часов для удаления содержащейся в масле влаги и летучих веществ, затем в специально сконструированной аппаратуре производится фракционная перегонка. Отдельные фракции перегоняются при температурах:

нулевая	от 120—140°C
первая <i>A</i>	» 150—170
» <i>B</i>	» 180—200
вторая <i>A</i>	» 200—220
» <i>B</i>	» 220—240

третья	от 250—270°C
четвёртая	» 280—300°»
Пятую фракцию составляет остаток после отгонки 4-й фракции.	

Перегонка каждой фракции занимает несколько часов времени; её прекращают, когда с «холодильника» аппарата в приёмный сосуд поступает уже лишь только 1 капля данной фракции в 1—2 минуты. Продукты перегонки хранятся под вакуумом в запаянных колбочках.

Фракции первая *B* и вторая *A* применяются для наполнения масляных U-образных манометров или манометров Мак-Леода. В качестве рабочего вещества в конденсационных насосах применяют фракции вторую *B*, третью (наиболее подходящая) и четвёртую.

Очень хорошие результаты даёт применение вазелинового масла, подвергнутого соответствующей перегонке.

Для работы масляного конденсационного насоса требуется очень хороший форвакуум, поэтому рекомендуется соединять два насоса с узким и широким соплом последовательно. Конденсационные

масляные насосы работают хорошо лишь в весьма узком интервале температур масла. Этот интервал нужно подбирать для каждой данной фракции. Для второй фракции указанной выше перегонки — примерно на 100° выше температуры перегонки; для третьей и четвертой — на $10\text{--}20^{\circ}$ выше температуры перегонки. Масло апьезон имеет согласно данным фирменных проспектов давление паров при комнатной температуре порядка 10^{-6} мм Hg. Такого же порядка давление паров четвертой фракции при вышеуказанной перегонке. Вакуум порядка 10^{-6} мм Hg можно получить, применяя ловушку с активированным углём. Для получения вакуума порядка 10^{-7} мм Hg ловушку с активированным углём приходится охлаждать жидким воздухом [68]. Пятая фракция указанной выше перегонки имеет такое малое давление паров и настолько вязка, что не может быть использована в качестве рабочего вещества в насосе, но может быть с успехом применена как смазка для кранов и шлифов. Апьезоновые жиры показывают в свежем виде непосредственно после помещения в вакуум давление выделяющихся из них газообразных веществ порядка 10^{-5} мм Hg. При непрерывной откачке под вакуумом это остаточное давление падает через несколько часов до $5 \cdot 10^{-7}$ мм Hg. При прогреве в вакууме содержание летучих веществ быстро уменьшается и остаточное давление падает много ниже 10^{-7} мм Hg [69].

В настоящее время изготавливаются металлические диффузионно-конденсационные масляные насосы, а также насосы, в которых постоянно имеет место фракционированная перегонка масла [59].

Устранение газов, могущих выделиться из стекла и металлических частей откачиваемой трубки, производится путём более или менее длительного прогрева их при непрерывной откачке. Прогрев производится сперва в электрической (реже газовой) печи, надвигаемой на откачиваемую разрядную трубку, причём температура, устанавливающаяся внутри этой печи, не должна превышать температуры размягчения стекла, а затем путём применения индукционных токов высокой частоты для прокаливания металлических частей трубки.

Экспериментально установлено, что газ выделяется при сравнительно низких температурах с поверхности стекла (адсорбированный газ), а при более высоких температурах из самой толщи стекла [70—73]. При последовательном прогреве в течение определённого промежутка времени при постепенно увеличивающихся температурах количество выделяющихся паров и газов увеличивается до $250\text{--}350^{\circ}$ в зависимости от сорта и состояния поверхности стекла. Затем при более высоких температурах количество выделяющихся паров и газов уменьшается благодаря уменьшению количества адсорбированного на поверхности газа. При ещё более высоких температурах количество выделяющихся паров и газов вновь растёт и становится тем больше, чем ближе подойти к точке размягчения стекла.

Ленгмюр предложил прогревание стекла разбить на две части с длительностью каждой операции приблизительно в один час. Сна-

чала стекло откачивается при высокой температуре, градусов на 50 ниже температуры размягчения стекла, а затем при более низкой, градусов на 100 ниже первой. Вначале газы выделяются из более глубоких слоёв, а затем при более низкой температуре удаляются газы, оставшиеся ещё на поверхности, причём при этой температуре удаление газа с поверхности идёт быстрее, чем диффузия газа из внутренних частей стекла.

После того как стекло прогрето в вакууме, оно усиленно поглощает газы. Если в вакуумной аппаратуре прогрета одна какая-либо её часть, например откачиваемый прибор, то эта часть поглощает газ, выделяемый остальными частями аппаратуры. Поэтому, при действии насоса после прогрева в аппаратуре устанавливается более высокий вакуум, чем до прогрева.

Поглощение газа хорошо прогретыми стеклянными стенками важно в том отношении, что таким образом поглощается газ, неизбежно выделяемый при отпайке прибора в месте отпайки.

Одним из твёрдых тел, усиленно поглощающих газы, является уголь. До изобретения современных насосов этим свойством угля пользовались для получения высокого вакуума (метод Дюара [74]). Теперь уголь применяется как восстановитель вакуума, если таковой утрачен в отпаянном сосуде, а также для очистки благородных газов. В откачиваемый сосуд вводят уголь в особом отростке А

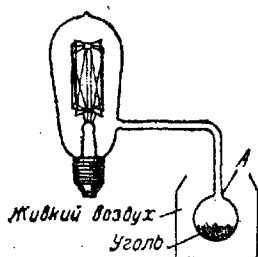


Рис. 18. Схема использования активированного угля для восстановления высокого вакуума.

и помещают последний в сосуд с жидким воздухом (рис. 18). Наиболее подходящий уголь получается из оболочки кокосового или грецкого ореха, так как такой уголь наиболее порист и имеет наибольшую поверхность. Уголь готовится прокаливанием на воздухе скорлупы ореха до слабокрасного каления. Для удаления газов, адсорбированных углём до его применения в качестве адсорбента, уголь после введения в вакуум-аппаратуру должен быть вновь прогрет до 400°C при откачке насосом. После этого при опускании отростка с углём в жидкий воздух уголь чрезвычайно

жадно поглощает газ. Различные газы поглощаются тем больше, чем выше их температура сжижения. Примером может служить табл. 2, показывающая поглощение различных газов одним и тем же количеством угля при температуре жидкого воздуха — 184°C .

При температуре угля, равной температуре кипения жидкого водорода, сильно поглощается также и гелий.

При уменьшении окончательно устанавливающегося давления количество газа, поглощённого одним и тем же количеством угля, уменьшается прямо пропорционально давлению. Вследствие этого,

чем ниже должно быть конечное давление, тем больше требуется поглощающего угля.

При применении угля во всё время какого-нибудь опыта, для которого необходим высокий вакуум, отросток с углём надо держать в сосуде с жидким воздухом, так как при увеличении температуры уголь отдаёт обратно адсорбированный газ. При поглощении газа процесс идёт во времени по экспоненциальной кривой; поэтому главная масса газа поглощается тотчас же по охлаждении угля,

Таблица 2

Газ	Объём газа, поглощ. при 0° С, в см ³	Объём газа, поглощ. при —184° С, в см ³	Температура сжижения газа при атмосферном давлении
Гелий	2	15	—268,6
Водород	4	135	—252,9
Азот	15	155	—195,8
Аргон	12	175	—186,2
Кислород	18	230	—183

а затем количество поглощённого газа увеличивается лишь незначительно. После приготовления угля из ореховой скорлупы и предварительной его обработки в угле имеется много углеводов, заполняющих поры угля. Вследствие этого адсорбирующая способность угля ухудшается. Для устранения углеводов применяют так называемое *активирование* угля. Этот процесс состоит в том, что уголь помещают в сосуд, несколько раз откачивают и вновь пропускают воздух при температуре 350—400° С (при более высоких температурах активного угля не получается). При этом процессе кислород воздуха окисляет углеводороды, образуя CO₂ и H₂O, которые удаляют последующей откачкой; таким образом адсорбирующая способность угля увеличивается: уголь делается активным. Активный уголь надо держать в запаянной трубке под вакуумом. После введения в сосуд уголь нужно ещё раз прокалить при одновременной откачке¹⁾).

Степень разрежения, достигаемого пугём применения угля при температуре жидкого воздуха, оценивается десятитысячными долями бара.

Для поглощения остаточных газов вместо угля применяют и другие «геттеры» — гель кремневой кислоты («силикагель») [76, 77] и ряд других веществ [93].

1) О приготовлении активированного угля см. также [75].

Для прогрева металлических частей применяются три способа: 1) первый способ состоит в прогреве металлических частей при помощи индуцируемых в них токов Фуко. Для возбуждения последних на разрядную трубку надевается катушка, по которой пропускается ток высокой частоты. Одна из схем такого генератора представлена на рис. 19.

Обычно пользуются генераторными электронными лампами мощностью в общей сложности в $1\frac{1}{2}$ —2 киловатта. Включенную в колебательную цепь генератора катушку-соленоид надвигают на короткое время на соответствующую часть разрядной трубки. После

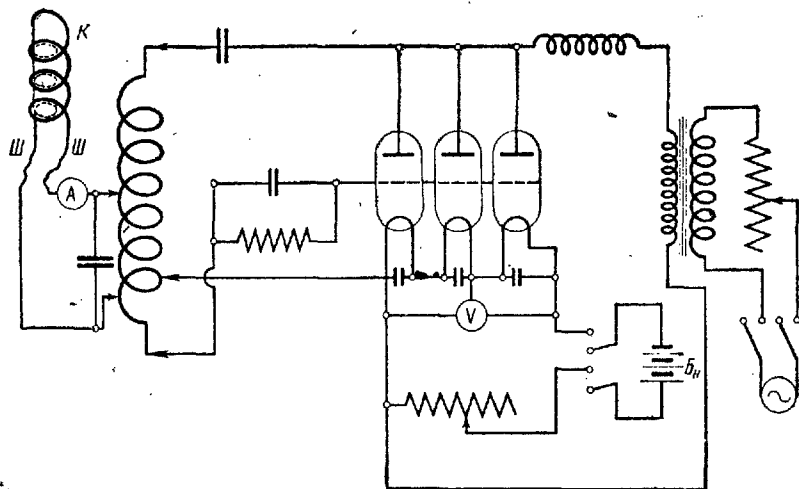


Рис. 19. Электрическая схема генератора высокой частоты для прокаливания металлических частей разрядной трубки. *К* — двойной соленоид, надеваемый на разогреваемую трубку; внутренняя обмотка соленоида *К* показана пунктиром; *ш* — гибкие шнуры подводы.

разогрева металлических частей разрядной трубки до той или иной степени каления быстро отодвигают катушку *К*, чтобы не расплавить металл. Эту операцию повторяют несколько раз. О выделении газа судят сперва по появляющемуся в откачиваемой трубке свечению, вызванному высокочастотным разрядом в выделившемся газе. 2) Такие металлические части, как металлические волоски и проволоки, снабжённые с обоих концов вводами через стекло трубки, прокаливают, непосредственно пропуская через них электрический ток.

3) Третий способ прогрева металлических частей состоит в нагревании с помощью электронной бомбардировки. Этот способ удобно применять в тех приборах, где имеются накаливаемые нити, эмиттирующие электроны. При усиленном выделении газа между раскалённым катодом и находящимся под напряжением обезгаживаемым

электродом может начаться самостоятельный разряд, быстро переходящий в дугу, причём сильные токи разрушают катод и другие части прибора. Поэтому катодной бомбардировкой надо пользоваться очень осторожно, лишь постепенно увеличивая накал нити и накладывая напряжение лишь на короткое время. Это сильно затягивает процесс обезгаживания, и где только возможно, пользуются способом высокочастотных токов.

Прокалку металлических частей внутри откачиваемой разрядной трубки производят после общего прогрева всей трубки в печи. Иногда при большом выделении газа из металлических частей и возможности усиленного поглощения этого газа стеклом, после прокалики металлических частей вновь производят общий прогрев откачиваемой трубки в печи или же производят прокалку металлических частей, поддерживая стеклянные стенки горячими (хотя бы при помощи ручной газовой горелки).

Общее правило, которое необходимо соблюдать при откачке, чтобы впоследствии при работе прибора из стекла или других частей не выделялся газ, можно формулировать так: все части разрядной трубки во время откачки на насосе должны быть прогреты до температуры, более высокой, чем та, которую они могут получить во время работы прибора, после отпайки. На практике, особенно при массовом производстве, время прогрева сводят до минимума. В результате, изготовленные таким образом приборы нельзя перегревать.

О законах адсорбции и поглощения газов металлами и о процессах обратного выделения газов металлами см. книгу Смительса [117], а также [122].

§ 2. Определение давления газа. Наиболее простым прибором, служащим для определения давления газа, является ртутный манометр.

В *открытом ртутном манометре* одно колено сообщается с тем пространством, в котором измеряется давление, другое — с атмосферой. При одинаковом уровне ртути в обоих коленах измеряемое давление равно атмосферному. Если ртуть в колене, сообщающемся с атмосферой, стоит выше, чем в другом, разность уровней ртути надо прибавить к атмосферному давлению, если ниже — вычесть.

Одновременно надо производить отсчёт барометра, а также «приводить оба отсчёта к нулю», т. е. вводить поправку на разность плотностей ртути при 0° и при температуре, при которой производится отсчёт. Открытый ртутный манометр удобен в том случае, когда в течение одного и того же опыта или одной и той же производственной операции приходится иметь дело с давлением как выше, так и ниже атмосферы до долей миллиметра включительно.

В *закрытом ртутном манометре* одно колено запаяно и при изготовлении манометра должно быть целиком заполнено ртутью. Другое колено соединяется с аппаратурой, в которой измеряется давление. Измеряемое давление равно разности уровней ртути в обоих коленах манометра. Отсчёт уровней ртути в открытом или закрытом

манометре производится глазом по шкале, а если требуется большая точность, то при помощи катетометра.

Наполнение закрытого манометра ртутью лучше всего производить под вакуумом. Для этого припаивают, как показано на рис. 20,

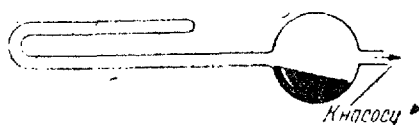


Рис. 20. Наполнение «закрытого манометра» ртутью.

открытое колено манометра к колбочке с ртутью, другое отверстие колбы соединяют с насосом, производят откачку через чистую трубку из «вакуумной» резины, осторожно прогревают ртуть с целью выгнать из последней воздух и, не прекращая откачки, переливают ртуть в закрытое колено.

Для исключения влияния явления капиллярной депрессии ртути в стеклянной трубке необходимо, чтобы оба колена манометра имели один и тот же всюду одинаковый диаметр.

Вместо ртути в U-образных манометрах могут быть применены также и органические вещества (масла), имеющие «давление насыщенного пара» того же порядка, что и ртуть, или ещё ниже.

В *механических манометрах*, называемых иногда вакуумметрами, имеется запаянная металлическая трубка, свёрнутая в плоскую спираль. Эту спираль соединяют с той аппаратурой, в которой измеряется давление. Форма спирали зависит от разности давлений вне и внутри неё. Со спиралью соединена стрелка, ходящая по шкале. Цифры шкалы обычно показывают в *см* разность давлений снаружи и внутри трубки. Нуль шкалы соответствует атмосферному давлению.

Широко распространённый на практике ртутный *манометр Мак-Леода* [78] основан на применении закона Бойля-Мариотта. Наиболее простая конструкция его показана на рис. 21. Здесь *D* — барометрическая трубка, соединённая резиновой трубкой с баллоном для ртути *G*. К трубке *D* припаян баллон *B*, заканчивающийся капилляром *C*, и трубка *F* с капилляром *E*. Трубка *F* соединена с сосудом, вакуум которого нужно измерить. Общая длина трубок *D* и *F* около 900 мм. Длина трубки *D* около 780 мм. До начала измерения баллон *G* опущен настолько, что при вакууме в аппаратуре ртуть в трубке *D* стоит ниже разветвления трубок *A*. Затем поднимают баллон *G*; ртуть в трубке *D* поднимается и, когда она доходит до уровня *A*, газ, заключённый в *B* и *C* и имевший до разобщения с остальной системой такое же давление, как и во всей аппаратуре, начинает сжиматься.

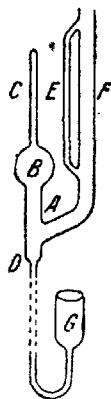


Рис. 21. Схема манометра Мак-Леода.

Баллон *G* поднимают до тех пор, пока ртуть, заполнив весь баллон *B*, не поднимется до некоторой высоты в капилляре *C*.

Тогда, если давление в откачиваемом сосуде (а следовательно, и в баллоне B до поднятия ртути до уровня A) равно p , в капилляре C (после сжатия воздуха) — p_1 , а атмосферное давление — P , то на основании законов равновесия в сообщающихся сосудах очевидно, что разность уровней ртути h в закрытом колене C и открытом E должна быть:

$$h = (P - p) - (P - p_1) = p_1 - p,$$

откуда

$$p_1 = h + p. \quad (6)$$

Если обозначим весь объем капилляра C и баллона B до уровня A через v , а объем газа, сжатого в капилляре C , через v_1 , то при постоянстве температуры во время опыта имеем по закону Бойля-Мариотта:

$$pv = p_1 v_1$$

или

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}. \quad (7)$$

Доведя сжимаемый в капилляре газ до весьма малого объема и, следовательно, до весьма значительного давления по сравнению с тем давлением p , которое газ имел до сжатия, мы можем в равенстве (6) пренебречь величиной p по сравнению с h , откуда, вставляя $p_1 = h$ в (7), находим искомое давление:

$$p = h \frac{v_1}{v}. \quad (8)$$

Диаметр капилляра E должен быть равен диаметру капилляра C , тогда капиллярная депрессия в обоих капиллярах будет иметь одну и ту же величину и будет автоматически исключена при отсчете разности уровней h .

Измерения при помощи манометра Мак-Леода производятся следующими двумя различными способами:

1-й способ. Ртуть в закрытом колене поднимают до такой высоты, чтобы остающийся над ртутью до вершины капилляра объем равнялся определенной доле общего объема сосуда и капилляра, и отсчитывают разность уровней h в mm . Измеряемое давление равно:

$$p = \frac{h}{k}, \quad (9)$$

где

$$k = \frac{v}{v_1}.$$

2-й способ (обычно применяемый). Ртуть в открытом капилляре устанавливают на одной высоте с концом закрытого капилляра. Если обозначим через s поперечное сечение этого капилляра в mm^2 ,

а через h разницу уровней ртути, то объём сжатого газа v_1 будет равен sh мм³, давление его p_1 будет равно h мм Hg. Вставляя эти значения в равенство (7), находим:

$$p = \frac{p_1 v_1}{v} = \frac{s}{v} h^2 = ch^2. \quad (10)$$

Первоначальное измеряемое давление газа пропорционально при этом способе измерения квадрату разности h уровней ртути в закрытом и открытом коленах манометра. Величина $c = \frac{s}{v}$ называется *постоянной манометра Мак-Леода* и определяется раз навсегда путём измерения площади поперечного сечения s и объёма v . Для быстрого измерения давлений составляется таблица для нахождения давления p в долях мм Hg по данному измерению h .

Так как всякая резина сама по себе, а в особенности в местах соединения её со стеклом, может пропускать воздух, то в месте присоединения резины к трубке манометра устанавливается ловушка для воздуха, представленная на рис. 22. Другая конструкция манометра, изображённая на рис. 23, называется укороченным манометром Мак-Леода. При помощи трубки P , имеющей трёхходовой кран, баллон K можно соединить или с атмосферой, или с форвакуумом. Если сначала баллон K был соединён с форвакуумом, то, сообщая баллон с атмосферой, мы заставим ртуть в манометре подниматься. Открывать сообщение с атмосферой нужно осторожно, так как иначе ртуть поднимается в капилляре с большим напором и может его разрушить. Для остановки ртути в положении, нужном для измерения, закрывают кран. После измерения переводят кран в трубке P на сообщение с форвакуумом, ртуть в манометре опускается, и прибор готов для нового измерения.

Подъём ртути в манометре Мак-Леода можно также осуществлять при помощи подводки сжатого воздуха. Однако в этом случае манометр не будет укороченным.

Чем больше объём v и чем уже капилляр, тем меньшие давления можно измерять манометром Мак-Леода.

Однако беспрестанно увеличивать v и уменьшать s нельзя. Уже при $v = 250$ см³ продолжительность измерения — несколько минут, включая опускание ртути для того, чтобы прибор был готов к новому измерению. Поэтому объём v берут обыкновенно не

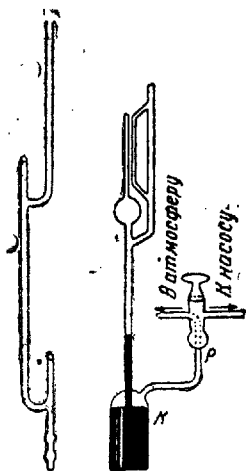


Рис. 22.
Ловушка
для пузырь-
ков
воздуха.

Рис. 23.
«Укороченный»
манометр
Мак-
Леода.

более 250 см^3 . С другой стороны, объём v_1 также не может быть уменьшаем дальше некоторого предела: уровень ртути нельзя подводить слишком близко к заплавленному концу капилляра, так как при этом делается очень неточным определение объёма v_1 . Уменьшать объём v_1 при помощи трубок очень малого диаметра можно только до известного предела, так как при диаметре, меньшем $0,5 \text{ мм}$, ртуть имеет тенденцию перемещаться скачками вследствие трения. Кроме того, при таком малом диаметре неизбежны неравномерности в величине последнего сильно сказываются на величине капиллярной депрессии. Обычно диаметр трубок берут не меньше $0,7 \text{ мм}$. То минимальное давление, которое может быть измерено достаточно точно при объёме v , равном 250 см^3 , и диаметре капилляра в $0,8 \text{ мм}$, равно $p = 10^{-5} \text{ мм Hg}$.

Манометр Мак-Леода основан на применении закона Бойля-Мариотта; показания его будут точны только в тех случаях, когда этот закон действительно имеет место. Поэтому этот манометр нельзя применять для газов, близких к состоянию сжижения, как, например, в том случае, когда в откачиваемом газе содержится углекислота и, в особенности, водяные пары.

При давлениях 10^{-6} и 10^{-7} мм Hg манометром Мак-Леода можно пользоваться для определения порядка имеющегося разрежения. Дело в том, что если давление 10^{-7} мм Hg при $v = 250 \text{ см}^3$ и ртуть поднимают до вершины капилляра C (рис. 21, 22), то остающийся пузырёк газа принимает размеры, невидимые для глаза, а затем, несмотря на опускание ртути в E в капилляре C ртуть не опускается и как бы прилипает к стеклу, так что уровень ртути в трубке E может стоять заметно ниже, чем в C . Это явление называется явлением «прилипания ртути» в манометре Мак-Леода.

Прилипание имеет место тогда, когда пузырёк воздуха делается настолько мал, что не препятствует соприкосновению ртути с вершиной капилляра. Дальнейшее уменьшение давления, как показывает опыт, влечёт за собой увеличение разности уровней в трубках E и C в момент отрыва ртути от вершины капилляра C . Таким образом получается возможность качественно судить о порядке величины давления.

Тот вакуум в откачиваемом сосуде, при котором начинается явление прилипания, носит название *вакуума прилипания*. Порядок величины *вакуума прилипания* зависит от объёма колбы манометра, диаметра капилляра и состояния поверхности стекла (предварительный прогрев) [79, 80].

Явление прилипания имеет большое практическое применение в тех случаях, где важна не абсолютная величина давления, а возможность полностью использовать разрежение, даваемое насосом. Явление прилипания показывает нам, что предельное разрежение достигнуто и никакой течи в вакуум-аппаратуре нет.

Определение постоянной $\frac{s}{v}$ манометра Мак-Леода (формула 10)

производится до припайки манометра к вакуум-установке. Манометр опрокидывают, наполняют ртутью до разветвления трубок *A* и определяют объём v , выливая эту ртуть в мензурку. Затем наливают в колбу манометра небольшое количество ртути, надевают на открытый конец нижней трубки манометра трубку из вакуумной резины, соединяют эту трубку с форвакуумным насосом и под вакуумом переливают ртуть в капилляр, измеряют длину столба, занимаемого в капилляре ртутью, отъединяют резиновую трубку и затем взвешивают манометр вместе с ртутью.

По разности веса пустого манометра и манометра с ртутью определяют вес и объём ртути в капилляре и, деля на длину столбика ртути, площадь поперечного сечения капилляра.

При пользовании манометром Мак-Леода приходится, так же как и в случае применения ртутных насосов Ленгмюра, вымораживать ртутные пары в ловушке с жидким воздухом ¹⁾. От этого недостатка свободны радиометрический манометр, манометр, основанный на теплопроводности, и ионизационный манометр. Радиометрический манометр основан на радиометрическом эффекте и, как показал Кнудсен, может быть приспособлен для абсолютных измерений давления [81—86]. Однако в таком виде этим манометром на практике не пользуются и производят градуировку радиометрического манометра, например, по сравнению его показаний с показаниями манометра Мак-Леода.

Предложено большое количество конструкций таких радиометрических манометров [52, 87, 90, 91]. Приведём здесь лишь схематические чертежи двух типов (рис. 24 и 25), из которых видна общая идея устройства таких манометров. На рис. 24 *D* представляет собой лёгкую плоскую пластинку, служащую одной из пластинок радиометрического манометра. Другую пластинку заменяет стекло трубки *A*, подогреваемое или охлаждаемое водой, протекающей через рубашку *F*. Внутренняя трубка *B* служит для того, чтобы защитить пластинку *D* от ударов молекул, приходящих от стенки *A*, за исключением той части этой стенки, которая находится против прямоугольного выреза *C* в трубке *B*. Пластинка *D* подвешена на нити *E* так, что отверстие *C* находится не против её середины, а ближе к одному из краёв. Вследствие этого пластинка *D* под действием радиометрического эффекта начинает поворачиваться, и нить *E* закручивается. На рис. 25 изображён манометр с золотым листочком *C*. При пропускании через рубашку *F* тёплой воды листочек быстро нагревается, тогда как массивное латунное тело *B* не успе-

¹⁾ О манометре Мак-Леода с маслом вместо ртути, предназначенном для применения в установке, обслуживаемой диффузионно-конденсационными масляными насосами, см. [59].

вает нагреться. Радиометрические силы возникают между *B* и *C*. Отклонение листочка наблюдается в микроскоп через окошечко *E* в теле *B*. Для того чтобы избежать общего нагревания всех внутренних частей прибора, рекомендуется при всех измерениях пропускать через внешнюю рубашку прибора воду то на несколько градусов выше, то на столько же градусов ниже комнатной температуры.

Один из очень простых типов радиометрического манометра представляет собой лёгкая подвешенная на кварцевой нити пластинка, освещаемая определённым световым потоком. В этом случае разыгрываются такие же явления, как в случае круковой мельнички, причём величина отклонения пластинки от положения равновесия зависит от давления газа.

Так как пластинки радиометрических манометров можно делать из слюды и подвешивать их на кварцевых нитях, то радиометрические манометры можно применять и для химически активных газов, для которых неприменимы другие виды манометров, содержащие ртуть или металлические нити.

Что касается минимальных давлений, которые могут быть измерены при помощи радиометрического манометра, то, пользуясь очень лёгкими слюдяными рамочками и тонкими кварцевыми нитями, строят радиометрические манометры, дающие возможность измерять давления до 10^{-7} — 10^{-8} мм Hg [88].

Применение манометров, основанных на теплопроводности, возможно потому, что теплопроводность газов остаётся неизменной при изменении давления газа только до известного предела, именно до тех пор, пока давление не достигнет такой величины, что длина свободного пути молекул газа становится соизмеримой с размерами сосуда.

Возьмём сосуд, в котором помещена нагреваемая электрическим током металлическая нить. Если давление газа, окружающего нить, достаточно низко, то уменьшение его влечёт за собой уменьшение количества тепла, отдаваемого нитью, что, в свою очередь, вызывает увеличение температуры нити, если приток тепла к ней остаётся неизменным. Увеличение температуры имеет место до тех пор, пока потеря тепла благодаря теплопроводности газа не увеличится из-за повышения температуры нити настолько, что вновь наступит

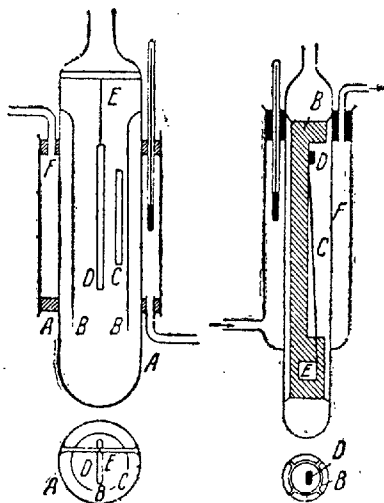


Рис. 24 и 25. Два упрощённых типа радиометрических манометров.

равновесие между получаемым и отдаваемым теплом. Об изменении температуры нити, а следовательно, и об изменении давления газа судят по изменению сопротивления нити. В этом и заключается принцип действия одного из манометров, основанного на теплопроводности газа и носящего название *манометра Пирани* [95, 96].

Передача тепла от нити через газ зависит от того, в какой степени молекулы газа принимают при ударе о нить среднюю скорость, соответствующую температуре нити, т. е. зависит от «коэффициента аккомодации», различного для различных газов.

Поэтому манометр, основанный на теплопроводности, приходится градуировать сравнением его показаний с другими манометрами.

В том виде, в каком сконструировал свой манометр Пирани, он похож на лампочку накаливания (рис. 26) старого зигзагообразного типа. Нить в этом манометре не накаливают, а лишь слегка подогревают током. Нить должна быть установлена так, чтобы её положение по отношению к стенкам колбы оставалось неизменным. Для поддержания во время измерений постоянной температуры колбы последняя целиком погружается в ванну с проточной водой определённой температуры.

На практике манометр Пирани можно заменить обыкновенной лампой накаливания. Конструктивные данные оригинального манометра Пирани-Галле следующие: нить изготовлена из чистой платины; её длина 450 мм, диаметр — 0,028 мм, температурный коэффициент сопротивления — 0,00376; колба имеет длину 114 мм и диаметр 32 мм; нить нагревают до 100—125° С.

Для того чтобы судить об изменении сопротивления нити манометра и отсюда об изменении давления, манометр обычно помещают в одно из плеч мостика Уитстона. Градуировку манометра производят так: устанавливают путём сравнения с показаниями другого манометра соответствие между величиной измеряемого давления и показаниями какого-либо включённого в цепь измерительного прибора. Обычно в качестве такого прибора избирается гальванометр или чувствительный миллиамперметр G (в средней ветви мостика, рис. 27).

При всех отсчётах напряжение, подведённое к концам мостика A и B , должно быть строго постоянным. Оно проверяется при



Рис. 26.
Манометр
Пирани.

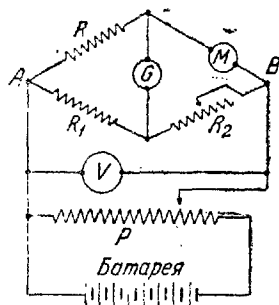


Рис. 27. Электрическая
схема манометра Пирани.

помощи вольтметра V и регулируется посредством потенциометра P .

Для точности измерений очень важно, чтобы сопротивление R в плече, соседнем с манометром M , весьма мало изменялось с изменением окружающей температуры. Градуировку производят обыкновенно так, что нулевое показание прибора G соответствует «вакууму прилипания» в манометре Мак-Леода. Нуль устанавливается изменением сопротивления R_2 .

Чтобы компенсировать изменение величины сопротивления R в зависимости от колебаний температуры, вместо R в качестве сопротивления пользуются точной копией манометра M_2 , соединённого с насосом, и всё время поддерживают в M_2 вакуум прилипания. Когда манометр Пирани предназначается для измерения давления водяных паров и паров других легко конденсируемых веществ, то при работе с ртутными насосами градуировку приходится производить без вымораживания ртутных паров, так как вымораживание удалило бы одновременно и пары, давление которых нужно измерить. В этом случае показания манометра делаются ещё более чувствительными к температуре, при которой находятся ближайшие к манометру части вакуум-аппаратуры, и применение вместо сопротивления R второго, компенсационного экземпляра манометра весьма уместно.

Манометр Пирани весьма удобен в том отношении, что стрелка прибора непрерывно регистрирует измеряемое давление. Делая заключение о ходе изменения давления по движению стрелки прибора, не надо, однако, забывать, что манометр Пирани обладает некоторой тепловой и механической инерцией. Поэтому при очень быстрых изменениях давления ход стрелки даст только приближённое представление о течении процесса.

При помощи манометра Пирани легко можно измерять давления вниз до 10^{-4} мм.

Верхний предел применимости манометра Пирани 0,2 —

0,3 мм Hg. Кроме манометра Пирани, довольно широкое применение находит ещё манометр, основанный на использовании термоэлемента. В колбу манометра сделано четыре ввода A, B, C и D (изображённые на рис. 28). К этим вводам присоединены две проволоочки или два стерженька из различных металлов, расположенные крест-накрест и спаянные в месте соприкосновения. Этот спай образует термопару, нагреваемую током через вводы A и B . Цепь термопары замыкается через вводы C и D на гальванометр G . Температура спая, а следовательно, и величина тока, измеряемого прибором, зависят от подогревного тока и от охлаждения термопары через газ. Таким об-

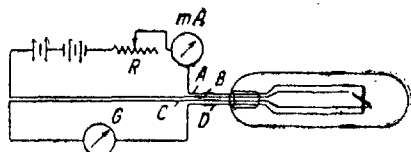


Рис. 28. Манометр с термопарой.

разом, поддерживая постоянным подогревный ток при помощи сопротивления R и миллиамперметра mA , можно градуировать показания прибора G по отношению к давлению газа в манометре. По сравнению с манометром Пирани этот манометр имеет то преимущество, что надо заботиться лишь о постоянстве температуры колбы манометра.

Ионизационный манометр представляет собой разрядную трубку с катодом, нагреваемым «током накала», холодным анодом и третьим электродом-коллектором, находящимся при отрицательном потенциале по отношению к катоду, рис. 29 — схема манометра Дёшмэна и Фаунда [97].

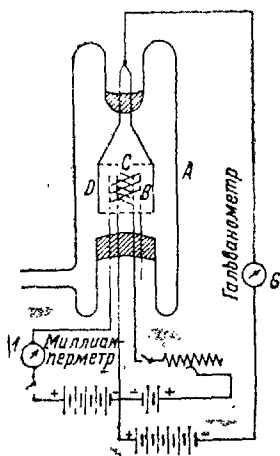


Рис. 29. Схема ионизационного манометра Дёшмэна и Фаунда.

При достаточно большой разнице потенциалов между катодом и анодом, ускоряющей электроны, последние, сталкиваясь с нейтральными частицами газа, ионизуют их, образуя положительные ионы и свободные электроны. Положительные ионы направляются к коллектору — ионный ток, электроны к аноду — электронный ток. Число столкновений электронов с частицами газа, а следовательно, и число образуемых положительных ионов и далее отношение силы ионного тока I_p (показание прибора G на рис. 29) к силе электронного тока I_e (показание прибора M) тем больше, чем больше давление газа. Как показали опыты Дёшмэна, при малых давлениях газа в сконструированном им совместно с Фаундом типе ионизационного

манометра отношение $\frac{I_p}{I_e}$ прямо пропорционально давлению газа.

В этом манометре в стеклянную трубку A (диаметр 40 мм) вставлены три электрода B , C и D . Внутренний электрод C представляет спираль из проволоки диаметром 0,125 мм, составленную из 5 оборотов с диаметром спирали 2,25 мм. Электрод B состоит из той же проволоки, свёрнутой спиралью с диаметром 3,65 мм. Электрод D сделан из молибденовой жести и имеет форму цилиндра диаметром 12 и длиной 12 мм.

Напряжения могут быть распределены двояким способом:

I способ: спираль C служит раскалённым катодом, спираль B служит анодом, цилиндр D служит коллектором ионов. В пространстве между C и B вылетевшие из катода C электроны попадают в сильное анодное поле. Образованные в результате ионизации ионы проходят мимо спирали B и собираются на цилиндре D .

II способ: спираль B служит катодом, спираль C служит коллектором ионов, цилиндр D служит анодом.

Последняя схема включения отличается меньшей чувствительностью. Это происходит потому, что при первой схеме включения электроны совершают несколько колебаний около спирали B , прежде чем окончательно осесть на ней. При втором способе включения колебательного движения электронов нет, и проходимый каждым электроном путь и число образуемых ими ионов при прочих равных условиях меньше, чем при первом способе включения. Зато при втором способе включения пропорциональность между ионным током и давлением имеет место в более широких пределах.

Необходимо, чтобы все металлические части, находящиеся внутри манометра, были до максимума обезгажены. Дёшмэн устанавливает, что наиболее благоприятные условия для измерения вакуума при помощи его манометра соответствуют потенциалу анода $V_a = 250$ В, потенциалу коллектора $V_c = -22$ В и электронному току на анод $I_a = 20$ мА. Для измерения более высоких давлений надо брать более слабый электронный ток.

В опытах Дёшмэна с аргоном каждый микроампер ионного тока соответствовал при $I_a = 20$ мА давлению в 0,1 бара. Таким образом, при помощи манометра Дёшмэна при токе накала в 20 мА и чувствительности гальванометра 10^{-9} А можно измерять давление газа до 10^{-4} бара при включении манометра по I способу.

Необходимо калибровать ионизационный манометр для каждого данного газа, причём если не выходить за пределы линейной зависимости I от p , то для калибровки достаточно двух отсчётов ионного тока при двух разных давлениях. Второй отсчёт нужен лишь для того, чтобы убедиться, что измеряемые давления соответствуют прямолинейной части характеристики.

В качестве ионизационного манометра обычно применяют усиленные электронные лампы. Две схемы включения можно сохранить и здесь, либо пользуясь при высоком положительном потенциале на сетке в качестве отрицательно заряженного коллектора тем электродом лампы, который при обычном её использовании служит анодом, либо применяя в качестве коллектора отрицательно заряженную сетку. В последнем случае отрицательный потенциал сетки приходится выбирать небольшой, порядка 1—2 В, чтобы не запереть целиком весь ток на анод. Поэтому этот способ включения даёт меньшую чувствительность. Неудобство манометра с положительно заряженной сеткой заключается в том, что при этой схеме в проводах, соединённых с анодом и сеткой, иногда возникают высокочастотные электрические колебания, так называемые колебания Баркгаузена и Курца, так или иначе связанные с колебательным движением электронов около положительно заряженной сетки. Благодаря этим колебаниям, сопровождаемым колебаниями потенциала на аноде, приборы постоянного тока регистрируют электронный ток от катода на анод, несмотря на то, что они в то же время показывают на аноде отрицательный потенциал. Электронный

ток на коллектор перекрывает ожидаемый ионный ток и не даёт возможности измерять последний.

Есть попытки [98—100] дать формулы для вычисления давления по отношению между ионным и электронным токами на основании хода функции, выражающей число ионов, образуемых в зависимости от скорости электрона, но практически этот расчётный метод неприложим, и ионизационный манометр не может служить как абсолютный.

В цилиндрической усилительной лампе при небольших давлениях, так же как и в манометре Дёшмэна и Фаунда, получается линейная зависимость ионного тока от давления. Заметим, что при пользовании электронной лампой в качестве ионизационного манометра сле-

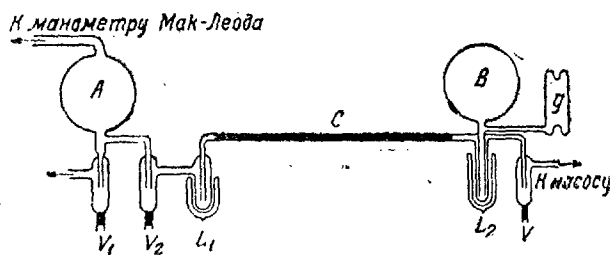


Рис. 30. Схема градуировки ионизационного манометра. Давление газа в манометре g вычисляется в каждый данный момент времени из законов протекания газа из сосуда A в сосуд B и манометр g через капиллярную трубку C при закрытых ртутных кранах V_1 и V . L_1 и L_2 ловушки для паров ртути. В начальный момент времени сосуд B и манометр g откачены через край V при закрытом кране V_2 до возможно высокого вакуума.

дует учитывать так называемые ползучие токи, являющиеся результатом утечки тока через неисправную изоляцию или по поверхности стекла. Эти токи могут исказить показания гальванометра, регистрирующего ионный ток, и таким образом ввести в заблуждение относительно степени вакуума. Ползучие токи можно устранить путём применения защитных колец.

Схема градуировки ионизационного манометра, основанная на медленном протекании газа из сосуда A в сосуд B по капиллярной трубке C , показана на рис. 30.

Чувствительность ионизационного манометра зависит от его размеров. В сторону высоких давлений применение ионизационного манометра ограничивается разрушительным действием газов на нить, причём приходится считаться не только с возможными химическими реакциями между газом и вольфрамом, но и с перегреванием нити, происходящим от ударов о неё положительных ионов. При отсут-

ствии особо активных химических газов пределы применимости ионизационного манометра можно охарактеризовать так: от нескольких тысячных до $1 \cdot 10^{-8}$ мм Hg. В случае очень низких давлений требуется очень хорошее обезгаживание манометра и его нити.

Явление прохождения электрического тока через газы зависит от давления газа. Поэтому, наблюдая свечение газа при разряде, можно сделать заключение о порядке разрежения газа. Установить какие-либо общие правила для этих определений нельзя, так как кроме давления свечение газа зависит ещё от большого числа других параметров (размеры и форма электродов, ширина трубки, напряжение и сила тока, природа газа и т. д.). Собираясь широко использовать этот метод определения давления, лучше всего произвести соответствующую градуировку прибора. При более или менее низких давлениях (примерно 0,001 мм Hg) свечение газа прекращается, и остаётся лишь флуоресценция стекла (при обычных сортах стекла — зеленоватая). При ещё более низком давлении газа — порядка 10^{-5} мм ртутного столба в трубке прекращается всякое свечение. Эту степень разрежения газа называют «чёрным вакуумом». При проверке работы насоса высокого вакуума без применения манометра добиваются получения «чёрного вакуума», заменяющего в этом случае «вакуум прилипания» манометра Мак-Леода. Приближённую количественную оценку давления газа в разрядной трубке можно сделать по размерам катодных частей разряда, а также по расстоянию между стратами слоистого положительного столба. Для суждения о степени разрежения в готовых отпаянных разрядных трубках применяются высокочастотные разряды, возбуждаемые при помощи трансформатора Тесла.

§ 3. Тренировка и жестчение разрядных трубок. Давление остаточного газа в отпаянной от откачной установки разрядной трубке не остаётся неизменной величиной вследствие постоянно имеющего место двухстороннего процесса поглощения и выделения газа стенками и металлическими частями трубки [101]. Чтобы сделать остаточное давление более постоянным и возможно более низким, применяют, кроме обычного обезгаживания частей трубки на насосе, так называемую тренировку разрядных трубок в отпаянном от насосной установки виде. Под такой тренировкой понимают непрерывную работу трубки в течение более или менее продолжительного отрезка времени при режиме, несколько повышенном по сравнению с нормальным режимом трубки. При тренировке происходит уменьшение давления остаточного газа, называемое «жестчением» трубки¹⁾ [102—108, 121].

¹⁾ В рентгеновских трубках с холодным катодом напряжение, при котором работает трубка, и связанная с ним способность генерируемых трубкой лучей проникать через различные тела, или «жесткость» лучей, зависит от давления газа в трубке. При уменьшении давления жесткость лучей увеличивается. Отсюда и термин «жестчение».

Исчезновение газа при «жестчении» носит химический характер, но не объясняется просто обычными химическими реакциями между газом и стеклом или металлом, при которых газ переходит в связанное состояние, как это имеет, например, место при удалении следов кислорода путём нагревания вольфрамовой проволоки. Процессы, имеющие место при жестчении, носят более сложный характер [53] (стр. 174 и сл.) уже потому, что мы имеем здесь дело не только с нейтральными частицами газа, но и с ионами, находящимися в электрическом поле разряда. В двухатомных газах в разряде нередко происходит распадение молекул на отдельные атомы; между тем хорошо известно, что в таком атомарном состоянии газы химически гораздо более активны, чем в обычном («активный азот», «активный водород» химиков). Наконец, явления газового разряда при низких давлениях особенно интенсивно сопровождаются распылением электродов разрядной трубки (катодное распыление). Опыт показывает, что при катодном распылении происходит усиленное поглощение газа распыляемым металлом.

Тренировке подвергают не только пустотные разрядные трубки, но и трубки, наполненные благородными газами. В этом случае процесс жестчения имеет место по отношению к загрязняющим газ посторонним примесям и повышает чистоту газа в трубке.

В то же время процесс жестчения служит препятствием для практического применения в разрядных трубках неблагородных газов, так как при разряде плотность газа в трубке более или менее быстро уменьшается, и прибор выходит из строя после сравнительно небольшого числа часов. Процесс жестчения имеет место также и в случае благородных газов, но протекает в этом случае настолько медленно, что практически утрачивает своё вредное значение [109].

§ 4. Наполнение разрядных трубок газом. Явления прохождения электрического тока через газы чрезвычайно сильно зависят от чистоты газа, т. е. от концентрации наличных в газе примесей. Поэтому, прежде чем производить наполнение трубки каким-либо газом или определённой газовой смесью, необходимо довести до возможно высокой степени обезгаживание стенок и металлических частей трубки, а газы подвергнуть дополнительной очистке при самом их впуске в трубку. В первом отношении большим подспорьем к длительной откачке является метод многократного наполнения газом. При применении этого метода после достижения предельной степени разрежения — давление p_0 — трубка наполняется газом до некоторого давления p_1 , а затем вновь откачивается до предела. Эта процедура повторяется n раз, пока, наконец, газ не впускается в трубку при заданном давлении p . Допустим, что трубка хорошо обезгажена и выделяющееся в ней количество газа ничтожно мало, а p_0 обусловлено лишь несовершенством насоса. В таком случае при первом наполнении газом парциальное давление примеси, образованной

остаточным газом, будет p_0 , при втором $p_0 \frac{p_0}{p_1}$, при n -ом $p_0 \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{n-1}$.

Выбирая n и p_1 достаточно большими, можно сколько угодно понизить парциальное давление примеси, или, другими словами, можно сделать сколько угодно малым загрязнение газа, вызываемое несовершенством насоса. Но значение метода многократного наполнения заключается не только в этом. Хорошо обезгаженные стенки и металлические части поглощают газ. Если газ представляет собой смесь, различные компоненты её поглощаются по-разному; состав газа изменяется. Это может оказаться особенно нежелательным при малой концентрации специально введённой в газ примеси. При многократном наполнении стенки и металлические части разрядной трубки насыщаются нужным газом, и нежелательного поглощения более не происходит. Кроме того, в случае возникновения условий, способствующих выделению газа, в первую очередь будет выделяться поглощённый и адсорбированный полезный рабочий газ. Насыщенный слой этого газа будет препятствовать выделению других посторонних газов. Многократное наполнение объединяют с «тренировкой», удаляя каждую порцию вновь впущенного газа не тотчас же после её впуска, а лишь после более или менее продолжительного пропускания разряда через трубку — тренировки на откачной установке.

В тех случаях, когда давление газа в трубке надо установить особенно точно, конечную стадию наполнения или удаления лишнего газа производят через более или менее узкие капиллярные трубки, устраивая такие капиллярные переходы параллельно ртутному крану, как это показано на рис. 31. Капиллярными трубками пользуются также для установления определённого давления в разрядной трубке в тех случаях, когда экспериментируют при непрерывной смене газа в трубке. Законы протекания газа по трубкам приведены кратко в «Приложении» (гл. XXIV). В отношении дальнейших подробностей по расчету и устройству вакуумных установок и целого ряда специальных приёмов, применяемых в вакуум-технике, отсылаем читателей к курсам [52—54, 58] и к литературе [92, 119, 94, 118].

В опытах с ионными пучками (каналовые лучи, масс-спектрограф) в одной и той же разрядной трубке приходится иметь дело с областями разной плотности газа: в пространстве, где происходит разряд, давление порядка 10^{-3} — 10^{-2} мм Hg, в той части трубки, где производятся наблюдения над движением пучков ионов в так называемой «закатодной» части трубки, — возможно высокий вакуум. Разность давлений достигается непрерывной откачкой закатодной



Рис. 31.
Ртутный кран с параллельно приключённым к нему капилляром.

части мощным насосом через широкую трубку, в то время как узкая щель, через которую проходят ионные пучки и которая соединяет закатодную часть с остальной частью разрядной трубки, представляет собой большое сопротивление течению газа. В этих случаях нередко заставляют при помощи насоса высокого вакуума одни и те же порции газа непрерывно циркулировать через разрядную трубку. Насос перекачивает газ из области высокого вакуума в область разряда; сообщение с форвакуумом закрыто.

Дополнительная очистка благородных газов при наполнении трубки производится путём пропускания газа через змеевик, наполненный активированным углём и опущенный в жидкий воздух. В случае аргона при этом поглощаются не только примеси, но и довольно значительная часть основного газа.

Пользуясь охлаждением при помощи жидкого воздуха, можно производить наполнение разрядной трубки каким-либо газом до давления выше атмосферного. В этом случае охлаждают самую разрядную трубку или небольшой непосредственно соединённый с трубкой отросток, отпаивают её, не снимая охлаждения, и лишь затем дают нагреться до комнатной или иной заданной температуры. Конечное давление газа приблизительно рассчитывают по закону Клапейрона $pV = RT$.

Добывание и предварительная очистка различных газов для наполнения производятся способами, описанными в химии и в электрохимии. В отношении редких (благородных) газов см. монографии [123—125]. Благородные газы добываются из воздуха при его сжижении. Они имеются в продаже в стальных баллонах при давлениях в десятки атмосфер и в этом случае требуют обязательной доочистки пропусканием через активированный уголь, или же «спектрально чистые» в стеклянных баллонах под давлением около 600 мм Hg. В тех исследованиях, при которых сказывается влияние ничтожно малых примесей посторонних газов, «спектрально чистые» благородные газы также необходимо дополнительно очищать путём длительной тренировки разрядной трубки, с применением специальных электродов, покрытых слоем щелочного или щелочно-земельного металла [110, 120]. Случай, с которым нередко приходится иметь дело в лабораторной практике, это — очистка аргона от остатков в нём азота. Вследствие инертности азота метод адсорбции активированным углём при низких температурах не может привести в своём простейшем виде к быстрому и надёжному результату. Наиболее удобным и надёжным методом является поглощение азота кальцием при температуре 500°С. В нижней части баллона *Б* рис. 32 помещают металлический свежее очищенный от корки окислов и других соединений кальций. Из баллона откачивается воздух, и кальций распыляется в виде металлического слоя по внутренней поверхности всего баллона *Б* путём нагревания отростка *Е*. Баллон *Б* наполняется аргоном до давления 300 мм Hg, отпаивается и прогревается в элек-

трической печи до 500° в течение часа. Предварительно колбу снабжают обычным приспособлением для впуска содержимого в ней газа в вакуумную установку или разрядную трубку: боковой трубкой *A* рис. 32 с впаянным внутри последней запаянным капилляром *K*. Трубка припаивается к вакуум-аппаратуре. После создания требуемой степени разрежения кончик капилляра *K* обламывают под вакуумом, передвигая извне магнитом кусочки железа *Ж*. Получаемый при сжижении воздуха аргон всегда содержит в себе азот, нередко в количестве нескольких процентов. Остаточное содержание азота в аргоне после описанной выше очистки зависит от начального его содержания, от того давления, при котором происходит очистка, и от времени прогрева. Очень большое значение для чистоты получаемого таким образом аргона имеет чистота применяемого кальция и тщательность обезгаживания баллона *B*. Высокая температура прогрева требует применения для баллона *B* тугоплавкого стекла ¹⁾. Точное определение процентного содержания очень малых количеств примесей в благородных газах (порядка сотых и тысячных долей процента) представляет собой очень трудную задачу. Описываемые в литературе методы обычно основываются на влиянии весьма малых примесей на явления газового разряда [113, 114] или на спектроскопических приемах [130, 131].

Подобно тому как получаемый из воздуха аргон всегда содержит азот, получаемый тем же путем неон всегда содержит некоторое количество гелия, а гелий — некоторое количество неона. Отделение неона от гелия, или, выражаясь точнее, обогащение неон-гелиевой смеси неоном или, наоборот, гелием производится путем фракционной адсорбции этих газов углем при темпера-

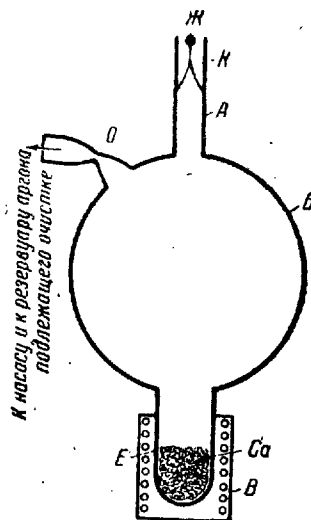


Рис. 32. Схема прибора для очистки аргона кальцием. Са — металлический кальций, *B* — электрическая печь для возгонки кальция, *B* — стеклянный баллон, *A* — трубка для припайки баллона *B* с очищенным аргоном [к той аппаратуре, в которую аргон будет впускаться путем разбития запаянного капилляра *K* грузиком *Ж*. После термического распыления кальция на внутренней поверхности баллона *B* и наполнения аргоном баллон *B* отплавляется в точке *O* и прогревается в непоказанной на рисунке электрической печи до 500° С.

¹⁾ Другие методы очистки аргона от азота см. [111, 112, 126 — 129].

туре жидкого водорода и в обычной лабораторной обстановке весьма мало доступно. Но присутствие небольшого количества неона в гелии и особенно гелия в неоне лишь очень незначительно отзывается на явлениях электрического разряда, и вопрос о дополнительной очистке неона от гелия и обратно в практике исследования газового разряда обычно не возникает. Содержание гелия в продажном спектрально чистом неоне должно быть указано и составляет около 0,5—1%. Один из весьма часто используемых способов исследовать разряд в очень чистом газе — это применение в качестве газа паров ртути при непрерывной откачке разрядной трубки ртутным конденсационно-диффузионным насосом Ленгмюра. Ртуть должна быть очень чистая, освобождённая от других сопровождающих её металлов многократной перегонкой [116]. Кроме применения всех способов очистки ртути, обычно описываемых в руководствах по вакуум-технике, рекомендуется прогревать пары ртути, пропуская их через кварцевую трубку, нагретую до температуры 1000°С. Только при этой температуре распадаются некоторые металлоорганические соединения ртути, легко образующиеся при соприкосновении паров ртути с органическими летучими веществами [115].

§ 5. Основные методы исследования явлений газового разряда. Исследование различных видов электрического разряда в газах начинается с феноменологического описания изучаемого типа разряда и с установления тех условий, при которых данный тип разряда имеет место. Эти условия включают в себя: плотность (давление) газа, напряжение источника тока, силу тока, поддерживаемую в разряде, размеры и геометрическую конфигурацию разрядного промежутка, свойства и режим катода. Следующим шагом является изучение вольтамперной характеристики разряда, установление её формы (падающая, возрастающая, крутая, пологая), а также подыскание эмпирических формул для её выражения. Этот метод исследования требует лишь возможности измерять силу тока разряда и разницу потенциалов на электродах разрядной трубки и изменять в достаточно широких пределах такие параметры, как давление газа, размеры и форму электродов, а также размеры разрядной трубки. Грубое представление о распределении потенциала и пространственных зарядов в трубке даёт применение простого холодного зонда, при котором в газ вводится изолированная по всей своей длине, кроме кончика, проволока, соединённая с электростатическим вольтметром или электрометром (рис. 33). Этот метод привёл, например, к обнаружению и к измерению катодного падения потенциала в тлеющем разряде.

Вследствие постоянства параметров разряда на всём протяжении положительного столба тлеющего разряда применение простого холодного зонда позволяет довольно точно определить разность потенциалов в двух точках положительного столба, расположенных по оси трубки, и найти отсюда продольный градиент потенциала в поло-

жительном столбе, несмотря на то, что само значение потенциала в каждой из точек получается с точностью не более 10—15 вольт. Большое распространение метод простого зонда получил при исследовании электрического поля земной атмосферы. Опыт показал, что в этом случае зонд принимает потенциал окружающего воздуха, если он представляет собой небольших размеров газовое пламя, соединённое с электрометром.

В основе этого факта лежит ионизация воздуха пламенем; теория такого зонда аналогична теории накаливаемого зонда Ленгмюра (см. ниже). Вместо пламенных зондов при исследовании поля земной атмосферы применяются также и некоторые другие (водоструйные, радиоактивные).

Для обнаружения тонких подробностей распределения потенциала в разрядной трубке показания простого зонда слишком неточны. В общем и целом метод снятия вольтамперных характеристик и применения простых зондов мож-

жет дать лишь знакомство с макроскопическими явлениями разряда и не позволяет проверить экспериментально связь их с элементарными процессами в разряде, выдвигаемую теорией.

От этого ограничения свободен второй метод — метод изучения зондовых характеристик, которому посвящён § 4 главы X. Метод зондовых характеристик позволяет определить некоторые внутренние параметры разряда, тесно связанные с элементарными процессами, а именно концентрацию свободных электронов, степень ионизации газа и среднюю кинетическую энергию беспорядочного (теплого) движения электронов. Одновременно метод изучения зондовых характеристик позволяет со сравнительно большой точностью определить распределение потенциала в разрядном промежутке. Но метод изучения зондовых характеристик приложим и приводит к цели лишь в таких областях разряда, где ионизированный газ представляет собой газоразрядную плазму и где нет направленных электронных пучков. Кроме того, применимость этого метода ограничена определёнными пределами давления газа. Большим недостатком метода зондовых характеристик в отношении изучения элементарных процессов является то, что этот метод не даёт никаких прямых указаний относительно концентрации возбуждённых атомов

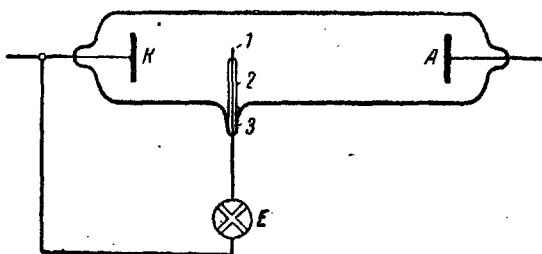


Рис. 33. Схема включения простого зонда. 1 — обнажённый кончик зонда; 2 — изолирующий слой (стекло); 3 — место впаив зонда в разрядную трубку. K — катод, A — анод; E — электрометр.

и молекул. Этот недостаток восполняет третий метод исследования электрического разряда — оптический (см. гл. XI, § 8).

Оптический метод заключается в спектральном изучении излучения газового разряда и включает как определение относительной интенсивности различных спектральных линий, так и их ширины и «формы». Прежде всего оптический метод был применён для определения температуры газа в разрядной трубке. Это определение производится путём измерения расширения спектральных линий вследствие эффекта Доплера, вызываемого тепловым движением излучающих частиц газа. Другой способ определения температуры излучающего газа основан на законе распределения интенсивности излучения среди линий отдельной «полосы» молекулярного спектра (§ 11 главы XI). Результаты этих измерений температуры газа значительно изменили наши представления о распределении температуры и об элементарных процессах в дуговом разряде при большой плотности газа. Измерение интенсивности отдельных спектральных линий при возбуждении свечения газа потоком электронов определённой скорости, изменяемой по желанию экспериментатора, позволяет определять ход функции возбуждения какого-либо данного энергетического уровня газа в зависимости от энергии возбуждающего частицу газа электрона.

В тех случаях, когда ход функции возбуждения известен, измерение тех же интенсивностей при разряде в газе даёт возможность найти концентрацию частиц газа, находящихся на определённых энергетических уровнях при данном режиме разряда, делать отсюда заключения о числе электронов, скорости которых лежат в данном более или менее узком интервале, и судить таким образом о характере распределения электронов по скоростям. Измерение интенсивности какой-либо линии в спектре поглощения, полученном при прохождении белого света через трубку с разрядом, даёт возможность определить концентрацию возбуждённых атомов, находящихся на нижнем энергетическом уровне, соответствующем этой линии, и т. д.

Мы можем дать здесь только общее представление о сущности оптического метода. Подробности его применения тесно связаны с изучением законов излучения газового разряда, о которых речь будет в главе XI.

Аппаратурой для приложения оптического метода служат спектрографы, спектрофотометры, а также компараторы и микрофотометры для сравнения почернения, даваемого на фотоплёнках и пластинках отдельными спектральными линиями. В отношении этих приборов и их применения отсылаем читателя к общим курсам физики и оптики и к специальным руководствам.

В настоящее время, когда изучение газового разряда охватывает самые разнообразные области давления газа, оптический метод является необходимым звеном в исследовании газового разряда.

При исследовании газового разряда всё более и более широкое применение иачинает приобретать катодный осциллограф (гл. XXIII, § 7).

При снятии осциллограммы напряжения между катодом и анодом или переменного напряжения на зонде соответствующие электроды трубки непосредственно соединяются с отклоняющими пластинками осциллографа (рис. 34). При снятии осциллограммы тока на пластинки осциллографа подаётся напряжение от концов соответствующим образом подобранного сопротивления R , введённого в цепь разрядной трубки или зонда. Во многих случаях целесообразно одновременно снимать осциллограммы тока и напря-

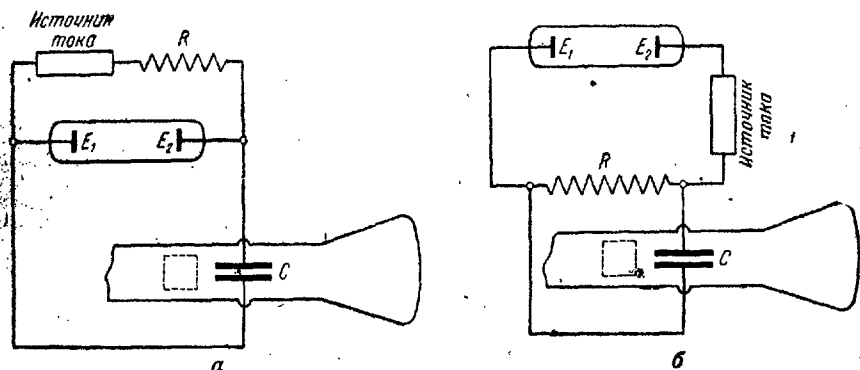


Рис. 34. Схемы включения катодного осциллографа: *а* — при осциллографировании тока; *б* — при осциллографировании напряжения. C — отклоняющие пластины осциллографа, E_1 и E_2 — электроды трубки.

жений. Другой метод применения осциллографа — это осциллографирование импульсов тока или напряжения, вызываемых в специальном контуре, расположенном недалеко от разрядного промежутка, прерывистыми разрядными явлениями. Этим способом пользуются при исследовании грозовых разрядов в земной атмосфере или, например, при исследовании прерывистых явлений в коронном разряде. Для иллюстрации приводим на рис. 35 схему, предложенную для осциллографирования импульсов, имеющих место при разряде с острия, работниками школы Леба [1813, 1814].

Укажем ещё на осциллографирование токов и напряжения в цепи движущегося зонда, быстро пересекающего разрядный промежуток в поперечном направлении. Этот способ находит применение, когда длительное пребывание зонда в области разрядного промежутка могло бы вызвать разрушение зонда.

При исследовании разрядов на переменном токе не слишком большой частоты применяются также шлейфовые (электромагнитные) осциллографы. Осциллограф необходим при изучении процессов

ном) токе и наблюдая катод через диск с отверстиями, вращающийся синхронно с переменами тока в цепи и позволяющий видеть катод только в течение тех полупериодов тока, когда разрядный промежуток не светится. Наиболее простое стробоскопическое приспособление при визуальном наблюдении разряда представляет собой так называемое вращающееся зеркало, изображённое на рис. 36. Это приспособление представляет собой ряд зеркал, расположенных по граням многогранника, приводимого во вращение вокруг своей оси. При рассматривании через такое зеркало разряда

на переменном токе низкой частоты глаз видит целый ряд чередующихся изображений разрядного промежутка, соответствующих попеременно каждому направлению тока. В случае не-

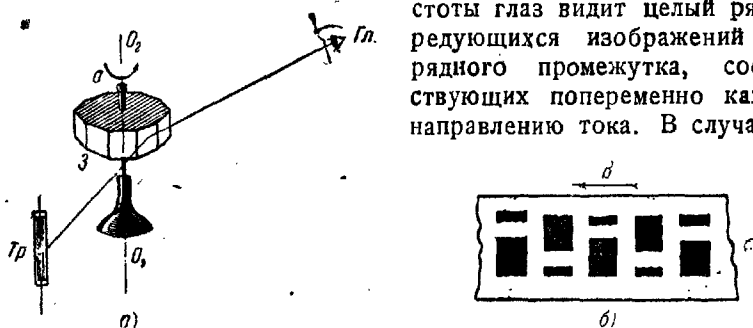


Рис. 36. Схема опыта с вращающимися зеркалами: а) Расположение разрядной трубки Tr , вращающихся зеркал $З$, устройств в виде зеркальной многогранной призмы, и глаза наблюдателя $Гл.$; $О_2$ $О_1$ — ось вращения зеркал; стрелка a показывает направление вращения. б) Картина, которую видит наблюдатель в случае тлеющего разряда на переменном токе 50 пер. при числе оборотов $100/N$ в 1 сек, если число граней зеркальной призмы равно N . Все последовательные изображения трубки бегут в направлении стрелки b и видны одновременно вследствие сохранения зрительного впечатления в глазу в течение около 0,1 сек.

прерывного, но нестационарного разряда во вращающемся зеркале видна непрерывная полоса с изменяющимися очертаниями или изменяющейся яркостью. По этим изменениям можно судить о ходе процессов в разряде.

Для изучения быстро преходящих разрядных процессов импульсных разрядов, искрового разряда и молнии большое значение приобрело фотографирование этих нестационарных процессов при помощи камер с подвижными объективами (камера Бойса) [1664].

При изучении начальных стадий развивающегося самостоятельного разряда очень полезным оказалось применение камеры Вильсона. Это применение позволило фиксировать рост первоначальных электронных лавин в искровом разряде и обнаружить превращение этих лавин в так называемые стримеры. Так как в камере Вильсона

центрами конденсации капелек тумана являются отдельные ионы, а распределение в пространстве всей полоски тумана характеризует собой путь ионизирующей частицы, то применение этого метода даёт возможность сделать ряд непосредственных заключений об элементарных процессах, имеющих место в начальной стадии разряда (см. гл. XIX, стр. 546).

Опишем ещё метод, первоначально предложенный Ленгмюром для определения потенциала в данной точке разрядного промежутка — а именно метод накаливаемого зонда [133].

Поместим в данной точке разрядной трубки небольших размеров петельку из вольфрамовой нити с двумя отдельными вводами, изолированными от газа. Накали-

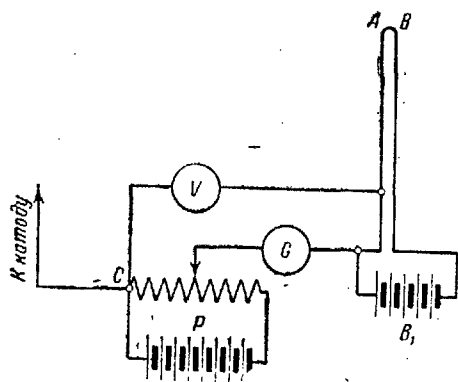


Рис. 37. Схема включения накаленного зонда.

лим нить AB (рис. 37) при помощи батареи B_1 . С поверхности проволоки AB будет происходить термоэлектронная эмиссия. Присоединим к концу A нити движок потенциометра P , точка C которого соединена непосредственно с катодом трубки. Передвигая движок потенциометра, мы будем менять потенциал точки A по отношению как к катоду, так и к окружающему проволоку AB слою газа. Если потенциал нити AB будет выше, чем потенциал этого слоя, то элект-

троны из AB не будут проникать в газ. Они будут возвращаться обратно в нить AB . Прибор G не покажет нам никакого эмиссионного тока. Если потенциал нити AB будет ниже потенциала окружающего газа, прибор G покажет эмиссионный ток. Таким образом для определения потенциала данной точки газа по отношению к катоду надо отсчитать показание вольтметра V , при котором прибор G начинает показывать эмиссионный ток. Кроме эмиссионного тока, через накаленный зонд проходят токи, причиной которых является тепловое движение ионов и электронов. Эти токи не зависят от температуры зонда. Метод применения «накаливаемого зонда» сводится к следующему. Снимают две вольтамперные характеристики зонда при холодной нити и при нити, накаленной до заметной термоэлектронной эмиссии. Тот потенциал, при котором обе эти кривые начинают расходиться, будет искомым потенциалом газа. Точность определения потенциала при помощи накаленного зонда тем больше, чем меньше падение потенциала вдоль нити AB . Для применимости этого способа необходимо, чтобы нить AB была защищена от непо-

средственного электростатического действия катода и анода окружающими пространственными зарядами. При точных измерениях необходимо ввести поправку на контактную разность потенциалов между накалившимся материалом нити AB и материалом того электрода, с которым зонд соединён через потенциометр.

Подобный же метод определения потенциала пространства был предложен Семёновым и Вальтером [134] независимо от Ленгмюра.

Семёнов и Вальтер применили свой метод при атмосферном давлении и приспособили его для экспериментального определения распределения потенциала в пространстве, окружающем проводники и изоляторы сложной формы.

Кроме указанных выше основных методов исследования газового разряда, возможны и постепенно разрабатываются и другие новые методы. Укажем, например, на воздействие на разряд или на отдельные его области как сильных, так и слабых магнитных полей [919 — 923].

Такое воздействие вызывает не только изменение макроскопических параметров разряда, но и изменяет коренным образом вид зондовых характеристик, а также йзлучение разряда. Само собой разумеется, что наибольших успехов в исследовании разряда можно ожидать от одновременного применения и целесообразного комбинирования ряда различных методов.

Исследование электрических токов, имеющих место в земной атмосфере, распределения потенциала в различных точках последней, а также степени ионизации атмосферного воздуха и природы возникающих здесь ионов представляет собой специфическую область исследования электрических явлений в газах. В этой области выработана специальная методика исследования, с которой можно ознакомиться по книгам [1762 — 1764].

Из более мелких специальных приёмов при исследовании газового разряда укажем на следующие: 1) Применение подвижных зондов. Вводы этих зондов делаются обычным способом в боковых трубках B , припаянных к разрядной трубке (рис. 38). Неподвижный ввод соединён с зондом при помощи гибкой проволочки $П$. Зонд той или иной формы укреплен на стеклянном основании, могущем перемещаться вдоль разрядной трубки (например, на рогажке). Перемещение осуществляется постукиванием по трубке или же при помощи прикрепленного к основанию подвижного зонда кусочка железа $Ж$, приводимого в движение магнитом или электро-

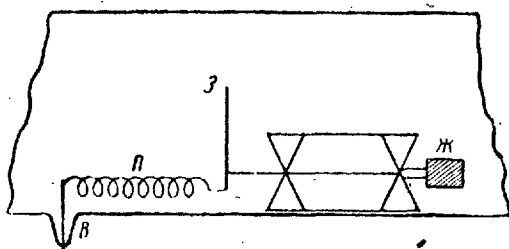


Рис. 38. Подвижной зонд с железом.

магнитом извне трубки. Другой тип подвижного зонда представляет собой зонд, прикреплённый к стеклянной палочке, соединённой со шлифом. Поворот шлифа изменяет положение зонда в трубке (рис. 39). Наравне с подвижными зондами пользуются также подвижными катодом и анодом.

2) Изменение давления или состава газа в разрядной трубке. Исследование разряда на откачной установке, на которой можно, применяя краны и насосы, изменить давление и состав газа, громоздко, неудобно, не всегда обеспечивает постоянство условий опыта и не даёт полной гарантии против латекания воздуха в трубку

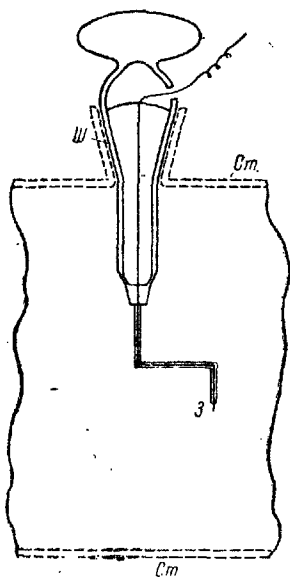


Рис. 39. Подвижной зонд на шлифе. З — кончик зонда, Ш — шлиф, Ст — стенки разрядной трубки.

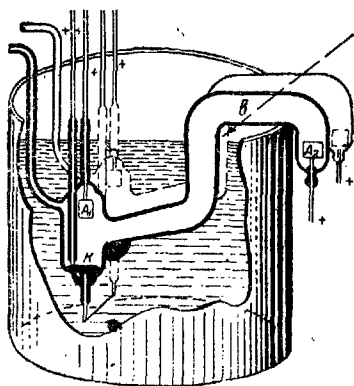


Рис. 40. Разрядная трубка, содержащая жидкую ртуть, помещена в ванну с проточной водой.

через притёртые поверхности в стеклянных кранах. Изменять давление газа в отпаянной разрядной трубке можно легко и удобно при исследовании разряда в парах какого-либо вещества. Для этой цели исследование производится в насыщенных парах в присутствии жидкой или твёрдой фазы. Давление паров регулируется температурой жидкого или твёрдого вещества, обычно помещаемого в каком-либо боковом отростке разрядной трубки. Чтобы пары не конденсировались в других частях трубки и давление паров соответствовало температуре отростка, необходимо, чтобы температура всех частей трубки была выше температуры отростка. Однако предпочтительнее помещать всю трубку целиком в среду с соответствующей постоянной температурой, так как этот приём даёт большую гарантию, что давление имеет нужное значение и постоянно во всех частях трубки

(рис. 40). Этот метод обычно применяется при работе с парами металлов, имеющих низкую температуру плавления, например, с парами натрия или калия. Но особенно часто им пользуются при исследовании разряда в парах ртути. Нужная температура трубки поддерживается путём применения холодильных веществ, смесей или проточной воды. Более высокие температуры — путём применения приспособлений, регулирующих температуру электрической печи (термостата).

Другой способ изменить давление газа или концентрацию той или иной примеси к основному газу — это применение разрядной трубки с припаянными к ней боковыми колбочками A_1 , A_2 , A_3 , ... с запасом основного газа или примеси при определённом, заранее рассчитанном давлении (рис. 41).

Объём колбочки с запасным газом отделён от основного объёма трубки запаянным капилляром K , помещённым внутри стеклянной трубочки, соединяющей колбочку с разрядной трубкой (рис. 42). Рядом с кончиком запаянного капилляра («чортика») в соединительную трубочку вложен кусочек железа, запаянный в стеклянную оболочку, чтобы железо не выделяло газа. Этот кусочек железа служит битком, разбивающим в нужный момент запаянный кончик капилляра, и приводится

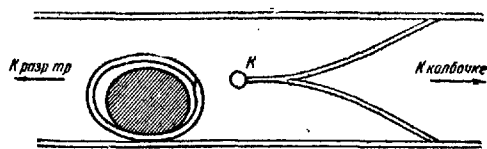


Рис. 42. Схема «чортика».

в движение извне при помощи поднесения постоянного магнита или же замыканием тока, проходящего через надежную на трубку катушку проволоки. Наполнение колбочек соответствующим газом производится обычными методами через другой отросток каждой из них заранее, до припайки колбочек к разрядной трубке при изготовлении последней. Уменьшить давление газа в разрядной трубке можно, разбив «чортик» в трубке, соединяющей разрядную трубку с заранее эвакуированной колбой определённого объёма.

При исследовании напряжения зажигания разряда — той разности потенциалов между анодом и катодом, при которой разряд перехо-

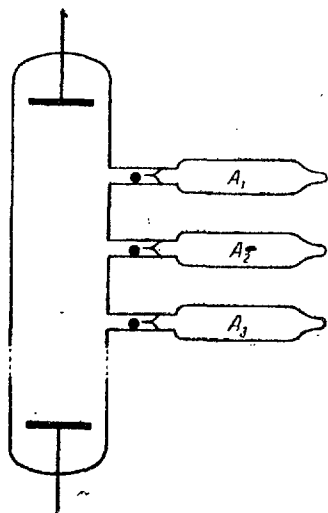


Рис. 41. Разрядная трубка с боковыми колбочками, дающими возможность изменять давление или количество примеси в газе.

в движение извне при помощи поднесения постоянного магнита или же замыканием тока, проходящего через надежную на трубку катушку проволоки. Наполнение колбочек соответствующим газом производится

дит из несамостоятельного в самостоятельный, — наиболее простым в теоретическом отношении является случай параллельных плоских электродов с равномерным полем между ними. Однако, каковы бы ни были размеры плоских электродов, экспериментальному исследованию мешают краевые эффекты. Около краёв плоских электродов напряжённость поля больше, чем соответствует равномерному полю „бесконечно большого плоского конденсатора. Воспользоваться известным методом охранных колец в этом случае нельзя: разряд будет происходить между краями охранных колец, и газ между основными электродами окажется преждевременно ионизированным. Исходя из геометрической конфигурации поля плоского конденсатора конечных размеров, установленной ещё Максвеллом, Роговский предложил особую форму электродов, при которой напряжённость поля в любой точке поверхности электрода меньше, чем в их середине [135]. Электроды Роговского представляют собой два противоположенных друг другу одинаковых тела

Рис. 43. Профиль электродов Роговского.

вращения. Профиль таких электродов подробно рассчитан в работе Роговского и Ренье [136] и для расстояния между электродами в 3,14 см представлен на рис. 43. Цифры, поставленные против различных точек, показывают отношение напряжённости поля в данной точке к напряжённости на общей оси электродов. На достаточно большом расстоянии от середины можно не следовать более в профиле электрода кривой Роговского (пунктир), а дальше закруглить электроды, как показано на рис. 43, сплошными кривыми. Форма электродов Роговского и их диаметр зависят от расстояния между ними. Сблизить два электрода, рассчитанных на большее расстояние, можно безнаказанно. При раздвижении электродов сверх того расстояния, на которое они рассчитаны, гарантия невозможности преждевременного пробоя на краях исчезает. На рис. 44 приведён внешний вид электродов Роговского спереди и сбоку.

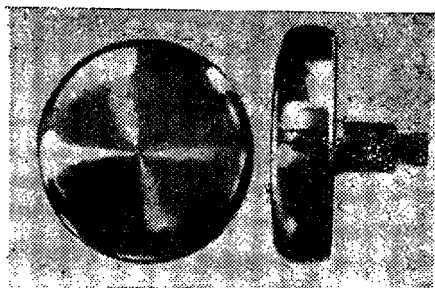
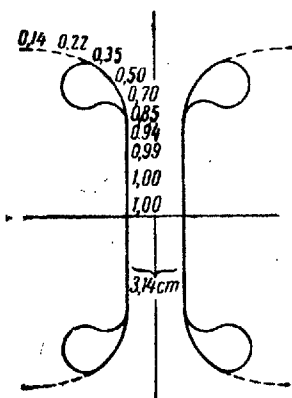


Рис. 44. Внешний вид электродов Роговского.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ И АВТОЭЛЕКТРОННАЯ (ХОЛОДНАЯ) ЭМИССИЯ.

§ 1. Термоэлектронная эмиссия. Явление термоэлектронной эмиссии впервые было обнаружено Эдисоном около 1881 г. Производя различные эксперименты с разработанными им. угольными лампами накаливания, Эдисон построил лампу, содержащую в вакууме, кроме угольной нити K (рис. 45), ещё металлическую пластинку A , от которой наружу был выведен специальный провод P . Эдисон заметил, что если соединить провод P через гальванометр G с положительным концом нити, то через гальванометр идёт ток. Если соединить P с отрицательным концом нити, то никакого тока гальванометр G не обнаруживает. Это явление было названо *эффектом Эдисона*. Флеминг ввёл в схему Эдисона добавочную батарею в цепи пластинки A и показал, что электрический ток через вакуум между нитью и пластинкой A получается всякий раз, когда пластинка A имеет положительный потенциал по отношению к нити. Эльстер и Гейтель показали, что воздух, окружающий всякую раскалённую до белого каления металлическую проволоку, заряжается отрицательно, причём отрицательный заряд передвигается вместе с воздухом, например, при продувании последнего через трубку. В опытах Эльстера и Гейтеля дело происходит так, как будто раскалённая металлическая проволока испускает из себя отрицательные электрические заряды.

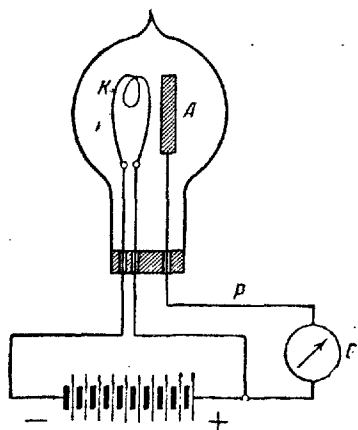


Рис. 45. Схема опыта Эдисона.

В 1897 г. Дж. Дж. Томсон [22—24], измеряя в ряде опытов отклонение катодных лучей в электрическом и магнитном полях, установил, что отношение заряда «корпускул», несущих электри-

ческий заряд в катодных лучах к их массе, во много раз больше, чем отношение заряда ионов водорода в электролизе к массе последних. Томсон высказал предположение, что заряд корпскуллы имеет ту же величину, что и заряд иона водорода, и большая величина отношения $\frac{e}{m}$ объясняется весьма малой массой корпскул.

Чтобы проверить это предположение, Томсон решил определить заряд корпскул непосредственно. При этом оказалось удобнее пользоваться не катодными лучами, а корпскулами, переносщими отрицательные заряды с освещённой ультрафиолетовым светом поверхности металла или с поверхности раскалённой металлической или угольной нити. Заряд корпскул был определён Томсоном по методу оседания капелек тумана, образующихся на заряженных частицах в камере Вильсона, и оказался равным заряду иона водорода в электролизе. Чтобы показать, что в этих опытах корпскуллы те же, что и в катодных лучах, Дж. Дж. Томсон определил для них $\frac{e}{m}$, наблюдая их движение в электрическом и магнитном поле.

Несмотря на расхождения в величинах e и $\frac{e}{m}$, вызванных неизбежными довольно ещё большими в опытах Томсона погрешностями измерений, Томсон пришёл к выводу, что e и $\frac{e}{m}$ во всех исследованных им явлениях одно и то же, а следовательно, одна и та же и природа «корпскул», или *электронов*, как мы теперь их называем. Гениальное обобщение Дж. Дж. Томсона блестяще подтвердилось. Измерения $\frac{e}{m}$ и e были повторены с очень большой степенью точности и в пределах этой точности измерения $\frac{e}{m}$ и e для частиц, испускаемых раскалёнными телами, оказались равными $\frac{e}{m}$ и e электронов.

Таким образом, явления, наблюдаемые Эдисоном, Флемингом, Эльстером и Гейтелем, нашли своё объяснение: с поверхности всякого раскалённого до высокой температуры металла вылетают в большом количестве электроны. В эффекте Эдисона электроны переносят отрицательные заряды с раскалённой нити на положительно заряженный электрод. В опытах Эльстера и Гейтеля испускание электронов служит причиной отрицательного заряда газа.

Явление испускания электронов раскалёнными металлами, а также и другими телами в высоком вакууме или в газе получило название *термо-электронной эмиссии*. Иногда применяют также и старое наименование: *термоионная эмиссия* («thermoionic emission») [138, 141]. Но в настоящее время «термоионная эмиссия» — термин несколько более широкий и охватывает также и испускание телом положительных ионов. Закон зависимости плотности тока термоэлектронной

эмиссии от температуры теоретически установил и экспериментально проверил Ричардсон [110]. Ричардсон дал два теоретических вывода этой зависимости. Первый вывод Ричардсона основан на представлениях «электронной теории металлов», созданной Дж. Дж. Томсоном, Рикке и Друде для объяснения явлений электропроводности и теплопроводности металлов, контактной разности потенциалов, эффекта Холла и т. д. Согласно этой теории, в металлах, кроме электронов, крепко связанных с атомами, имеется большое число «свободных электронов»¹⁾. Свободные электроны двигаются в металле подобно молекулам газа внутри какого-либо сосуда. В первоначальной электронной теории к ним считались приложимыми все те соотношения и законы, которые даёт для молекул газа кинетическая теория газов, в частности максвелловское распределение скоростей. Когда какой-либо электрон подлетает к границе между металлом и вакуумом, равнодействующая всех сил притяжения на электрон со стороны положительных ионов металла направлена внутрь металла и мешает электрону продолжать свой путь в вакуум. Однако, если скорость движения электрона достаточно велика, он будет в состоянии преодолеть эту задерживающую его силу и вылететь из металла. Чем выше температура металла, тем больше число электронов, способных проникнуть через границу металла в вакуум, тем больше термоэлектронная эмиссия. Этот процесс аналогичен процессу испарения жидкости: только те молекулы переходят из жидкой фазы в газообразную, которые обладают достаточно большими скоростями. Величина работы, совершаемой отдельным электроном при вылете, называется коротко «работой выхода электрона». Эта работа является для какого-либо данного металла постоянной, характерной для него величиной. Её можно измерить в эргах, но обычно она даётся в электрон-вольтах, т. е. указывается число вольт разности потенциалов, которую должен пробежать электрон, чтобы накопить кинетическую энергию, равную работе выхода. Если φ_0 — работа выхода в эргах, φ — то же в эл. в., e — заряд электрона в абсолютных электростатических единицах, то

$$\varphi_0 = \frac{1}{300} e \varphi. \quad (11)$$

Когда жидкость находится в соприкосновении со своим насыщенным паром, то одни молекулы переходят из жидкости в пар, другие возвращаются обратно. Плотность насыщенного пара устанавливается такая, что число молекул, вылетающих из жидкости, равно числу возвращающихся обратно в жидкость. При электрон-

¹⁾ Так как в общем металл не заряжен, то наряду со свободными электронами в металле находятся положительные ионы, — те атомы, от которых электроны оторвались. Их тепловое движение сводится к колебаниям около определённого положения равновесия в узлах кристаллической решётки металла.

ной эмиссии происходит такое же явление; в том случае, если электроны не удаляются от поверхности металла электрическим полем, устанавливается равенство между числом электронов, покидающих поверхность металла в единицу времени, и числом возвращающихся обратно в металл. «Электронный газ» в окружающем металл пространстве «насыщен».

Работа выхода электрона соответствует скрытой теплоте испарения молекул жидкости. Благодаря затрате «скрытой теплоты» жидкость при быстром испарении охлаждается. Такое же охлаждение происходит и в случае раскалённой, эмиттирующей электроны нити при удалении электронов внешним полем.

Соберём электрическую схему (рис. 46) так, чтобы при помощи ключа K можно было в любой момент накладывать на анод A двухэлектродной электронной лампы напряжение, достаточное для получения тока насыщения. Мы увидим, что при каждом замыкании ключа K накал, а следовательно, и температура нити, будут заметно уменьшаться, при размыкании, наоборот, увеличиваться. Это объясняется так: при отсутствии внешнего поля, когда ключ K разомкнут, электроны ничем от поверхности нити не удаляются. Число электронов, возвращающихся в металл, равно числу электронов, выходящих из металла в вакуум. После замыкания ключа K все

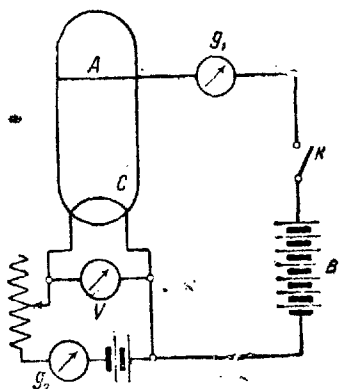


Рис. 46. Схема опытов Дэвисона и Джермера. g_1 — прибор для измерения эмиссионного тока, g_2 — для измерения тока накала, V — для измерения напряжений накала.

выходящие из металла электроны удаляются электрическим полем. Остается лишь односторонний поток электронов из металла в вакуум. В результате энергия, которую уносят с собой электроны, имеющие внутри металла скорость, достаточную для преодоления работы выхода, ничем не восполняется, так как скорость теплового движения электронов, возвращающихся в нить по электрической цепи $AKBC$, соответствует лишь температуре проводов и потому много меньше скорости беспорядочного теплового движения эмиттируемых электронов. При замкнутом ключе K этот расход энергии прибавляется к потере нитью тепла через теплопроводность концов и лучеиспускание, и потому температура нити при замкнутом ключе и наличии эмиссионного тока ниже, чем при разомкнутом ключе.

Электронная теория в её первоначальном виде, как её дали Томсон, Рикке и Друде, оказалась недостаточной, чтобы объяснить некоторые явления, наблюдаемые в металлах. В частности, этими простыми представлениями не могли быть объяснены явления сверх-

проводимости и не могла быть оценена в согласии с опытом удельная теплоёмкость металлов. На том этапе отображения объективной реальности внешнего мира, на котором в настоящий момент находится наше познание, мы имеем уже иные представления о том, что происходит в металле, и вообще об атомных и электронных процессах, чем во времена Рикке и Друде. Так, мы знаем теперь, что положительные ионы металла расположены в узлах некоторой правильно пространственной решётки, что колебания этих ионов около положения равновесия подчинены законам квантовой физики и обуславливают в основном теплоёмкость металлов, что те же квантовые законы управляют взаимодействием атомов и электронов и движением как электронов в металле, так и молекул газа, наконец, что электроны обладают волновыми свойствами наравне со свойствами частицы. Прежнее представление о свободных электронах и об их движении, совершенно не учитывавшее взаимодействия электронов с ионами и атомами и не знавшее квантовых законов, не может теперь удовлетворять физика. Но и все новые, более совершенные видоизменения электронной теории принимают: 1) что в металлах существуют электроны, передвигающиеся так или иначе по всему металлу, 2) что при увеличении температуры скорость движения электронов увеличивается, 3) что при вылете из поверхности металла электрон должен затратить некоторую работу выхода за счёт энергии своего движения.

Поэтому, хотя Ричардсон при выводе формулы зависимости плотности эмиссионного тока i от температуры мог исходить лишь из электронной теории металлов в её первоначальной, несовершенной форме, его рассуждения и выкладки довольно близко отражали реальную действительность и привели к формуле зависимости i от T , хорошо согласующейся с опытом.

§ 2. Первая формула Ричардсона. Согласно формулам кинетической теории газов, число dn_1 молекул в единице объёма идеального газа, имеющих слагающие скорости по осям X, Y, Z , в пределах от u до $u + du$, от v до $v + dv$ и от w до $w + dw$ выражается следующим образом: если общее число молекул газа в единице объёма n , а масса каждой молекулы m , то

$$dn_1 = \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} n e^{-qm(u^2 + v^2 + w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw, \quad (12)$$

где

$$q = \frac{1}{2kT}. \quad (13)$$

Ричардсон прилагает равенство (12) к свободным электронам внутри металла, проводит ось X перпендикулярно к поверхности металла и подсчитывает число dN_1 электронов, скорости которых

лежат в указанных выше пределах и которые достигают единицы поверхности металла в единицу времени.

Выделим на границе металл — окружающая среда элемент поверхности $\Delta\sigma$ (рис. 47) и построим на этой площадке, как на основании, цилиндрическое тело A с образующими, параллельными выбранной нами скорости электронов, и с высотой, равной $u \Delta t$, где Δt — некоторый малый промежуток времени. Нетрудно видеть, что на выделенную нами площадку $\Delta\sigma$ за время Δt попадут только те электроны, обладающие выбранными нами величиной и направлением скорости, которые в начале промежутка времени Δt находятся внутри

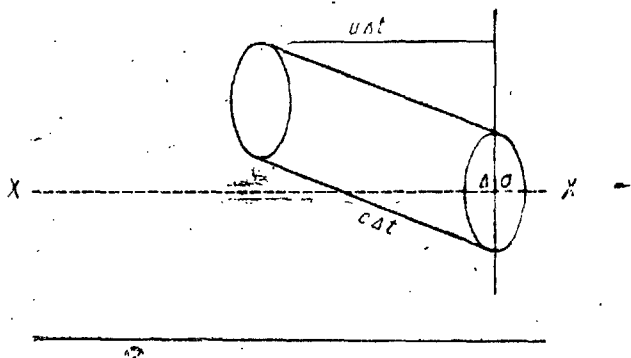


Рис. 47.

построенного нами цилиндра. Любой другой электрон либо не дойдет до границы металл — окружающая среда, либо достигнет этой границы в точке, лежащей вне элемента $\Delta\sigma$. Если dn_1 — общее число электронов с компонентами скоростей u , v и w в единице объема, то в объеме цилиндра A их $u \cdot \Delta t \cdot \Delta\sigma \cdot dn_1$. Следовательно, электронов с компонентами скоростей u , v , w на площадку $\Delta\sigma$ за время Δt попадает $u \Delta t \Delta\sigma dn_1$, за единицу времени $u \Delta\sigma dn_1$, а число электронов с данными компонентами скоростей, попадающих на 1 см^2 нашей граничной поверхности, за то же время

$$dN_1 = u \cdot dn_1. \quad (14)$$

Это рассуждение носит общий характер и может быть приложено к числу любых частиц, компоненты скоростей которых равны u , v , w и которые проходят через площадку в 1 см^2 , помещенную перпендикулярно к оси X независимо от того, имеем ли мы дело с направленным или с хаотическим движением большого числа частиц.

В выводе Ричардсона выражение (14) приводит к:

$$dN_1 = u \cdot dn_1 = n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot u \cdot e^{-qm(u^2 + v^2 + w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw. \quad (15)$$

Пусть φ_s — работа выхода электрона. Тогда наименьшую скорость u_m в направлении оси X , которой должен обладать электрон, подлетающий к границе металла, чтобы выйти за пределы последнего, найдём, приняв φ_s равным кинетической энергии электрона в движении по оси X :

$$\frac{mu_m^2}{2} = \varphi_s, \text{ откуда } u_m = \sqrt{\frac{2}{m} \varphi_s}. \quad (16)$$

Чтобы подсчитать общее число N_1 электронов, вылетающих через единицу поверхности металла в 1 сек, надо проинтегрировать выражение (15) по dv и $d\omega$ в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, так как слагающие скоростей, направленные параллельно поверхности, в процессе вылета электрона роли не играют, и по du от u_m до $+\infty$, так как вылетают только те электроны, скорость которых по оси X численно больше, чем u_m , и направлена в сторону возрастания координаты X .

$$N_1 = n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} du \int_{-\infty}^{+\infty} dv \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \cdot u \cdot e^{-qm(u^2 + v^2 + \omega^2)}. \quad (17)$$

Так как u, v, ω — независимые переменные, то мы можем переписать выражение (17) так:

$$N_1 = n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} u \cdot e^{-qmu^2} du \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2 + \omega^2)} dv \cdot d\omega. \quad (18)$$

Двойной интеграл в выражении (18) легко взять, если рассматривать его как интеграл по поверхности и сделать переход от прямоугольных координат v и ω к полярным r и θ . Имеем: $v^2 + \omega^2 = r^2$. Элемент площади вместо $dv \cdot d\omega$ будет $r \cdot dr \cdot d\theta$, и, следовательно,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2 + \omega^2)} dv d\omega &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{-qmr^2} r \cdot dr \cdot d\theta = \\ &= -2\pi \frac{1}{2qm} \int_0^{\infty} e^{-qmr^2} d(-qmr^2) = \frac{\pi}{qm}. \end{aligned}$$

Вместо (18) получаем:

$$\begin{aligned} N_1 &= n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} e^{-qmu^2} \cdot u du = -n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2qm} \int_{-2q\varphi_s}^{-\infty} e^y dy = \\ &= \frac{n}{2} (qm\pi)^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-2q\varphi_s} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{\varphi_s}{kT}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Таково число электронов, вылетающих через единицу поверхности металла в 1 сек. Помножив N_1 на заряд электрона e , найдем «эмиссионный ток» с единицы поверхности металла:

$$i = N_1 \cdot e = n \cdot e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = CT^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{b}{T}}, \quad (20)$$

где

$$C = ne \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \quad \text{и} \quad b = \frac{\varphi_0}{k}. \quad (21)$$

Формула (20) выражает собой «закон Ричардсона»; её принято называть «первой формулой Ричардсона».

Константа b в этой формуле пропорциональна «работе выхода» электрона из данного металла; константа C пропорциональна числу свободных электронов в 1 см³ металла. Приложение формулы (20) к экспериментальным данным показывает, что и b и C различны для различных металлов.

Первая формула Ричардсона хорошо оправдывается опытом; она нашла всеобщее признание, и ею долго пользовались при всех практических применениях. Вывод второй формулы, данной Ричардсоном, более строг, чем вывод первой, так как в нём не делается предположения о максвелловском распределении скоростей среди электронов внутри металла. Этот вывод основан на законах термодинамики и на некоторых экспериментальных данных, относящихся к движению электронов в металле [203]. Теоретическое обоснование второй формулы Ричардсона на базе термодинамики и квантовой теории дал в 1923 г. Дёшмэн [148]. Формулу эту обычно называют формулой Ричардсона-Дёшмэна.

§ 3. Формула Ричардсона-Дёшмэна. Термодинамический вывод Дёшмэна, основанный на известной формуле Клапейрона-Клаузиуса, связывающей «скрытую теплоту» перехода какого-либо тела из одного состояния в другое с температурой, давлением и ходом зависимости давления насыщенного пара от температуры, проще, чем термодинамический вывод, данный Ричардсоном. Причина, почему Дёшмэн получает формулу, согласную с новой электронной теорией металлов и с современной теоретической физикой вообще, гораздо нагляднее видна: из промежуточных формул Дёшмэна можно получить как вторую, так и первую формулу Ричардсона в зависимости от того, учитывать ли теплоёмкость электронного газа внутри металла по методам квантовой или классической физики. Дёшмэн приходит для тока I с единицы поверхности металла к выражению:

$$I = \frac{2\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{L_0}{kT}}, \quad (22)$$

где L_0 — «скрытая теплота» испарения граммолекулы электронного газа при абсолютном нуле температуры, h — постоянная Планка,

m и e — масса и заряд электрона, k — константа Больцмана. Обозначая первый множитель через A , а $\frac{L_0}{R}$, равное $\frac{\varphi_a}{k}$ ¹⁾, через b_0 , приходим к обычному виду формулы Ричардсона-Дёшмэна

$$I = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}} = AT^2 e^{-\frac{\varphi_a}{kT}}. \quad (23)$$

Сравнивая (23) с первой формулой Ричардсона (20), видим, что в формуле Ричардсона-Дёшмэна показатель степени при T равен двум вместо половины. Константа $b_0 = \frac{L_0}{R} = \frac{L_0}{Nk}$ равна скрытой теплоте испарения электронного газа из металла при абсолютном нуле, отнесённой к одному электрону и делённой на константу Больцмана k . Но при $T=0$ давление идеального газа p равно нулю и «скрытая теплота испарения» электрона просто равна работе выхода электрона φ_a . Таким образом b_0 имеет тот же смысл, как и b в формуле (20), уточнённой лишь в том отношении, что b_0 соответствует абсолютному нулю, в то время как b в формуле (20), строго говоря, должно зависеть от температуры. Что же касается константы A , то формула, определяющая величину этой константы, по Дёшмэну, а именно:

$$A = \frac{2\pi m e k^2}{h^3}, \quad (24)$$

содержит лишь одни постоянные величины и ряд общих физических констант m , e , k , h без каких бы то ни было величин, характеризующих данный металл. Поэтому, согласно выводу Дёшмэна, A является величиной, постоянной для всех металлов. Численное её значение:

$$A = 60,2 \frac{\text{ампер}}{\text{см}^2 \text{град}^2}. \quad (25)$$

Это значение константы A довольно хорошо соответствует экспериментальным данным, относящимся к некоторым чистым металлам, как показывают цифры второго столбца таблицы 3.

Для более сложных тел (например, оксиды) A имеет другие, сильно разнящиеся от (25) значения. Несколько дополнили теорию Дёшмэна Бриджмэн [152] и Рашевский.

Дальнейшее развитие квантовой теории, в частности, приложение к электронному газу статистики Ферми показало, что в теорию Дёшмэна надо ввести поправку, увеличивающую константу A ровно вдвое.

С другой стороны, в выводе Дёшмэна не учтено отражение электронов от поверхности металла. При наличии такого отражения

¹⁾ Так как $L_0 = N\varphi_a$, а $R = Nk$, где N — число Авогадро.

формула (23) принимает вид $I = (1 - r) A T^2 e^{-\frac{b_0}{T}}$. Таким образом, отклонения A от значения $120 \text{ амп/см}^2 \text{ град}^2$ в сторону уменьшения можно объяснить различной величиной коэффициента отражения r . Другие более сложные случаи приходится объяснять, за неимением лучшего, наличием на поверхности металла плёнки посторонних веществ, существенно меняющей картину процесса эмиссии.

Таблица 3

$\frac{A}{\text{амп.}} \cdot \frac{\text{см}^2 \text{ град}^2}{\text{см}^2 \text{ град}^2}$	φ Электрон- вольт	Ссылка на литер.	$\frac{A}{\text{амп.}} \cdot \frac{\text{см}^2 \text{ град}^2}{\text{см}^2 \text{ град}^2}$	φ Электрон- вольт	Ссылка на литер.
Ba 60	2,11	[138]	W 60 — 100	4,54	[164]
—	2,52	[164]	Re 200	5,1	[164]
Cs 162	1,81	[164]	Pd 60	4,99	[164]
Zr 330	4,12	[164]	Pt ¹⁾ 32	5,32	[286]
Hf 14,5	3,53	[164]	Pt ²⁾ 17000	6,27	[138]
Th 70	3,38	[164]	Zn	4,28	[164]
Ta 60	4,1	[164]	C 30	4,34	[247]
Mo 55	4,15	[164]			

§ 4. Вывод формулы термоэлектронной эмиссии на основе распределения по скоростям Ферми и волновой механики. В современной электронной теории металлов очень существенным является представление о «потенциальном барьере» на границе металла. Так как для выхода электрона из металла необходимо затратить некоторую работу, то это равносильно тому, что электрон, выходя из металла, переходит из области с более высоким потенциалом в область с более низким потенциалом. Потенциал внутри металла не равен внешнему потенциалу около его поверхности, и на границе металла имеет место скачок или более или менее быстрое изменение потенциала. Распределение потенциала на границе металла изображают кривой, откладывая по оси абсцисс пространственную координату, отсчитываемую по направлению, перпендикулярному к границе металла, а по оси ординат — значения потенциала, причём направление вверх соответствует убыванию потенциала (рис. 48). Отрезок CD называют высотой потенциального барьера, а форму кривой ABC формой потенциального барьера. Термоэлектронную эмиссию уподобляют перескакиванию наиболее быстрых электронов через потенциальный барьер. Высота потенциального барьера или разность потенциалов вне и внутри металла может быть

¹⁾ Тщательно обезгаженная.

²⁾ Неполностью обезгаженная.

определена экспериментально независимо от термоэлектронной эмиссии. Направления движения отражённых пучков электронов при «дифракции электронов» на поверхности монокристалла металла зависят от длины волны электронных волн де-Бройля λ , которая связана со скоростью движения электронов v соотношением

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (26)$$

При малых скоростях падающих на поверхность металла электронов вычисленные согласно соотношению (26) направления, на которые приходится максимумы отражённых пучков электронов, не совпадают с наблюдаемыми. Это происходит потому, что при дифракции электронов отражение электронных волн происходит не от одного внешнего ряда узлов пространственной решётки металла, а и от внутренних слоёв этой решётки. Чтобы получить согласие теории с опытом в (26), вместо v надо вставить скорость электронов не вне, а внутри металла, т. е. их скорость после проникновения через поверхность металла. Таким образом, определяя λ из опытов дифракции, мы можем найти разницу в скорости электрона вне и внутри металла, а следовательно, и пройденную электроном при проникновении внутрь металла разность потенциалов, т. е. высоту потенциального барьера. Высота потенциального барьера на границе металла называется внешней работой выхода W_a .

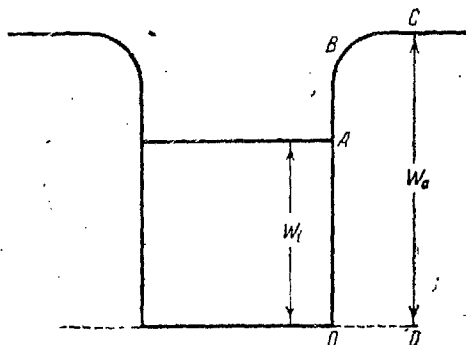


Рис. 48. Потенциальный барьер на границе металла W_a и W_i .

Во всех тех случаях, в которых W_a было определено из дифракции электронов, оно оказалось на несколько вольт больше ричардсоновской работы выхода ϕ , определяемой из формулы (23) (например, для никеля W_a около 16 V). Этот факт противоречит первоначальной форме электронной теории, так как по этой теории высота потенциального барьера должна быть равна ϕ . В современной электронной теории металлов это противоречие исчезает.

Целый ряд фактов, обнаруженных в физике в первые годы XX столетия, как-то: поведение теплоёмкости газов и других тел при очень низких температурах, распределение энергии в спектре излучения чёрного тела и др. показали, что основные положения классической статистической физики, в том числе закон равномерного распределения энергии по степеням свободы и вытекающий из них как след-

ствие закон распределения скоростей Максвелла являются лишь предельными случаями. В классической статистике при подсчёте вероятности данного состояния два состояния системы, составленной из большого числа частиц, считаются различными, если они отличаются друг от друга тем, что две одинакового рода частицы 1 и 2 поменялись своими энергетическими состояниями. Для описания энергетических состояний всех частиц данной системы статистическая физика пользуется пространственной диаграммой, называемой пространством моментов. В этой трёхмерной диаграмме по осям координат отложены компоненты p_x, p_y, p_z вектора количества движения частицы $p = mv$. Каждой точке диаграммы соответствует определённая скорость и определённые количество движения и энергия частиц. «Пространство моментов» разбивается на отдельные ячейки. Энергетические состояния системы характеризуется распределением частиц по отдельным ячейкам пространства моментов. В более общем случае, когда интересует также и распределение частиц данной системы в пространстве, приходится пользоваться более сложной «шести-мерной» диаграммой, в которой шестью координатами, кроме p_x, p_y, p_z , являются ещё пространственные координаты частиц x, y, z . Такая осуществимая на чертеже лишь по частям или в отдельных её «разрезах» диаграмма носит название фазового пространства. Шестимерные ячейки этой диаграммы называются фазовыми ячейками. Состояние системы определяется распределением частиц или, точнее говоря, отображающих их точек по ячейкам фазового пространства. Пользуясь этими представлениями, скажем, что в классической физической статистике два состояния принимают за одинаковые, если они отличаются друг от друга только тем, что какая-либо частица I (молекула, электрон) перемещена из ячейки пространства моментов A или в общем случае из фазовой ячейки A в ячейку B , а другая частица того же рода, ничем от первой не отличающаяся, из ячейки B в ячейку A . Согласно классической физике, каждая частица может принимать любые значения энергии и импульса. Поэтому объём ячеек пространства моментов и объём фазовых ячеек оказываются бесконечно малыми.

Квантовая статистика считает невозможным различить две одинаковые элементарные частицы одну от другой и поэтому считает указанные выше состояния не только за одинаковые, но и за невносящие новой возможности при подсчёте вероятности данного состояния системы. Другими словами, квантовая статистика не интересуется вопросом о том, *какие* частицы находятся в той или иной ячейке, а только, *сколько* их в данной ячейке. Кроме того, по воззрениям квантовой физики каждая частица системы может обладать лишь определёнными дискретными значениями энергии и импульса. В связи с этим фазовые ячейки имеют конечный объём $\frac{h^3}{v}$, а ячейки пространства импульсов — конечный объём, равный h^3 ,

где h — постоянная Планка, v — объём, занимаемый всей системой. Эта статистика — статистика Бозе-Эйнштейна — приводит к согласным с опытом результатам при подсчёте теплоёмкости тел при низких температурах и при выводе закона излучения Планка из распределения энергии между световыми квантами. В отношении электронов квантовую статистику пришлось дополнить ещё ограничением, носящим название «запрета Паули». Учитывающая это ограничение статистика называется статистикой Ферми (или Ферми-Дирака). Ограничение состоит в том, что в каждой фазовой ячейке одновременно может находиться либо только одна частица данного рода, либо ни одной. Но электроны могут отличаться один от другого направлением вектора момента количества движения. Этот момент количества движения электрона носит название «спина» электрона и может принимать лишь значения $+\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ и $-\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Поэтому согласно запрету Паули на каждую фазовую ячейку может приходиться лишь два электрона с прямо противоположными направлениями спина.

Статистика Ферми приводит к следующему закону распределения по скоростям:

$$dn_{uvw} = \frac{m^3}{h^3} g \frac{1}{B^{-1} e^{\frac{\mathcal{E}}{kT}} + 1} du dv dw, \quad (27)$$

и к соответствующему распределению по энергиям

$$dn_{\mathcal{E}} = \frac{2(2\pi m)^{\frac{3}{2}}}{h^3 \pi^{\frac{1}{2}}} g \mathcal{E}^{\frac{1}{2}} \frac{d\mathcal{E}}{B^{-1} e^{\frac{\mathcal{E}}{kT}} + 1}; \quad (28)$$

m — масса каждой частицы, h — постоянная Планка, $\mathcal{E}$ — энергия частицы, g — множитель, равный возможному числу частиц в отдельной фазовой ячейке. Для электронов согласно изложенному $g = 2$. B — константа, зависящая от концентрации частиц.

Чтобы определить B , надо проинтегрировать выражение (28) по всевозможным значениям энергии от нуля до бесконечности и приравнять полученную величину числу частиц в единице объёма n .

В случае $B \ll 1$ (27) и (28) превращаются в обычные законы распределения Максвелла, и B оказывается равным:

$$B = n \frac{h^3}{g} (2\pi m k T)^{-\frac{3}{2}}. \quad (29)$$

Электронный газ, для которого справедливо неравенство $B \ll 1$, называется газом невырожденным.

Для случая $B \gg 1$ Зоммерфельд нашёл выражение для интеграла

$\int_0^\infty dn_\varepsilon$ в виде быстро сходящегося ряда:

$$n = \int_0^\infty dn_\varepsilon = \frac{4\pi g}{3h^3} (2mkT \ln B)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\ln B)^{-2} + \dots \right]. \quad (30)$$

Ограничиваясь первым членом ряда (что возможно без ущерба для точности) и подставив вместо g двойку, найдём

$$\ln B = \frac{1}{2mkT} h^2 \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (31)$$

а (27) и (28) превращаются в

$$dn_{uv} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{du dv dw}{\frac{\varepsilon - W_i}{e} - \frac{1}{kT} + 1}; \quad (32)$$

$$dn_\varepsilon = \frac{8 \sqrt{2} \pi m^{\frac{3}{2}}}{h^3} \varepsilon^{\frac{1}{2}} \frac{d\varepsilon}{\frac{\varepsilon - W_i}{e} - \frac{1}{kT} + 1}, \quad (33)$$

где

$$W_i = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (34)$$

Электронный газ, для которого имеет место условие $B \gg 1$, называется вполне вырожденным газом. Как показывает подсчёт, основанный на предположении, что число свободных электронов в металле не меньше, чем число атомов металла, а именно $n \approx 10^{22}$, во всех тех случаях, когда приходится иметь дело с термоэлектронной эмиссией (при температурах порядка до 3000°K), электронный газ в металлах является вырожденным. Наоборот, концентрация электронов вне металла в явлениях термоэлектронной эмиссии при этих температурах, а также в явлениях газового разряда такова (n не больше 10^{12}), что удовлетворяется условие $B \ll 1$, и мы имеем право в этих случаях считать электронный газ невырожденным, т. е. применять к нему выводы классической статистики.

Выясним физический смысл величины W_i (32) и (33). При $T=0$ и $\varepsilon > W_i$ знаменатель выражения (33) превращается в бесконечность — ни один электрон при абсолютном нуле не может обладать энергией больше W_i . Таким образом, W_i представляет собой наибольшую энергию электронов в металле при абсолютном нуле, и в то же время W_i является значением энергии, которой обладает

при $T=0$ наибольшее число электронов, как это показывает непрерывное возрастание $dn_{\mathcal{E}}$ от $\mathcal{E}=0$ до $\mathcal{E}=W_i$. Иногда W_i называют «внутренней работой выхода». График распределения Ферми по энергиям дан на рис. 49. Сплошные кривые относятся к абсолютному нулю температуры; пунктирные — к несколько более высокой температуре. Выйти из металла может только электрон, обладающий при высоте потенциального барьера W_a , компонентой скорости v в направлении, перпендикулярном к поверхности металла, равной или большей, чем

$$u_0 = \sqrt{\frac{2W_a}{m}}. \quad (35)$$

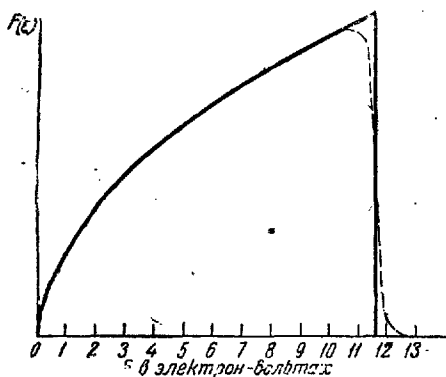


Рис. 49. Кривая распределения электронов проводимости никеля по энергиям $\mathcal{E}$, согласно Ферми, формула 33. При 0°K (сплошная кривая) и при 1500°K (пунктирная кривая).

Подсчёт силы эмиссионного тока с единицы поверхности металла производится аналогично приведённому нами выше выводу первой формулы Ричардсона путём вычисления интеграла

$$I = e \left(\frac{m}{h} \right)^3 \cdot 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dv \int_{-\infty}^{+\infty} dw \int_{u_0}^{+\infty} u \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E}-W_i}{kT}} + 1} du. \quad (36)$$

Так как $\mathcal{E} = \frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$, то далее имеем

$$I = 2e \frac{m^3}{h^3} \int_{u_0}^{+\infty} u du \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv dw}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2) - W_i \right] / kT} + 1}. \quad (37)$$

Введём новые переменные ρ и φ так, чтобы

$$v = \rho \cos \varphi; \quad w = \rho \sin \varphi; \quad v^2 + w^2 = \rho^2,$$

и заменим элемент плоскости в декартовых координатах: $dv \cdot dw$ через такой же элемент в полярных координатах $\rho \cdot d\varphi \cdot d\rho$. Будем иметь:

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{dv \cdot dw}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2) - W_i \right] / kT} + 1} = \\ & = \int_0^\infty \frac{\rho d\rho}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2 + \rho^2) - W_i \right] / kT} + 1} \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{2\pi kT}{m} \int_0^\infty \frac{dy}{e^{y + \frac{W_i}{kT}} + 1}. \end{aligned} \quad (38)$$

Мы произвели интегрирование по φ , ввели новую переменную $y = \frac{mr^2}{2kT}$, откуда $r dr = \frac{kT}{m} dy$, и положили:

$$\beta = \frac{W - W_t}{kT}, \quad \text{где} \quad W = \frac{mu^2}{2}. \quad (39)$$

Замена переменных $z = e^{y+\beta}$ приводит к $dz = e^{y+\beta} dy$.

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{dy}{e^{\beta+y} + 1} &= \int_{e^\beta}^\infty \frac{dz}{(z+1)z} = \int_{e^\beta}^\infty \ln \frac{z}{z+1} = -\ln \frac{e^\beta}{e^\beta + 1} = \\ &= \ln(1 + e^{-\beta}). \end{aligned} \quad (40)$$

Подстановка выражения (39) в (38), а затем подстановка найденного значения всего двойного интеграла (38) в (37) дают

$$\begin{aligned} I &= 4\pi kT \frac{m^2}{h^3} \int_{u_0}^\infty u \ln(1 + e^{-\beta}) du = \\ &= \frac{4\pi me}{h^3} kT \int_{W_a}^\infty \ln\left(1 + e^{-\frac{W - W_t}{kT}}\right) dW. \end{aligned} \quad (41)$$

Мы заменили здесь нижний предел интеграла через W_a , так как для того, чтобы электрон мог выйти из металла, компонента его скорости по оси X , перпендикулярной к поверхности металла, должна удовлетворять условию $\frac{mu^2}{2} \geq W_a$.

(41) можно переписать в виде

$$I = e \int_{W_a}^\infty N(W) dW. \quad (42)$$

Из исходных положений всего расчёта следует, что $N(W)$ представляет собой число электронов, для которых величина W лежит в пределах от W до $W + dW$ и которые доходят до единицы поверхности металла в единицу времени. Так как в пределах интегрирования $W \geq W_a$ и, следовательно, $e^{-\frac{W - W_t}{kT}} \ll 1$ при всех имеющих место на опыте значениях T , W_a и W_t , то, решая задачу о термоэлектронной эмиссии, можно разложить логарифм под интегралом в выражении (41) в ряд и ограничиться одним первым членом этого ряда. Это даёт:

$$I = \frac{4\pi me}{h^3} kT \int_{W_a}^\infty e^{-\frac{W - W_t}{kT}} dW = \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a - W_t}{kT}}. \quad (43)$$

Формула (43) тождественна с формулой Ричардсона-Дёшмэна (23) при

$$A = \frac{4\pi me k^2}{h^3} = 120,4 \frac{амп}{см^2 \cdot град^2} \quad \text{и} \quad \varphi_s = W_a - W_t. \quad (44)$$

Отсюда заключаем, что по электронной теории металлов Зоммерфельда ричардсоновская работа выхода есть не что иное, как разность между высотой потенциального барьера W_a и наибольшим значением энергии электронов при абсолютном нуле W_t , т. е. та добавочная энергия, которую должен получить при абсолютном нуле любой из наиболее быстрых электронов, чтобы выйти из металла. Формула (43) требует такой же поправки на отражение электронов, как и формула (23). Вводя коэффициент отражения r или коэффициент прозрачности $D = 1 - r$, имеем:

$$I = D \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a - W_t}{kT}}. \quad (45)$$

Ни W_a , ни W_t , ни φ не зависят от формы потенциального барьера, т. е. от распределения потенциала в пограничном слое металла. Закон термоэлектронной эмиссии можно также найти и методами волновой механики, решая задачу о прохождении электронной волны через границу металл-вакуум. Результаты такого решения, данные Фоулером и Нордгеймом [143, 149 — 151], совпадают с формулой (45) и позволяют сделать некоторые заключения о коэффициенте D . Этот коэффициент зависит от формы потенциального барьера, которая, таким образом, в некоторой степени влияет на термоэлектронную эмиссию. Форма потенциального барьера зависит от природы металла (от конфигурации кристаллической решётки и от строения атомного электрического поля данного металла), а также от наличия тех или иных посторонних молекулярных слоёв на поверхности металла. Эта форма, вообще говоря, неизвестна. При подсчёте коэффициента прозрачности D её аппроксимируют какой-либо более или менее простой кривой. На некотором небольшом расстоянии от поверхности металла — порядка межатомного расстояния — действием отдельных атомных микрополей можно пренебречь и решать задачу о поле, действующем на электрон, исходя из законов электростатики, т. е. приравнивая действие притягивающих электрон к металлу сил действию заряда индуцированного электроном на поверхности металла. Поэтому при решении целого ряда задач вполне целесообразно, в случае чистой поверхности металла, отождествлять форму потенциального барьера с потенциальной кривой, соответствующей «силе зеркального отражения»,

т. е. аппроксимировать эту форму гиперболой $V = \frac{e}{4x}$, где V — потенциал в данной точке, x — расстояние электрона от границы ме-

талла, и учитывать затем внешнее поле, если таковое имеется. Иногда пользуются и более упрощённой аппроксимацией, изображая потенциальный барьер в виде ломаной, первый отрезок которой направлен вертикально вверх, а второй под прямым углом к первому при отсутствии внешнего поля и под острым при наличии последнего. Согласно выводам, основанным на квантово-механических расчётах, коэффициент прозрачности потенциального барьера не равен нулю и для медленных электронов, не могущих, по классическим представлениям, перескочить через барьер. Но для этого необходимо, чтобы вне металла потенциальная кривая снова начала падать, т. е. чтобы у поверхности металла имелось внешнее поле. При таких условиях, как увидим ниже, мы приходим к новому явлению — автоэлектронной эмиссии. С другой стороны, пользуясь методами волновой механики, можно подойти к рассмотрению таких вопросов, как влияние периодического поля пространственной ионной решётки внутри металла на явление термоэлектронной эмиссии [153, 154]. В тесной связи с последним вопросом стоит различное значение φ для различных граней монокристалла вольфрама [249, 262].

Расхождение между теорией и опытом в отношении коэффициента A показывает, что в настоящее время задача теоретического охвата явления термоэлектронной эмиссии не может ещё считаться решённой во всех деталях даже и для чистых металлов [155]. Вместе с тем основные черты теории термоэлектронной эмиссии, набросанные Ричардсоном и несколько уточнённые Дёшмэном, приведшие к формуле

$$I = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}},$$

оказались пскоящимися на твёрдой базе, несмотря на изменение тех слишком упрощённых представлений, на которых они были первоначально основаны [156, 157]. О константе A см. также [300].

§ 5. Экспериментальная проверка эмиссионных формул и определение работы выхода φ и константы A . Для проверки эмиссионных формул (20) или (23) определяют эмиссионные токи I_1 и I_2 с единицы поверхности катода при двух различных температурах T_1 и T_2 и вставляют T_1 , I_1 , T_2 , I_2 в соответствующую формулу (20) или (23). В результате получают два уравнения с двумя неизвестными C и b или A и b_0 и определяют эти величины. Полученные значения вставляют в проверяемую формулу и сличают получаемые из неё теоретические значения I с экспериментальными для различных T . Так как в выражениях (20) и (23) $e^{-\frac{b}{T}}$ или $e^{-\frac{b_0}{T}}$ при изменении T меняется много быстрее, чем множитель $\sqrt{T}$ или T^2 и так как проверка может быть произведена в сравнительно узких пределах изменения T , то ход изменения задаётся в основном

изменением показательной функции. Поэтому при такой проверке экспериментальные значения одинаково хорошо удовлетворяют как первой, так и второй формулам.

Метод определения ϕ_0 из формул (20) и (23) называется методом «прямых» Ричардсона. Прологарифмировав выражения (20) или (23), мы получаем линейную зависимость величин $\ln \frac{I}{\sqrt{T}}$ или $\frac{1}{T^2}$ от $\frac{1}{T}$. Построив прямую $\ln \frac{I}{\sqrt{T}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ или $\frac{1}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ по двум

точкам, соответствующим T_1 и T_2 , можем определить ϕ или ϕ_0 из тангенсов углы наклона этих прямых к оси абсцисс, а затем C или A . Для того чтобы разобраться в вопросе, какая из формул (20) или (23) ближе к истине, необходимо определить работу выхода каким-либо иным, независимым от этих формул путём, и сравнить со значениями, получаемыми непосредственно из формул (20) и (23). Таким методом может служить определение ϕ_0 путём измерения «скрытой теплоты испарения электронов».

Для того чтобы изложить сущность этого метода, вернёмся к электрической схеме, изображённой на рис. 46. Допустим, что после замыкания ключа K мы увеличим ток накала нити настолько, чтобы нить вновь приняла ту же температуру, которую она имела при разомкнутом ключе — при отсутствии эмиссионного тока электронов с катода на анод. О равенстве температур нити в обоих случаях будем судить по её сопротивлению, а о последнем по отношению напряжения накала к току накала $R = \frac{U_h}{I_h}$. Потери тепла нитью как вследствие теплопроводности её концов и подводящих стержней, так и вследствие излучения при одной и той же температуре нити одинаковы. Подсчитаем потерю тепловой энергии нити при замкнутом ключе вследствие наличия эмиссионного тока.

В одноатомном газе средняя кинетическая энергия атома равна $\frac{3}{2} kT$. Ричардсон показал, что в направленном потоке электронов, эмиттируемых металлом, средняя кинетическая энергия одного электрона равна $2kT$. Обозначим через T — температуру накалённой нити, через T_0 — температуру провода, по которому электроны возвращаются в нить, через ϕ — работу выхода электрона в вольтах.

При эмиссии одного электрона нить теряет энергию $\frac{1}{300} \phi e + (T - T_0) 2k$ эргов. Если эмиссионный ток равен I , то за 1 сек из нити вылетает $\frac{I}{e}$ электронов, а потеря энергии U нити за это время равна:

$$U = I \left[\frac{1}{300} \phi + \frac{2k}{e} (T - T_0) \right]. \quad (46)$$

Допустим, что для того, чтобы восполнить эту убыль и привести нить к прежней температуре, которую она имела при отсутствии эмиссионного тока, т. е. при разомкнутом ключе K надо увеличить ток накала нити I_h на величину ΔI_h . Пусть R — сопротивление нити. При отсутствии эмиссии ток выделял в нити в 1 сек в виде тепла энергию $I_h^2 R$. После увеличения тока накала на ΔI_h выделяется энергия $(I_h + \Delta I_h)^2 R$.

Разность между этими двумя величинами должна представлять собой как раз подсчитанную выше энергию U .

Мы можем написать:

$$U = R[(I_h + \Delta I_h)^2 - I_h^2],$$

или, делая приведение подобных членов, отбрасывая величину второго порядка малости по сравнению с ΔI_h и вставляя вместо U его значение из (46):

$$U = I \left[\frac{1}{300} \varphi + \frac{2k}{e} (T - T_0) \right] = 2R \cdot I_h \Delta I_h. \quad (47)$$

Определяя R , I_h , ΔI_h , T , T_0 и I , можно из равенства (47) вычислить работу выхода φ . Опыт ставится так. При отсутствии поля определяют I_h и R . Затем на анод накладывают потенциал, дающий ток насыщения. Температура и сопротивление нити падают. Увеличивают I_h до тех пор, пока сопротивление, а следовательно, и температура нити не достигают прежнего значения, и измеряют ΔI_h и I . Температуру определяют пирометром или высчитывают её по сопротивлению на основании таблиц, составленных для вольфрама Ленгмюром, Вортингом и Форсайтом [147, 158, 1903].

Описанным методом определение работы выхода электронов для вольфрама было произведено Дэвиссоном и Джермером [159].

Дэвиссон и Джермер получили для работы выхода из вольфрама значение $4,52 \pm 0,5$ эл.-вольт. В то же время Дёшмэн получил из весьма тщательных непосредственных измерений эмиссионного тока, введя поправку на эффект Шоттки (см. ниже) и пользуясь формулой Ричардсона-Дёшмэна для той же величины, значение $4,485$ эл.-вольт, что представляет собой хорошее совпадение результатов двух совершенно различных методов измерения. Если же применить к тем же экспериментальным данным Дёшмэна первую формулу Ричардсона, то φ получается равным $4,778$ В. Дёшмэн устанавливает, что расхождение между этой последней величиной и цифрой $4,52$, полученной Дэвиссоном и Джермером, много больше ошибок наблюдений. Таким образом можно считать, что сопоставление результатов определения φ описанными двумя различными методами является экспериментальным подтверждением второй формулы Ричардсона и позволяет сделать также и со стороны эксперимента выбор между первой и второй формулами в пользу второй [160, 161].

Третьим методом определения эффективной работы выхода $\varphi = W_a - W_i$ служит определение порога фотоэффекта (см. гл. IV). Этот метод также даёт для φ значения, совпадающие с теми, к которым приводит применение формулы Ричардсона-Дешмэна при условии одинаковой чистоты поверхности металла при опытах с термоэлектронной эмиссией и с фотоэффектом. О проверке законов термоэлектронной эмиссии при очень слабых токах (выход отдельных электронов) см. [280, 281].

§ 6. Соотношение между работой выхода и контактной разностью потенциалов двух металлов. Пусть в закрытом пространстве, ограниченном непроницаемой оболочкой O , находятся два различных металлических тела B_1 и B_2 (рис. 50), имеющих одну и ту же температуру T . Пусть для металла B_1 работа выхода электрона меньше, чем для металла B_2 . В таком случае число электронов n_1 в 1 см^3 около тела B_1 будет больше, чем то же число n_2 в 1 см^3 близ поверхности тела B_2 . Вследствие этого начнётся движение электронов от B_1 к B_2 и переход излишних электронов внутрь тела B_2 , пока потенциал тела B_2 по отношению к B_1 не сделается таким, что поле будет препятствовать дальнейшему переносу электронов от B_1 к B_2 . Чтобы связать возникающую таким образом между B_2 и B_1 разность потенциалов с давлением p_1 и p_2 электронного газа, у тел B_1 и B_2 и далее, с n_1 и n_2 , выделим в пространстве между телами B_1 и B_2 цилиндр с поперечным сечением f и рассмотрим силы, действующие на электронный газ, находящийся в тонком слое C толщиной dl , вырезанном в этом цилиндре перпендикулярно его оси (рис. 50). На слой C действуют: 1) разность давлений электронного газа на правую и левую границы слоя; эта сила равна градиенту давления, умноженному на dl и на площадь сечения цилиндра f , и 2) сумма всех электрических сил, действующих на электроны, находящиеся в слое. Объём слоя — $f dl$; число электронов в нём — $n f dl$. Так как заряд электрона отрицательный, то, подсчитывая равнодей-

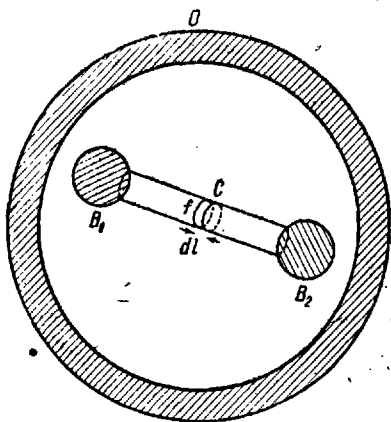


Рис. 50. Схема к выводу соотношения между разностью работ выхода двух металлов и их контактной разностью потенциалов.

ствующую всех этих сил, градиент поля $\frac{dV}{dl}$ придётся брать со знаком минус. При установившемся равновесии сумма всех сил, действующих на слой электронного газа C , равна нулю.

Следовательно, должно быть:

$$f \frac{dp}{dl} dl - enf \frac{dV}{dl} dl = 0;$$

отсюда находим:

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dl} dl, \quad \text{так как } p = nkT$$

или

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{dp}{p}.$$

Пройнтегрировав это выражение вдоль оси нашего цилиндра от B_1 до B_2 , находим:

$$\frac{e(V_1 - V_2)}{kT} = \ln \frac{p_1}{p_2} = \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (48)^1$$

так как p и n пропорциональны между собой.

В нашем мысленном опыте мы имеем дело со стационарным равновесным состоянием, при котором n_1 и n_2 остаются постоянными. В этом случае числа электронов N_1 и N_2 , выходящих с единицы поверхности каждого из тел B_1 и B_2 в 1 сек, равны числам электронов N_1' и N_2' , попадающих вследствие их теплового движения за то же время на ту же единицу поверхности извне. На основании соотношения $N = \frac{1}{4} n \bar{v}$ имеем $\frac{N_1}{N_2} = \frac{n_1}{n_2}$, а следовательно, плотности эмиссионного тока I_1 и I_2 пропорциональны $(1-r_1)n_1$ и $(1-r_2)n_2$, где r_1 и r_2 — коэффициенты отражения электронов от границы металл — вакуум. Имеем:

$$\frac{(1-r_1)n_1}{(1-r_2)n_2} = \frac{I_1}{I_2}; \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{I_1(1-r_2)}{I_2(1-r_1)}.$$

Таким образом, обозначая разность потенциалов $V_1 - V_2$ через U_k , имеем:

$$\frac{eU_k}{kT} = \ln \frac{I_1(1-r_2)}{I_2(1-r_1)}. \quad (49)$$

По формуле Ричардсона-Дешмэна, выражая работу выхода в электрон-вольтах, находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_1}{1-r_1} &= AT^2 e^{-\frac{e\varphi_1}{kT}}; & \ln \frac{I_1}{1-r_1} &= \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi_1}{kT}, \\ \frac{I_2}{1-r_2} &= AT^2 e^{-\frac{e\varphi_2}{kT}}; & \ln \frac{I_2}{1-r_2} &= \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi_2}{kT}. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

¹⁾ Выражение (48) есть не что иное, как частный случай теоремы Больцмана $n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}}$, где n и n_0 — число частиц, приходящихся на единицу объема в двух точках, а W — разность потенциальной энергии частиц в этих точках.

Вычитая второй $\ln$ из первого, имеем:

$$\ln \frac{I_1(1-r_2)}{I_2(1-r_1)} = \frac{e}{kT}(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (51)$$

и далее согласно (49):

$$U_k = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (52)$$

Наш вывод совершенно не зависит от расстояния между телами B_1 и B_2 : он остаётся в силе и в том случае, если эти тела соприкасаются, но тогда U_k есть не что иное, как «контактная разность потенциалов» металлов B_1 и B_2 . Таким образом разность между работой выхода электронов из двух металлов равна контактной разности потенциалов этих металлов в вакууме. Мы принимали, что величина A в формуле Ричардсона-Дёшмэна одна и та же для обоих металлов. Если мы поставим в формулах (50) для первого металла A_1 , а для второго A_2 , то вместо (51) мы получим:

$$\ln \frac{I_1(1-r_0)}{I_2(1-r_1)} = \frac{e}{kT}(\varphi_2 - \varphi_1) + \ln \frac{A_1}{A_2} \quad (53)$$

и вместо (52)

$$U_k = \varphi_2 - \varphi_1 + \frac{kT}{e} \ln \frac{A_1}{A_2} \quad (54)$$

или после подстановки вместо k и e их численных значений и перехода от единиц потенциала CGSE к вольтам

$$U_k = \varphi_2 - \varphi_1 + 300 \frac{kT}{e} \ln \frac{A_1}{A_2} = \varphi_2 - \varphi_1 + 0,862 \cdot 10^{-10} T \ln \frac{A_1}{A_2}. \quad (55)$$

Если даже A_1 будет больше A_2 в 10^4 раз, то при температурах до $10\,000^\circ \text{K}$ поправка к соотношению (52) будет меньше, чем 0,01 вольта, т. е. меньше той точности, с которой мы можем определять в настоящее время работу выхода φ и контактную разницу потенциалов U .

Равенство (52) приводит к четвёртому способу определения φ путём измерения контактной разницы потенциалов между данным металлом и другим, для которого φ известно. Этот способ удобен тем, что не требует нагревания металла до высокой температуры, что невозможно в случае легкоплавких металлов.

Контактная разность потенциалов может быть определена при помощи требующих большой тщательности непосредственных электрометрических измерений.

Более удобным является способ определения контактной разницы потенциалов из сдвига вольтамперной характеристики двух-электродной электронной лампы при замене анода, сделанного из одного металла, анодом, сделанным из другого металла и имеющим

в точности те же размеры и то же расположение относительно катода [162—167]. Другой метод см. [261], [163]. Смена анодов производится путём их перемещения в лампе при помощи специально предусмотренного при её изготовлении приспособления. Метод основан на том, что действительная разность потенциалов между анодом и нитью равна разности потенциалов между ними, отсчитываемой по вольтметру и откладываемой по оси абсцисс графика вольтамперной характеристики плюс положительная или отрицательная контактная разница потенциалов между материалом нити и материалом анода. Тщательные измерения контактных разностей потенциалов при соблюдении условий хорошего вакуума показали, что соотношение (52) оправдывается на опыте. См. также [244, 288].

§ 7. Теория Шоттки. Зависимость работы выхода от внешнего поля. Если мы имеем ровную плоскую поверхность MN какого-либо проводника и на некотором расстоянии x от этой поверхности электрический заряд e , то заряд e индуцирует на поверхности MN проводника заряд противоположного знака. Этот индуцированный заряд притягивает заряд e так же, как заряд противоположного знака, сосредоточенный в точке, где помещается зеркальное отображение заряда e в плоском зеркале MN . Поэтому принято говорить о силе «зеркального отображения заряда» или о силе электрического отображения заряда.

Рассматривая процесс выхода электрона из металла, Шоттки [168] разбивает весь путь электрона на две части: в первой части электрон находится, главным образом, под действием ближайших к нему ионов и атомов металла. Во второй части пути Шоттки отождествляет результирующую всех действующих на электрон сил с «силой зеркального отображения».

Шоттки подсчитывает, какое влияние на термоэлектронную эмиссию оказывает внешнее поле около эмиттирующей электроны поверхности. При отсутствии внешнего поля из металла вылетают только те электроны, которые при приближении их к поверхности металла обладают кинетической энергией, равной или большей, чем работа выхода ϕ . В случае, если, кроме поля соседних атомов на первом участке пути и кроме силы зеркального отображения на втором участке, на электрон действует ещё внешнее электрическое поле, ускоряющее его движение и противодействующее удерживающим его силам, то запас кинетической энергии, которой должен обладать электрон, чтобы вырваться из металла, меньше, чем в случае отсутствия внешнего поля. Другими словами, при наличии внешнего поля работа выхода электрона должна быть меньше. Зная величину силы зеркального отображения $\frac{e^2}{4x^2}$, которая действует на электрон на расстоянии x от поверхности металла, построим кривую ABC (рис. 51) распределения электрического потенциала, соответствующую

щего этой силе. Кривая представляет собой гиперболу и асимптотически приближается к оси X . Пусть точка P соответствует расстоянию, на котором удерживающая электрон сила становится исчезающе малой, так что здесь гипербола практически сливается с осью X . Нанесём на тот же чертёж кривую DEF распределения потенциала внешнего поля. Чтобы найти результирующую силу, действующую на электрон в каждой точке его пути, надо сложить ординаты кривых ABC и DEF и построить таким образом результирующее распределение потенциала. Тангенс угла наклона касательной, в каждой точке суммарной кривой, умноженный на величину элементарного заряда e , определит собой действующую на электрон силу. Кривая распределения потенциала MQG будет иметь минимум в точке Q . Во всех точках налево от минимума результирующая сила замедляет движение электрона. Во всех точках направо от Q

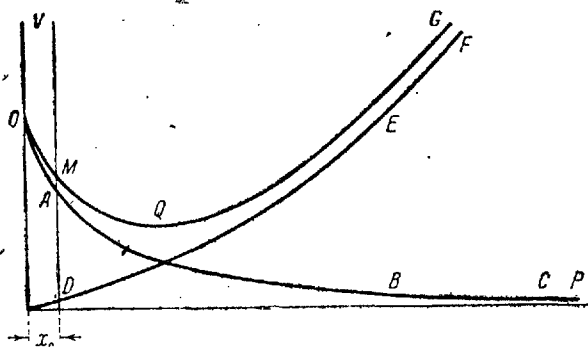


Рис. 51. Понижение потенциального барьера металла под действием внешнего поля по Шоттки.

результирующая сила ускоряет движение электрона. При отсутствии внешнего поля окончательно покинут поверхность металла все электроны, достигающие точки P . При наличии внешнего поля поверхность металла окончательно покинут все электроны, залетающие за точку Q . Электроны, не долетевшие до этой точки, вернутся обратно в металл.

Мы не знаем хода рассматриваемой потенциальной кривой на первом участке пути электрона от $x=0$ до $x=x_0$, но это не существенно, так как для дальнейшего подсчёта достаточно знать, что в какой-то точке O этого участка область действия внешнего поля, не проникающего внутрь металла, кончается, и продолжения кривых SBA и GQM в этой точке O сходятся. Работа, совершаемая электроном при вылете из металла на отрезке его пути до точки O , одна и та же как в случае отсутствия, так и при наличии внешнего поля. Работа, совершаемая электроном на пути от точки O до того расстояния, на котором его можно считать свободным, в случае на-

личия внешнего поля меньше, чем в случае отсутствия последнего, на величину $e \cdot V_m$, где e — заряд электрона, а V_m — минимальное значение суммарного потенциала V , так как в первом случае электрон проходит разность потенциалов, равную ординате точки O , а во втором — разность потенциалов на V_m меньшую. Таким образом приходим к заключению, что наличие внешнего поля уменьшает работу выхода на величину

$$\Delta\varphi = eV_m. \quad (56)$$

Обозначим потенциал, соответствующий внешнему полю, через V_1 . На поверхности катода $V_1 = 0$. В случае равномерного поля (плоские параллельные катод и анод) мы можем написать:

$$V_1 = x \frac{dV_1}{dx}$$

или, вводя вместо $\frac{dV_1}{dx}$ абсолютную величину напряжённости внешнего поля E ,

$$V_1 = xE. \quad (57)$$

Все наши расчёты относятся к точкам, лежащим на очень малых расстояниях от катода. Поэтому тем же самым выражением мы можем пользоваться в первом приближении и в общем случае неравномерного поля, если только радиус кривизны катода не исчезающе мал и напряжённость поля у катода меняется не слишком быстро. Это равносильно разложению V_1 в ряд Тейлора и пренебрежению всеми членами разложения, кроме первого.

Складывая электрический потенциал $\frac{e}{4x}$, соответствующий силе зеркального отображения, с V_1 , находим для суммарного потенциала V :

$$V = xE + \frac{e}{4x}. \quad (58)$$

Для нахождения абсциссы x_m , соответствующей минимуму V_m , приравняем производную от V по x нулю и решаем относительно x ; находим:

$$x_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{E}} \quad (59)$$

и далее:

$$V_m = \frac{E}{2} \sqrt{\frac{e}{E}} + \frac{e}{2 \sqrt{\frac{e}{E}}} = \sqrt{E \cdot e}; \quad (60)$$

$$\Delta\varphi = e^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}, \quad (61)$$

В случае отсутствия внешнего поля эмиссионный ток с катода согласно формуле Ричардсона-Дёшмэна равен:

$$I_0 = AT^2 \cdot e^{-\frac{\varphi}{kT}}.$$

При наличии внешнего поля находим:

$$I = AT^2 e^{-\frac{\varphi - \Delta\varphi}{kT}}. \quad (62)$$

Отсюда

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{\Delta\varphi}{kT}} = e^{\frac{\frac{3}{2} E}{kT}}. \quad (63)$$

Заменяя физические константы их численными значениями и выражая E в $\frac{V}{cm}$, находим:

$$I = I_0 \cdot e^{\frac{4,39}{T} \sqrt{E}}. \quad (64)$$

В случае цилиндрических электродов — нити, окружённой коаксиальным ей цилиндрическим анодом, — (64) принимает вид:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{4,9}{T} \sqrt{\frac{U_a}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}}}, \quad (65)$$

где U_a — потенциал анода по отношению к нити, r_a — радиус анода, r_0 — радиус нити.

Дёшмэн [169] весьма тщательно экспериментально проверил формулу Шоттки (165). См. также [170, 171]. Логарифмируя выражение (65), находим:

$$\ln I = \ln I_0 + \frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{U_0}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}}.$$

Если измерения производятся при постоянном T , то

$$\ln I = \ln I_0 + C \sqrt{U_a}, \quad (66)$$

где C — константа.

Таким образом, если по оси абсцисс откладывать $\sqrt{U_a}$, а по оси ординат $\ln I$, то в результате должна получиться прямая линия. Действительно, как показывает рис. 52, взятый из работы Дёшмэна, точки, нанесённые на чертеже согласно его измерениям,

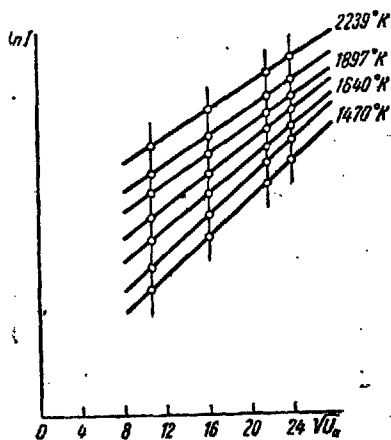


Рис. 52. Прямые, полученные Дёшмэном при проверке формулы Шоттки (80) при разных напряжённостях внешнего поля и разных температурах вольфрамовой нити.

очень хорошо ложатся на прямые линии, из которых каждая соответствует определённой температуре. Для того чтобы охарактеризовать величину влияния внешнего поля на эмиссионный ток, приводим табл. 4 из той же работы Дёшмэна. Длина нити в этом опыте была 15 см, диаметр нити 0,010 см; поверхность нити 0,474 см².

Таблица 4

U_0 (вольт)	(при T 2239° K) I (10 ⁻³ ампер)	(при T 2065° K) I (10 ⁻³ ампер)	(при T 1897° K) I (10 ⁻⁴ ампер)
100	0,984	0,996	0,910
225	1,050	1,060	0,975
400	1,124	1,124	1,040
475	1,154	1,150	1,065

Числа табл. 4 показывают, что при изменении разности потенциалов между цилиндрическими анодом и катодом от 100 до 475 V ток насыщения увеличивается на целых 17%.

Таким образом при точных определениях работы выхода φ необходимо учитывать поправку на «эффект Шоттки». Об отступлениях от закона Шоттки см. [263].

§ 8. Холодная (автоэлектронная) эмиссия [172, 173, 206]. Согласно формуле Ричардсона-Дёшмэна, эмиссионный ток существует при всяком T . При малом T этот ток очень мал. С другой стороны, внешнее поле, уменьшая работу выхода, увеличивает эмиссионный ток. Спрашивается, нельзя ли настолько увеличить внешнее поле, чтобы эмиссионный ток достиг заметной величины при температуре металла порядка комнатной? Опыт показывает, что подобное явление, называемое *автоэлектронной эмиссией*, а также «холодной эмиссией», действительно имеет место. Если в вакууме поместить на очень близком расстоянии два металлических электрода и постепенно увеличивать наложенную между ними разность потенциалов, то вакуум, как бы высок он ни был, пробивается. Как показали исследования Милликена и Эйрика [176], формула Шоттки к этому случаю не приложима, и автоэлектронная эмиссия наблюдается при напряжённостях поля, в 100 раз меньших, чем это вытекает из этой формулы. Автоэлектронная эмиссия связана с волновой природой электрона и представляет собой не перескакивание быстрых электронов через потенциальный барьер на границе металла, а согласное с представлениями волновой механики новое явление: прохождение электронов сквозь потенциальный барьер, так называемый *туннель-эффект*. На границе металла, несмотря на наличие потенциального барьера, электронная волна не претерпевает

полного отражения, а частично проходит в окружающую металл среду. Коэффициент прозрачности поверхности металла для электронных волн D зависит от формы потенциального барьера и тем больше, чем уже этот барьер. При барьере, схематически представленном на рис. 53 кривой a (напряжённость внешнего поля E равна нулю), D равно нулю для всех электронов, у которых $W < W_a$. Если $E > 0$, то $D \neq 0$ при любом W . В случае барьера, изображённого кривой b , D больше, чем в случае более широкого барьера, изображённого кривой c . Барьер тем уже, чем быстрее спадает потенциал вне металла, т. е. чем больше здесь напряжённость поля E . Поэтому амплитуда прошедшей через потенциальный барьер электронной волны зависит от напряжённости внешнего поля. Квадрат амплитуды электронной волны обуславливает собой в каждой точке вероятность нахождения здесь электрона. Поэтому вероятность прохождения электронов сквозь потенциальный барьер, а следовательно, и плотность тока автоэлектронной эмиссии зависят от напряжённости внешнего поля. Расчёты, произведённые на основе волновой механики [174, 277], приводят в этом случае к соотношению:

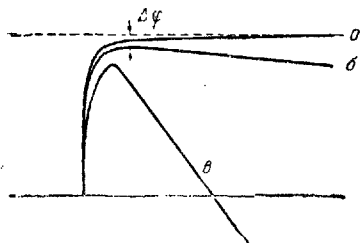


Рис. 53. Потенциальный барьер на границе металла: а) при отсутствии внешнего поля; б) при слабом внешнем поле; в) при сильном внешнем поле.

$$I = c_1 E^2 e^{-\frac{c_2}{E}}, \quad (67)$$

где

$$c_1 = \frac{e}{2\pi h} \frac{W_a^{\frac{1}{2}}}{W_a^{\frac{1}{2}}}, \quad c_2 = \frac{8\pi}{3h} \sqrt{2m\phi^3}. \quad (68)$$

Формула (67) учитывает прохождение электронов «сквозь» потенциальный барьер, тогда как формула Шоттки (63) учитывает лишь понижение потенциального барьера.

Как видно из (67) и (68), ток холодной эмиссии тем больше, чем меньше эффективная работа выхода ϕ . При малых ϕ та напряжённость внешнего поля, при которой автоэлектронная эмиссия становится заметной, понижается на несколько порядков величины.

Так как наличие неизбежных неровностей и шероховатостей поверхности катода сильно увеличивает напряжённость поля в отдельных точках, то хорошее совпадение теории с опытом получается только, если учесть «коэффициент поля» B , равный отношению действительной напряжённости к вычисленной, принимая поверхность за идеально гладкую, и другой коэффициент g , учитывающий отно-

шение действительно эмиттирующей части поверхности катода ко всей его поверхности. С введением этих поправок формула (67) имеет вид:

$$I = gc_1(BE)^2 e^{-\frac{c_2}{BE}}. \quad (69)$$

Для того участка температур катода, на котором термоэлектронная и автоэлектронная эмиссии одного порядка величины, пользуются эмпирической формулой [208]

$$I = a(T + cE)^2 e^{-\frac{b}{T + cE}}, \quad (70)$$

где a , b и c — константы, характерные для каждого металла. Экспериментальное исследование автоэлектронной эмиссии см. [176, 270, 276]. Автоэлектронная эмиссия играет в некоторых явлениях газового разряда значительную роль наравне с термоэлектронной эмиссией [175], а также приводит к электрическому пробое высокого вакуума [264—266].

При автоэлектронной эмиссии не должно наблюдаться характерного для термоэлектронной эмиссии понижения температуры катода, так как в противоположность последней при автоэлектронной эмиссии катод покидают электроны любых скоростей, а не только наиболее быстрые. Опыты Флеминга и Гендерсона [202] подтвердили это предположение.

§ 9. Распределение скоростей в потоке электронов вне металла при термоэлектронной эмиссии. Так как плотность электронного газа вне металла при термоэлектронной эмиссии такова, что к электронному газу приложимы выводы классической кинетической теории, то скорости эмиттированных электронов должны быть распределены по максвелловскому закону. Вопросом экспериментальной проверки этого факта занимались как Ричардсон, так и другие исследователи. Мы остановимся здесь только на опытах Джермера. Метод определения распределения скоростей электронов состоит в том, что эмиттированные катодом электроны улавливаются другим электродом, находящимся в той же трубке — для краткости будем называть его анодом, — причём на этот анод накладывается некоторое задерживающее напряжение.

На анод попадают только те электроны, скорость которых при вылете с поверхности катода достаточно велика для того, чтобы преодолеть задерживающее действие разности потенциалов U между катодом и анодом, т. е. те электроны, скорость которых v удовлетворяет условию:

$$\frac{mv^2}{2} \geq eU. \quad (71)$$

Измеряя токи I_1 и I_2 на анод, соответствующие двум различным разностям потенциалов U_1 и U_2 , причём $|U_2| > |U_1|$, можно устано-

вить, какая доля электронов, участвующих в токе I , имеет скорости, лежащие в пределах между скоростями v_1 и v_2 , которые по (71) соответствуют разностям потенциалов U_1 и U_2 . Установив в достаточно широких пределах зависимость I от U , можно определить распределение скоростей среди эмиттируемых катодом электронов.

В опытах Джермера [178] задерживающий потенциал был наложен на цилиндрический электрод, коаксиально окружающий вольфрамовую нить. Для случая максвелловского распределения скоростей и для этой конфигурации электродов Шоттки дал формулу, выражающую ток на цилиндрический анод, потенциал которого ниже потенциала нити, через ток насыщения I_s (имеющий место при большом положительном потенциале анода):

$$I = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\frac{Ue}{kT}} e^{-\frac{Ue}{kT}} + \int_{\sqrt{\frac{Ue}{kT}}}^{\infty} e^{-x^2} \cdot dx \right]; \quad (72)$$

здесь U — абсолютная величина разницы потенциалов между нитью и анодом. Измерения Джермера были произведены при восьми различных температурах катода от 1440 до 2475°K. Измерялись эмиссионные токи от десятых долей ампера до 10^{-15} А (последние электрометром). На всём этом громадном интервале формула (72) оправдалась в пределах ошибок наблюдений. Следовательно, на всём этом интервале при указанных выше температурах среди эмиттированных электронов существует максвелловское распределение скоростей.

Приведем ещё несколько подробностей этих опытов. Мешающее наблюдения падение потенциала вдоль нити Джермер исключил следующим образом: нить накаливалась переменным током 500 пер/сек, выпрямленным при помощи кенотрона K . В ту половину периода, когда через нить шёл ток накала, на цилиндре-анод лежало высокое отрицательное напряжение, запиравшее ток на анод. В другую половину периода это напряжение автоматически выключалось. Достигалось это тем, что цепь от источника, подающего на цилиндр напряжение U , была присоединена к цепи нити в точке A (рис. 54); между этой точкой и отрицательным концом нити было помещено сопротивление R , равное около 70 ом при силе тока накала нити около 1 А.

Таким образом максвелловское распределение скоростей для электронов, эмиттированных металлом, можно считать экспериментально твёрдо установленным. Средняя (наиболее вероятная) скорость эмиттируемых электронов при температуре нити 2500°K эквивалентна

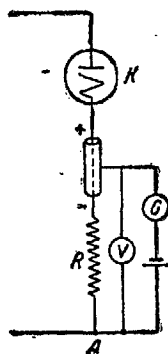


Рис. 54. Схема опытов Джермера.

0,2 V. О распределении электронов по энергии при автоэлектронной эмиссии см. [255].

§ 10. Эмиссия мономолекулярных слоев. Торированные и барьерные катоды. При изготовлении вольфрамовых нитей в вольфрам примешиваются некоторые вещества. Эти примеси в вольфрамовом производстве называются «присадками» и служат для придания вольфрамовой нити определенных механических свойств (уменьшение хрупкости, провисаемости и т. п.). Одной из таких присадок является окись металла тория. Работая с нитями из такого «торированного» вольфрама (около 0,5% ThO_2), Ленгмюр [179] заметил, что при некоторой температурной обработке нити приобретают очень большую эмиссионную способность. Это явление Ленгмюр назвал *активированием* торированных нитей и установил для активирования следующий режим. Нить подвергается в вакууме в течение короткого времени, в 30 сек, сильному перекалу в 2850°K . Затем нить поддерживается при температуре $2000\text{--}2100^\circ\text{K}$. При этой температуре её эмиссия постепенно увеличивается со временем и достигает значений, превосходящих при одной и той же температуре в миллионы раз эмиссию чистой вольфрамовой нити без тория. Высокая эмиссионная способность сохраняется у нити при температурах ниже 2000°K . Если же нить перегреть выше 2100°K , то её активность быстро пропадёт и может быть восстановлена лишь повторением процесса активирования. Ленгмюр дал следующее объяснение этим явлениям. При температуре 2850°K окись тория, находящаяся внутри нити, восстанавливается. Образующийся металлический торий диффундирует изнутри нити на поверхность и покрывает её тонким слоем. При температурах выше 2100°K количество тория, испаряющегося с поверхности вольфрама, больше, чем количество тория, диффундирующего изнутри. Поэтому при этих высоких температурах никаких следов тория на поверхности вольфрама не остаётся, и эмиссия нити вновь падает и делается нормальной. При температурах ниже 2000°K не происходит заметной диффузии тория. В интервале температур $2000\text{--}2100^\circ\text{K}$ между количеством тория, диффундирующего на поверхность, и количеством испаряющегося тория устанавливается равновесие; поверхность вольфрамовой нити покрыта мономолекулярным слоем металлического тория. Второго слоя атомов тория на первом слое не наращивается потому, что «силы сцепления» атомов тория между собой гораздо слабее, чем силы сцепления между вольфрамом и торием, и второй слой атомов тория постоянно испаряется. После активировки мономолекулярный слой атомов тория на вольфраме удерживается и при более низких температурах и является причиной повышенной эмиссии активированной торированной нити. Между верхним слоем молекул вольфрама и слоем молекул тория образуется двойной электрический слой, создающий ускоряющее электроны поле, подобное полю «контактной разницы потенциалов» и чрезвычайно облегчающее выход

электронов из нити. Это происходит вследствие того, что торий более электроположителен, чем вольфрам, и электроны тория сдвигаются в сторону вольфрамовой подкладки.

Работа выхода «торированного» вольфрама — 2,63 вольт ниже работы выхода электрона из сплошного металлического тория — 3,38 вольт. Если в трубке, в которой заключена торированная нить, появляется газ, хотя бы в очень незначительных количествах, то при наложении положительного потенциала на анод газ ионизируется, положительные ионы приобретают ускорение по направлению к нити и, ударяясь о неё, сбивают с её поверхности молекулы тория [180, 181]. Нить теряет свою активность. Поэтому во всех приборах, в которых применяются торированные нити, требуется поддержание очень высокой степени вакуума (10^{-7} мм Hg). В первоначальные представления Ленгмюра внесено уточнение, предполагающее, что диффузия молекул тория на поверхность совершается не через толщу кристаллов вольфрама, а вдоль плоскостей соприкосновения отдельных кристаллов вольфрама [182—189]. Позднее Эхирн и Беккер обнаружили в своих опытах с электронным микроскопом [177] ещё новую картину проникновения восстановленного металлического тория на поверхность вольфрамовой нити путём бурного распада окиси тория, сопровождаемого взрывообразным извержением паров тория изнутри вольфрамовой нити на её поверхность. О торированном W см. также [271, 272, 274, 275, 285, 205, 260].

В том случае, когда поверхность вольфрамовой нити не полностью покрыта слоем тория, эмиссионный ток зависит от того, какая доля ϑ поверхности вольфрама покрыта торием.

Согласно первоначально предложенной Ленгмюром теории логарифм плотности тока i зависит линейно от доли покрытия поверхности торием ϑ по закону [138]

$$\ln i = \ln i_0 + \vartheta (\ln i_1 - \ln i_0), \quad (73)$$

где i_0 — плотность электронного тока при полном отсутствии плёнки тория ($\vartheta = 0$), i_1 — плотность того же тока при полном покрытии поверхности вольфрама одноатомной плёнкой тория. Вывод этого закона вытекает из допущения, что уменьшение средней или кажущейся работы выхода φ в каждом данном малом элементе поверхности вольфрама φ_0 — φ прямо пропорционально доле покрытия этого элемента ϑ , так что

$$\varphi_0 - \varphi = \vartheta (\varphi_0 - \varphi_1), \quad (74)$$

где φ_0 — работа выхода вольфрама при полном отсутствии плёнки тория; φ_1 — работа выхода при полном покрытии вольфрама торием. Это допущение означает, что влияние, оказываемое на работу выхода φ каждым атомом тория, вновь появляющимся на поверхности вольфрама, не зависит от наличия или отсутствия на той же поверхности соседних атомов тория и от густоты их расположения. Кроме

того, чтобы получить соотношение (73), приходится ещё допустить, что логарифм константы A закона эмиссии нечувствительно мало меняется с изменением ϑ и φ или же меняется при изменении ϑ по линейному закону

$$\ln A - \ln A_0 = \vartheta (\ln A_0 - \ln A_1), \quad (75)$$

где A_0 соответствует $\vartheta = 0$; A_1 $\vartheta = 1$.

Напишем закон Ричардсона-Дешмэна для $\vartheta = 0$, $\vartheta = 1$ и $\vartheta = \vartheta$

$$i_0 = A_0 T^2 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}; \quad i_1 = A_1 T^2 e^{-\frac{\varphi_1}{kT}}; \quad i = A T^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}};$$

логарифмируя каждое из этих выражений и вычитая почленно полученные равенства одно из другого, находим:

$$\ln i - \ln i_0 = \ln A - \ln A_0 + \frac{1}{kT}(\varphi_0 - \varphi), \quad (76)$$

$$\ln i_1 - \ln i_0 = \ln A_1 - \ln A_0 + \frac{1}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1). \quad (77)$$

Умножая равенство (77) почленно на ϑ и решая его относительно $\frac{\vartheta}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1)$, находим

$$\frac{\vartheta}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1) = \vartheta (\ln i_1 - \ln i_0) - \vartheta \ln A_1 + \vartheta \ln A_0. \quad (78)$$

Заменив в (76) $\varphi_0 - \varphi$ согласно (74) через $\vartheta(\varphi_0 - \varphi_1)$, а затем $\frac{\vartheta}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1)$ его выражением (78), находим

$$\ln i - \ln i_0 = \vartheta (\ln i_1 - \ln i_0) + \ln A - \ln A_0 - \vartheta (\ln A_0 - \ln A_1) \quad (79)$$

и на основании равенства (75) приходим к соотношению (73).

Выражение (73) послужило Ленгмюру для суждения о величине ϑ по току i в отдельных экспериментальных случаях при исследовании процессов активации и дезактивации торированных катодов.

Однако последующие исследования показали, что допущения, сделанные Ленгмюром, не вполне оправдываются на опыте¹⁾.

Кроме катодов из торированного вольфрама, в настоящее время в некоторых случаях находят применение также катоды из торированного молибдена [258, 268].

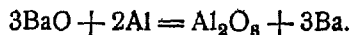
Кроме действия тория, Ленгмюр и его сотрудники [190, 191] обнаружили действие на эмиссию и других мономолекулярных слоёв. Так, если ввести в катодную лампу пары металла цезия, то эмиссия вольфрамовой нити тоже чрезвычайно усиливается. Дело в том, что атом цезия легко ионизируется. Энергия, которую нужно затратить,

¹⁾ Подробнее см. в книге Реймана [138], стр. 110—112 русского перевода.

чтобы оторвать от атома цезия валентный электрон, меньше, чем работа выхода электрона из вольфрама. Можно выразиться и так: сродство мегаллической поверхности вольфрама к электрону больше, чем сродство к электрону иона цезия. Когда нейтральный атом Cs в своём движении близко подходит к поверхности накалинной вольфрамовой нити, то вольфрам отнимает валентные электроны у атомов цезия. Образующиеся таким образом ионы цезия удерживаются на поверхности нити электростатическими силами и образуют на вольфрамовой нити положительно заряженный мономолекулярный слой.

Как показали опыты Тейлора и Ленгмюра [192], наименьшее значение работы выхода ϕ в этом случае имеет место при степени покрытия θ , равной 0,67, а не при $\theta = 1$. Это происходит потому, что вместе с ионами цезия на поверхность вольфрама садятся также и нейтральные атомы цезия, поляризованные в поле ранее осевших ионов и потому притягиваемые ими. Эти поляризованные атомы сперва располагаются так, что созданные в них диполи облегчают выход электронов (атомы сидят непосредственно около ионов). При больших степенях покрытия, когда вновь садящиеся на поверхность вольфрама атомы размещаются не непосредственно около ионов цезия, а между группами в четыре атома каждая, образовавшимися вокруг ионов, расположение индуцированных в них диполей таково, что выход электронов при дальнейшем увеличении числа адсорбированных атомов затрудняется¹⁾. Образование мономолекулярного слоя цезия не исчерпывает полностью это явление: оно также происходит на поверхности вольфрама и рения, соприкасающихся с парами натрия [193], хотя работа ионизации атома Na (5,2 вольта) больше, чем работа выхода электрона из поверхности вольфрама, и поэтому при процессе ионизации паров натрия раскалённым вольфрамом энергия не выделяется, а наоборот затрачивается. Дело в том, что вероятность перехода электрона из атома Na в металлический W , определяемая законами волновой механики, не равна нулю, и поэтому перескок электрона из атома натрия в металлический вольфрам оказывается возможным.

Другой случай уменьшения работы выхода благодаря образованию мономолекулярного слоя бария мы имеем в применяемых в технике изготовления электронных ламп бариевых катодах. Один из способов их изготовления таков. Катод покрывается азидом бария BaN_3 , затем при нагревании азид разлагается и образуется слой чистого бария. Другой, «термитный», способ состоит в том, что к аноду трубки прикрепляется небольшое количество смеси окиси бария и алюминия. Затем анод разогревается токами высокой частоты. Происходит реакция:



¹⁾ См. книгу Дебура [139], стр. 82—85 русского перевода.

Одновременно накладывается электрическое поле между катодом и анодом, вызывающее электрический разряд в парах бария. Ионы бария направляются к нити и образуют на ней равномерный слой. Слой этот наиболее прочен, когда он не просто сидит на каком-либо металле, а когда металл подкладки оксидирован. В качестве сердцевины в бариевых нитях применяется не только вольфрам, но также платина, никель или медь [269].

С бариевыми и торированными катодами произведено интересное исследование в лаборатории ленинградского завода «Светлана», подтверждающее учение Ленгмюра о мономолекулярных слоях [194]. Путём нагревания барий или торий с одной нити перегонялся на другую. Измерялась эмиссия с этой второй нити, а количество осаждённого на ней бария определялось по скорости испарения бария. Оказалось, что эмиссия второй нити была наибольшей, когда количество осаждённого на ней бария соответствовало мономолекулярному слою. Параллельно изменению эмиссии менялись и контактные разности потенциалов между нитью и анодом.

К той же области явлений относится влияние газов на термоэлектронную эмиссию. Ленгмюр нашёл, что присутствие в трубке аргона и паров ртути не влияет на эмиссию вольфрамового волоска. Присутствие азота несколько понижает эмиссию (это становится заметным при давлении азота 10^{-4} мм Hg). Присутствие кислорода понижает эмиссию вольфрамовой нити ещё больше; эффект становится заметным уже при давлении 10^{-5} мм. Объяснение всё то же — образование на поверхности вольфрамовой нити мономолекулярного слоя азота или кислорода. Только в этом случае поле, возникающее на границе металла, вследствие присутствия мономолекулярного слоя постороннего вещества, не помогает вылету электрона из металла, а, наоборот, затрудняет его и увеличивает «работу выхода». Это происходит потому, что в данном случае подкладка — вольфрам — более электроположительна, чем кислород.

О действии тонких посторонних слоёв на поверхности металла на термоэлектронную эмиссию см. также [251, 295, 267, 301].

От такого действия мономолекулярных слоёв надо отличать случай, когда газ проникает в толщу металла — растворяется в ней, как это имеет, например, место в платине, находящейся в атмосфере водорода. В этом случае эмиссия металла зависит от количества растворённого газа. Как в случае растворения газа в металле, так и в случае мономолекулярных слоёв иногда происходит параллельно и образование соединений металла с газом. Так, появление мономолекулярного слоя азота на вольфраме объясняется образованием соединения WN; это подтверждается тем, что как образование WN, так и влияние азота на эмиссию вольфрама начинается лишь с температуры около 2400° К. См. также [259, 283].

§ 11. Оксидные катоды. Особый тип катодов, обладающих большой эмиссией при сравнительно низких температурах, пред-

ставляют собой «оксидные катоды» [293, 294, 299, 298, 209, 210, 211, 250].

Исследуя термоионную эмиссию из различных химических соединений, Венельт в 1904 году нашёл, что особенно сильная эмиссия получается из смеси оксидов бария, стронция и кальция, нанесённых на платиновую жёсть. В настоящее время, несмотря на значительные изменения в конструкции самих катодов и большие перемены в способах нанесения оксидов на металл, основной состав оксидных катодов применяется тот же, что у Венельта. В процентном отношении смесь оксидов часто состоит из 80% окиси бария и по 10% окиси стронция и кальция. Сюда прибавляют иногда связывающие вещества. Оксиды наносятся на основание (кери) из никеля, из специального сплава «конель» или просто на вольфрам или молибден, в готовом виде или в виде углекислых или азотнокислых соединений, с последующим превращением в оксиды путём прокаливания в вакууме. Чтобы придать оксидному катоду требуемые от него свойства, катод «активируют» [195, 243, 284, 291] прогревом в вакууме при температуре 900°C и отбором эмиссионного тока на анод через вакуум или газ. Процесс активировки заключается в термическом разложении оксида на металлический барий и кислород в электролизе при прохождении эмиссионного тока через слой оксида. Мы говорим здесь о барии потому, что он играет во всех описываемых процессах главную роль. При электролизе барий выделяется на границе раздела оксидного слоя и металлической подкладки, т. е. на «кери» катода. С поверхности керна через толщу оксида барий диффундирует на внешнюю поверхность слоя и образует здесь мономолекулярный слой или, точнее говоря, отдельные островки такого слоя. Освобождающийся кислород также выделяется на поверхности оксидного слоя. Во время активирования кислород и все выделяющиеся газы удаляются непрерывной откачкой. Во время работы катода в готовой разрядной трубке или в готовом электровакуумном приборе выделяющийся кислород отчасти окисляет плёнку бария, вновь превращая её в исходный материал катода оксид и завершая таким образом круговой непрерывно идущий процесс. Плёнка бария на поверхности оксидного катода может быть разрушена: перегревом катода, отравлением её кислородом или углекислотой, а также бомбардировкой положительными ионами. В последнем отношении существует некоторая максимальная скорость ионов, задаваемая катодным падением, до которой бомбардировка не разрушает катода. Минимально допустимая скорость ионов зависит от условий работы катода; её величина — 20—30 вольт. Во время работы катода плёнка бария частично испаряется. Барий оседает на стенках трубки, связывая здесь выделившийся кислород. Таким образом, запас бария в оксидном слое постепенно убывает, и катод имеет ограниченную продолжительность жизни, даже если не происходит механического его разрушения.

или сплавления с материалом керна вследствие перегрева. Длительность жизни оксидного катода зависит от режима его использования и при благоприятных условиях может достигать нескольких тысяч часов. Деактивированный отравлением или перегревом катод может быть вновь активирован, если в нём не исчерпан запас бария [248]. Исследования [196—201, 212—214] над катодом из оксидов бария и стронция показали, что в процессе активировки смесь кристаллических крупинок отдельных оксидов превращается в так называемый «твёрдый сплав» с однообразным кристаллическим строением (равномерное распределение ионов бария и стронция, специфическое расстояние между узлами решётки, изменяющееся с изменением процентного состава твёрдого сплава). По мере уменьшения процентного содержания бария при работе оксида эмиссионная способность катода возрастает и проходит через максимум при содержании окиси бария в оксидном слое в 50%.

Оксидные катоды изготавливаются в виде покрытых оксидным слоем металлических нитей или завитых спиралью тонких металлических полосок, через которые проходит ток накала, или же в виде «катодов с посторонним подогревом». В последнем случае оксидный слой наносится, например, на закрытый с одного конца цилиндр, внутрь которого вставлена накаливаемая током вольфрамовая спиралька. Для защиты от бомбардировки положительными ионами подогревные катоды снабжают специальными сетками, находящимися при том же потенциале, что и катод. В новейших газосветных источниках света «оксидные катоды» применяются «самокалящиеся», т. е. разогреваемые не специальным током накала через тело катода, а теплом, выделяющимся в разряде. В этом случае для удлинения полезного срока службы катод устраивается так, что слой оксида находится не только на самой поверхности катода, но и в некоторых углублениях её или щелях, как-то: пространство между витками проволоки, завитой в спиральку, между двумя прижатыми друг к другу конусообразными чашечками и т. п. Это необходимо потому, что режим работы самокалящегося катода нельзя так полно регулировать, как режим работы подогревного катода.

В оксидных катодах работа выхода очень сильно зависит от напряжённости приложенного к ним внешнего поля: формула Шоттки к ним неприменима. Вследствие непрерывных диффузий бария и электролиза установившееся равновесное состояние зависит от плотности тока. У оксидных катодов в большинстве случаев не имеет места ток насыщения [256] (т. е. максимальный для данной температуры ток, почти не зависящий от внешнего поля). Поэтому определение работы выхода и константы A в случае оксидных катодов несколько условно. Отсутствие насыщения тока при увеличении разности потенциалов между катодом и анодом объясняется тем, что при очень сильной шероховатости поверхности оксидного катода здесь много острий и бугорков, приводящих к наличию

сильных полей и потому, местами, к сильному эффекту Шоттки, а возможно и автоэлектронной эмиссии благодаря малому значению ϕ . Роль может играть и то обстоятельство, что внешнее поле проникает в толщу оксидного слоя.

Результаты измерений зависимости электрической проводимости оксидного слоя катода от температуры заставляют приписать этой проводимости отчасти электронный характер и относиться к слою оксидов как к полупроводнику. Есть попытки развить теорию оксидных катодов, как теорию электронной эмиссии из полупроводников. Рассмотрение этих попыток вывело бы нас, однако, слишком далеко за рамки данной книги.

Работа выхода оксидного катода очень сильно зависит от его состояния. При хорошей активировке величина ϕ около 1 вольта. Для отдельных оксидов найдены, например, такие величины [215]:

BaO — 0,99 V; SrO — 1,27 V; CaO — 1,77 V;

см. также [253]. Литературу по различным вопросам термоэлектронной и автоэлектронной эмиссии см. [204, 207, 273, 280, 281, 296, 297, 302—307].

§ 12. Эмиссия положительных ионов [138], стр. 232—262, там же список литературы. Наряду с термоэлектронной эмиссией в некоторых случаях наблюдается также и испускание металлом положительных ионов за счёт их теплового движения. Так при температурах металла, при которых становится заметным его испарение, имеет место выход из твёрдой фазы в окружающую среду не только нейтральных атомов металла, но и положительно заряженных ионов. Такую *положительную термоионную эмиссию* можно наблюдать с вольфрамового, а также и других металлических анодов при температуре их, близкой к температуре плавления [216—221, 282, 287, 289, 308]. Во-вторых, эмиссия положительных ионов наблюдается уже при температуре красного каления в металлах, содержащих в себе растворённый газ. Это явление наблюдается у всех свежизготовленных проволок, а также у проволок, находившихся в соприкосновении с газами при температуре около 200° C и давлении порядка 50—100 атм.

Кроме того, положительные ионы эмитируются при сравнительно низких температурах некоторыми солями. При наличии примеси окислов некоторых веществ такого рода эмиссия становится особенно интенсивной. Таким способом Кунсман получал ионы Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ , Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ и Ba^+ . Специально изготовленные катоды Кунсмана применяются в настоящее время при изучении поведения положительных ионов щелочных металлов при различных объёмных и поверхностных элементарных процессах [222]¹⁾. Другой тип источ-

¹⁾ Приводим ([111], стр. 246) описание изготовления такого эмитора с железом, как его первоначально предложил сам Кунсман: «Он пригото-

ников положительных ионов, пригодный для получения ионов не только щелочных металлов, но также и Mg, Ca, Sr, Ba, Al, Ga, Zn, Ti, V, Mn, Y, Ce, описан Блюмтом [225], см. также [223, 224, 226]. Эмиссия положительных ионов подчиняется формуле, аналогичной формуле Ричардсона. Об эмиссии отрицательных ионов с оксидных катодов см. [254].

§ 13. Дробовой эффект [145, 146]. Явление термоэлектронной эмиссии используется в электронных лампах, получивших очень широкое применение в радиотехнике. Одна из выполняемых этими лампами функций — усиление слабых переменных токов и напряжений. Усилительная схема состоит обычно из целого ряда звеньев, называемых отдельными каскадами схемы. Подведённое к сетке электронной лампы первого каскада переменное напряжение последовательно усиливается в каждом следующем каскаде и на выходе усилителя достигает значений, легко регистрируемых обычными приборами и вполне достаточных для приведения в движение мембраны телефона или громкоговорителя. Общий коэффициент усиления схемы в целом зависит от числа каскадов и путём увеличения этого числа, казалось бы, мог бы быть доведён до сколь угодно больших значений, допускающих приём сколь угодно слабых сигналов. Однако вместе с усилением сигнала происходит и усиление всех сопровождающих его помех, т. е. всех случайных колебаний, возникающих в цепи сетки (первой и второй) усилительных ламп. Изучение природы этих случайных колебаний привело Шоттки к открытию специфического явления, имеющего место при термоэлектронной эмиссии, названного им шротт-эффектом, или по-русски «дробовой эффект»¹⁾ [227]. Дробовой эффект, имеющий место при термоэлектронной эмиссии, с катода первой лампы приводит к беспорядочным дополнительным колебаниям тока в анодной цепи этой лампы, к таким же колебаниям напряжения на сетке лампы второго каскада

ляется путём покрытия металлического керна... например, гофрированной платиновой ленты магнитной окисью железа, тонко размолотой с примерно 10% окислов щелочных или щелочно-земельных металлов и взвешенной в соответствующей среде, например, в парафине. Можно добавить также около 10% окиси алюминия, так как смеси, содержащие окись алюминия, дают эмиссию, более устойчивую, чем смеси, не содержащие её. Затем смесь сваривают на керне, прокаливая последний до температуры примерно 1200°K на воздухе или предпочтительнее в атмосфере азота. Покрытие можно довести до любой толщины путём повторения процесса нанесения смеси и прокаливания. Наконец, покрытая смесь лента монтируется в вакуумном сосуде и нанесённый слой восстанавливается в атмосфере водорода. При нагревании обработанного таким образом анода в вакууме до тёмнокрасного каления он даёт значительную эмиссию положительных ионов (Кунсман получал до $10^{-4} \frac{A}{cm^2}$). Установившаяся эмиссия имеет место после работы эмитора примерно в продолжение 2 часов.

¹⁾ По-английски — shott-effect от слова shott — дробь (по-немецки — Schrot-effect).

усилителя и в конечном итоге к появлению беспорядочного шума в телефоне или громкоговорителе. Таким образом, дробовой эффект является одной из причин, которые ограничивают возможность применения большого числа усилительных каскадов и кладут нижний предел интенсивности улавливаемых сигналов или исследуемых при помощи усилителя весьма слабых колебаний. Дробовой эффект имеет место не только при термоэлектронной и термоионной эмиссии, но и при всех других видах электронной эмиссии: при фотоэффекте, при всех типах вторичной эмиссии и при автоэлектронной эмиссии. Причиной дробового эффекта является не просто атомистическое строение электрических зарядов. Если бы все электроны вылетали из катода равномерно через одинаковые промежутки времени один за другим, то при обычно применяемой силе термоэлектронного тока с катода усилительной лампы вследствие малой величины элементарного заряда электрона эта прерывистость была бы совершенно незаметна из-за весьма малого периода пульсаций тока, периода, соизмеримого с периодом световой волны в видимой части спектра. Но дело в том, что выход большого числа электронов из катода как при термоэлектронной, так и при всех других видах электронной эмиссии совершается по законам случайных явлений, причём выход одного электрона не зависит от выхода другого. Поэтому число электронов, покидающих поверхность металла за малый промежуток времени $\Delta\tau$, не будет постоянным, а будет подвержено таким же колебаниям или «флюктуациям», как, например, число молекул газа, заключающихся в небольшом объёме. Промежутки времени, протекающие между моментами вылета отдельных электронов, бывают самые различные, и величины их распределяются по законам случайных явлений.

В статистической физике показывается, что если какая-либо величина, например количество n_τ электронов, покидающих катод за какой-либо промежуток времени $\Delta\tau$, подвержено флюктуациям, и мы обозначим её отклонение от среднего арифметического значения через n_1 , так что $n_1 = n_\tau - n_0\Delta\tau$, где n_0 — число электронов, вылетающих из катода за 1 сек, и подсчитаем за большой (по сравнению с $\Delta\tau$) промежуток времени средний квадрат этих отклонений n_1^2 , то этот квадрат будет численно равен среднему значению той величины, отклонения от которой исследуются, т. е.

$$\overline{n_1^2} = n_0 \Delta\tau. \quad (80)$$

Среднее значение силы тока, которая соответствует выходу n_0 электронов в 1 секунду и которую показывают включённые в цепь приборы, слишком грубые для того, чтобы отзываться на флюктуации, $I_0 = n_0e$. Сила тока в течение рассматриваемого промежутка времени $\Delta\tau$ будет $I_\tau = n_\tau e / \Delta\tau$, а отклонение силы тока от среднего значения $j_\tau = \frac{n_1 e}{\Delta\tau}$. Умножив правую и левую части (80) на квадрат ве-

личины элементарного заряда e^2 и разделив на $(\Delta\tau)^2$, найдём

$$\overline{j_{\tau}^2} = I_0 \frac{e}{\Delta\tau}. \quad (81)$$

Формула (81) показывает, что чем меньше выбранные нами промежутки времени $\Delta\tau$, тем больше средний квадрат наблюдаемых флуктуаций эмиссионного тока. Кроме того, этот средний квадрат оказывается стоящим в простой зависимости от величины элементарного заряда e . Шоттки указал следующий путь количественной проверки теории дробового эффекта. Согласно теореме Фурье, кривую, изображающую зависимость силы эмиссионного тока от времени, можно рассматривать как результат сложения отдельных синусоидальных колебаний. Если пропустить эмиссионный ток через колебательный контур, то этот контур будет резонировать на те слагающие колебания тока, период которых равен собственному периоду колебаний контура. Нечто подобное происходит и в усилителе. Каждый усилитель действует до некоторой степени селективно с большим коэффициентом усиления k для одних длин волн и с меньшим для других. Кривая зависимости k от частоты усиливаемых колебаний носит название *частотной характеристики* усилителя. Вид частотной характеристики усилителя зависит от его настройки. Вызванные дробовым эффектом колебания тока усиливают при помощи усилителя с острой селективной настройкой. По амплитуде колебаний на выходе усилителя судят об амплитуде колебаний компоненты данной частоты в исследуемом дробовом эффекте и таким образом проверяют формулу (81), отождествляя $\Delta\tau$ с периодом колебаний [228]. Для иллюстрации как выделения отдельных частот дробового эффекта при помощи селективно работающего усилителя, так и всего явления дробового эффекта в целом приводим на рис. 55 осциллографические записи дробового эффекта фотоэлектронной эмиссии, сделанные Орбаном [245]. Рядом с каждой серией кривых приведена графически частотная характеристика усилителя. Кривые «масштаб времени» представляют собой снятые для сравнения осциллограммы простых синусоидальных колебаний. Мы обрисовали методику этих измерений лишь схематически. Полная их теория разработана сперва Шоттки, а затем Фюртом [229] и другими. Эта теория устанавливает зависимость колебаний напряжения на входном сопротивлении усилителя от флуктуаций эмиссионного тока при том или другом характере нагрузки, а также зависимость амплитуды на выходе выпрямителя от этих флуктуаций и от свойств усилителя, в частности от хода его частотной характеристики. Результаты теории позволяют определить величину элементарного заряда e из измерений различных компонент дробового эффекта с меньшей точностью, чем другие современные методы определения e . Метод определения амплитуды какой-либо составляющей дробового эффекта при этих опытах состоит в сравнении с синусоидальной электродвижущей силой

той же резонансной частоты. Величина последней подбирается таким образом, чтобы детектор, включённый один раз на выходе выпрямителя, а другой раз в контуре сравнения, давал бы один и тот же ток. Совпадение полученных значений ϵ со значениями, определёнными

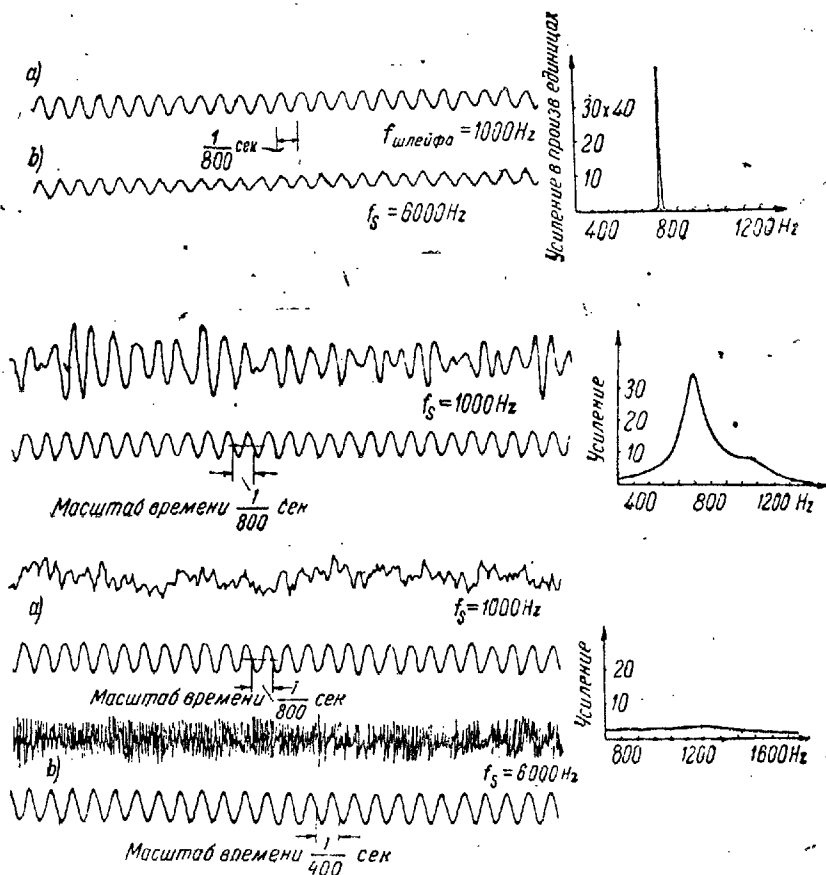


Рис. 55. Осциллограммы дровового эффекта, снятые при помощи шлейфового осциллографа при различной настройке усилителя: 1 — селективной, 2 — слабо селективной, 3 — неселективной f_s — собственная частота шлейфа.

другими способами, служит проверкой всей теории дровового эффекта. Первые опыты, имевшие целью такую проверку, были проведены по мысли и под руководством Шоттки Гартманом [228]. С большей точностью и при пользовании уточнённой теорией проверка была произведена Хэллом и Уильямсом [230]. Но наиболее полное подтверждение дала работа Уильямса и Винцента [231]. Для иллюстра-

ции приводим по [146], стр. 457 в таблице 5 результаты, полученные ими для двух разных частот.

Результат Уильямса и Винченца совпадает до четвертой значущей цифры с величиной, полученной для e Милликеном — $1,591 \cdot 10^{-19}$ кулона. Таким образом теория дробового эффекта оправдывается в определенных условиях с чрезвычайно большой степенью точности.

Таблица 5

Частота 146 килоциклов			Частота 114,25 килоциклов			
Эмис- сионный ток <i>тА</i>	Напря- жение на выходе μV	<i>e</i> кулонов	Эмис- сионный ток <i>тА</i>	Напря- жение на выходе μV	<i>e</i> кулонов	
0,206	31,7	$1,587 \cdot 10^{-19}$	0,206	23,6	$1,595 \cdot 10^{-19}$	
0,310	39,1	$1,605 \cdot 10^{-19}$	0,310	28,9	$1,590 \cdot 10^{-19}$	
0,367	42,4	$1,595 \cdot 10^{-19}$	0,404	33,8	$1,590 \cdot 10^{-19}$	
0,404	44,4	$1,590 \cdot 10^{-19}$	0,417	34,7	$1,593 \cdot 10^{-19}$	
0,447	46,7	$1,580 \cdot 10^{-19}$	0,508	37,9	$1,589 \cdot 10^{-19}$	
0,508	49,7	$1,586 \cdot 10^{-19}$	Среднее		$1,591_4 \cdot 10^{-19}$	
0,614	54,7	$1,590 \cdot 10^{-19}$				
0,715	59,1	$1,591 \cdot 10^{-19}$				
0,811	62,8	$1,587 \cdot 10^{-19}$				
Среднее		$1,591_2 \cdot 10^{-19}$				

Если же при некоторых других условиях, несмотря на очень тщательную постановку эксперимента, измерения приводят к другим, менее точным, а иногда и просто ошибочным значениям e , то это значит, что в этих новых условиях имеют место явления, не учтенные теорией. Одно из этих явлений — «депрессия» дробового эффекта. Теория Шоттки основана на предположении, что выход каждого электрона из катода и его передвижение к аноду под действием электрического поля представляет собой в полной мере случайное явление и совершенно не зависит от одновременного выхода из катода других электронов. Но между электронами действуют кулоновские силы отталкивания. Поэтому выход каждого электрона мешает выходу и передвижению к аноду следующих за ним электронов. Только при малых плотностях эмиссионного тока приложимо предположение о полной случайности распределения эмиссии отдельных электронов как по поверхности катода, так и во времени и имеет место точное воспроизведение в анодном токе флуктуаций эмиссии на катоде. Наличие пространственного заряда заметной величины уменьшает дробовой эффект. Теория депрессии дробового эффекта учитывает также то обстоятельство, что в режиме, соответствующем наклонной части вольт-амперной характеристики и, следовательно, наличию пространственного заряда, вызываемые дро-

бовым эффектом флюктуации анодного напряжения должны оказывать на электронный ток уменьшающее дробовой эффект влияние [232].

Для иллюстрации приводим в таблице 6 зависимость дробового эффекта от эмиссионного тока в опытах Хэлла и Уильямса:

Таблица 6

Ток эмиссии <i>mA</i>	Дробовой эффект в μV		
	наблюдён.	вычислен.	депрессия
1,0	67	71,7	0,93
2,0	71	87,7	0,02
2,	51	83,8	0,61
3,0	38	77,2	0,49
3,5	28	73,0	0,39
4,0	13,6	75	0,18
5,0	15,9	80	0,20

См. также [233—235]. В случае фотоэффекта всегда можно пренебречь пространственным зрением вследствие его малости. Поэтому при фотоэффекте дробовой эффект наблюдается в чистом виде, и строго оправдывается требуемая формулой (81) прямая пропорциональность среднего квадрата j_c и силы эмиссионного тока.

Другого рода новое явление, накладывающееся в некоторых случаях на дробовой эффект,—это так называемый фликкер-эффект, открытый Джонсоном [240] при изучении флюктуации напряжения в цепи электронной лампы на низких частотах. Величина наблюдаемых флюктуаций не соответствовала вычисленным значениям и изменялась при изменении частоты, что не должно иметь места на этих частотах при дробовом эффекте. Кроме того, при увеличении силы эмиссионного тока I_0 флюктуации (средний квадрат j_c) росли не пропорционально I_0 , как это следует из соотношения (81), а много быстрее. При вольфрамовом катоде флюктуации соответствовали теории Шоттки лишь при частотах выше 1000 герц, а при 10 герцах превышали вычисленные значения в 50 раз. Но особенно большую величину новый эффект имеет при эмиссии из оксидных катодов. Так как при фликкер-эффекте эмиссионный ток с катода изменяется сравнительно медленно и на большие величины, то ухо улавливает в телефоне уже не общий шорох, а характерное более редкое потрескивание. Причиной этого эффекта должны являться уже не электронные, а атомарные процессы. Уточняя эти предположения, Шоттки [241] пришёл к выводу, что причиной эффекта являются беспорядочные изменения числа посторонних атомов на поверхности катода, например, атомов бария на поверхности оксидного катода,

что приводит к беспорядочному изменению работы выхода отдельных элементов катода. Сравнение обнаруженного Джонсоном эффекта с беспорядочными колебаниями яркости светящейся поверхности привело к самому названию фликкер-эффект (*flicker* по-английски — мерцать). Пространственный заряд оказывает на фликкер-эффект сглаживающее действие, аналогичное депрессии дробового эффекта.

Ещё один побочный эффект, приводящий к аномально большим колебаниям анодного тока и накладывающийся на дробовой и фликкер-эффекты, представляет собой действие случайно появляющихся около катода положительных ионов, обязанных своим происхождением ионизации остаточного газа, выделяющегося при работе лампы из стенок и электродов или раскалённого катода. Положительные ионы передвигаются в электрическом поле много медленнее электронов вследствие своей большой массы. При этом каждый положительный ион, действуя своим полем на электроны, успевает извлечь большое их число (несколько сот) из области плотного пространственного заряда. Таким образом, каждое появление положительного иона приводит к кратковременному увеличению силы анодного тока [233—235]. При исследовании дробового эффекта такое появление положительных ионов должно быть устранено.

Дробовой эффект наблюдается также при эмиссии положительных ионов, например, при работе анодов Кунсмана [236—239].

Дробовой эффект не является единственным видом электронных флуктуаций, приводящих к появлению шумов на выходе усилителя и ограничивающих возможность очень большого усиления, и далеко не всегда представляет собой главную причину этих шумов. Вследствие атомистического строения всякого электрического заряда вообще, флуктуация электрического тока имеет место, во всяком проводнике. Как показывает теория, средняя энергия этих флуктуаций, носящих название «теплового эффекта», равна $\frac{1}{2} kT$ независимо от размеров и формы проводника¹⁾. В противоположность дробовому эффекту «тепловой эффект» вызван взаимодействием заряженных частиц как между собой, так и с частицами проводника. Поэтому тепловой эффект тем больше, чем больше плотность тока. Вместе с тем чем меньше сопротивление проводника на входе уси-

¹⁾ Этой величине можно приравнять энергию тока, возникающего в проводнике самопроизвольно под действием теплового эффекта без внешней э.д.с., т. е. можно положить $\frac{LI^2}{2} = \frac{kT}{2}$ или $\frac{C\bar{U}^2}{2} = \frac{kT}{2}$, где L — самоиндукция проводника, C — ёмкость между его концами, I и $\bar{U}$ — эффективные ток и напряжение. Это приводит при комнатной температуре $L = 0,1$ генри и $C = 5000$ см к эффективной силе тока около $2 \cdot 10^{-10}$ А и эффективному напряжению $8,4 \cdot 10^{-7}$ В. Существование таких токов установлено экспериментально. Они приводят к постоянным колебаниям нуля гальванометров высшей чувствительности.

лителя (например, сопротивление цепи), связывающей усилитель с антенной), тем меньше тепловой эффект. Эти два обстоятельства приводят к тому, что при исследовании флуктуации тока дробовой и тепловой эффект можно отделить один от другого. Преобладающая роль того или другого из них, как причины шумов на выходе усилителя, зависит от условий опыта. При достаточно большой плотности эмиссионного тока тепловой эффект имеет место также и среди электронов,двигающихся от катода к аноду в электронной лампе, и приводит к шуму на выходе усилителя даже в том случае, когда тепловой эффект во входном звене усилителя сведён к минимуму, а дробовой эффект устранён депрессией.

О дробовом эффекте, фликкер-эффекте и их депрессии см. также [242, 246, 257, 278, 279, 290, 292, 252].

ГЛАВА ЧЕТВЁРТАЯ.

ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ [309—312, 139].

§ 1. Определение и исторический обзор. *Фотоэлектрическим эффектом* в широком смысле слова называют возникновение или изменение электрического тока в цепи под действием света, падающего на один из элементов этой цепи. В настоящее время различают три различных рода фотоэлектрического эффекта: 1) *внешний фотоэффект* — фотоэлектрическая эмиссия электронов с поверхности тел, помещённых в вакууме или газе.

2) *Внутренний фотоэффект* — появление под действием света добавочных электронов проводимости внутри полупроводника, что ведёт к уменьшению сопротивления облучаемого светом тела.

3) *Фотогальванический эффект* — возникновение под действием света, падающего на границу металл — диэлектрик или металл — электролит, электродвижущей силы, вызывающей появление или изменение тока в цепи — *беккерель-эффект*, *фотоэффект запирающего слоя*.

В настоящей главе мы займёмся лишь внешним фотоэффектом. Первым был открыт фотогальванический эффект на границе электролит — металл (Беккерель — 1839 год). Внутренний фотоэффект был обнаружен в 1873 году на селене. Внешний фотоэффект обнаружен Герцем в 1887 году. Экспериментируя с открытыми им электромагнитными волнами, Герц заметил, что в искровом промежутке приёмного контура искра, обнаруживающая наличие электрических колебаний в контуре, проскакивает при прочих равных условиях легче (например, может иметь при прочих равных условиях большую длину) в том случае, когда на искровой промежуток падает свет от искрового разряда в генераторном контуре. Герц показал, что этот эффект вызывается ультрафиолетовой радиацией, попадающей на катод разрядного промежутка. Этот эффект был исследован, начиная с 1888 года, Гальваксом, причём Гальвакс первоначально ограничивался явлениями в цепи высокого напряжения. Одновременно профессор Александр Григорьевич Столетов поставил подробное исследование фотоэффекта в Московском университете [44, 313]. Он предложил для вновь открытого явления название «*актино-электрический эффект*». Столетов перешёл от высоких напряжений, которыми пользовался Гальвакс, к низким, порядка от 20 вольт до нескольких

сот вольт и показал, что сильное электрическое поле здесь не причём. Далее Столетов заменил излучение искры излучением дугового фонаря, подтвердил униполярность эффекта, обнаружил явление утомления металлического катода, находящегося в соприкосновении с воздухом, экспериментально опроверг мнение, будто фотоэффект обязан своим происхождением только слоям газа, адсорбированным на поверхности металла, и построил «воздушный элемент» — прибор с двумя металлическими электродами в воздухе, дающий электрический ток при освещении катода без включения в цепь какой-либо посторонней э.д.с. Столетов изучал «актино-электрический эффект» как при атмосферном давлении, так и при пониженном. Специально построенная им аппаратура давала возможность доводить давление газа до 0,002 мм Hg. В этих условиях актино-электрический эффект представлял собой не просто фототок, а фототок, усиленный в несамостоятельном газовом разряде. Столетов установил, что при изменении давления газа фототок в газе проходит через максимум. Это явление получило название *эффекта Столетова*. Столетов дал также и критику предложенных в то время объяснений фотоэффекта. Интересен заключительный абзац его статьи [44], в котором он правильно устанавливает или, вернее, угадывает значение фотоэффекта для явлений газового разряда. Вот этот отрывок:

«Закончу одним замечанием. Как бы ни пришлось окончательно сформулировать объяснение актино-электрических разрядов, нельзя не признать некоторой своеобразной аналогии между этими явлениями и давно знакомыми, но до сих пор мало понятными разрядами гейслеровых и круковских трубок. Желая при моих первых опытах ориентироваться среди явлений, представляемых моим сетчатым конденсатором, я невольно говорил себе (понимая всю странность этих слов), что предо мною — гейслерова трубка, могущая действовать и без разрежения воздуха, трубка не с собственным, а с посторонним светом. Там и здесь явления электрические тесно связаны со световыми, там и здесь катод играет особенную роль и, повидимому, распыляется. Изучение актино-электрических разрядов обещает пролить свет на процессы распространения электричества в газах вообще». Эти слова А. Г. Столетова всецело оправдались.

В следующие годы Эльстер и Гейтель значительно расширили число исследованных фотокатодов; между прочим они исследовали катоды, покрытые амальгамой щелочных металлов — чувствительные не только к ультрафиолетовому, но и к видимому излучению. Эльстер и Гейтель открыли влияние положения плоскости поляризации света на фотоэффект и впервые применили фотоэлемент для измерения интенсивности света.

В 1899 г. Дж. Дж. Томсон [24] показал, что носителями электрических зарядов в фотоэффекте являются электроны, а Ленард [314] установил, что максимальная кинетическая энергия вылетающих из

катода электронов не зависит от интенсивности падающего на катод излучения.

В 1905 году Эйнштейн [315] дал толкование фотоэффекта, связанное со световыми квантами, и установил названный его именем закон.

Электронная теория металлов, открытие волновой природы электрона и развитие волновой механики дали возможность глубже подойти к внешнему фотоэффекту и значительно продвинуть за последние 15 лет теорию этого явления.

Внешний фотоэффект имеет место как с поверхности чистых металлов или покрывающих такую поверхность тонких плёнок, так и при более сложном строении поверхностного слоя тела, эмиттирующего фотоэлектроны. В дальнейшем мы будем называть всякое эмиттирующее фотоэлектроны тело, безразлично, будет ли это чистый металл или нет, — *катодом*, самое явление внешнего фотоэффекта мы будем сокращённо называть просто «*фотоэффектом*».

§ 2. Законы фотоэффекта. Спектральная и вольтамперная характеристики. Протекание фотоэффекта во времени. Фотоэффект характеризуется следующими основными законами:

1) *Закон Столетова*: количество эмиттируемых в единицу времени электронов или сила насыщенного фотоэлектрического тока пропорциональны при прочих равных условиях интенсивности падающего на поверхность катода света. Равные условия здесь надо понимать, как освещение поверхности металла монохроматическим светом одной и той же длины волны или светом одного и того же спектрального состава.

2) *Закон Эйнштейна*: максимальная скорость v электронов, покидающих поверхность катода при внешнем фотоэффекте, определяется соотношением:

$$h\nu = \varphi + \frac{mv^2}{2}, \quad (82)$$

где $h\nu$ — величина кванта энергии монохроматического излучения, падающего на поверхность катода, φ — эффективная работа выхода электрона из металла, выраженная в эргах.

Закон Эйнштейна имеет место при температурах, достаточно низких, для того, чтобы число электронов проводимости, обладающих энергией, превышающей максимальную энергию электронов при абсолютном нуле, было невелико и не могло заметно сказываться на фотоэффекте — практически при комнатной температуре.

3) Скорость электронов, покидающих поверхность катода, не зависит от интенсивности падающего на катод излучения.

Закон Эйнштейна непосредственно приводит к представлению о «красной границе» или о *пороге фотоэффекта*. Выберем такое ν_0 , чтобы $h\nu_0 = \varphi$. Закон Эйнштейна примет вид:

$$h\nu = h\nu_0 + \frac{mv^2}{2}; \quad (83)$$

при $\nu = \nu_0$ электроны покидают поверхность металла со скоростью,

равной нулю. При $\nu < \nu_0$ электроны проводимости не могут выйти из катода за счёт увеличения их энергии путём поглощения кванта света: φ из (83) получается мнимым. В зависимости от величины эффективной работы выхода φ для каждого металла существует своя определённая *граничная частота* ν_0 и определённая *граничная длина волны* λ_0 . Строго говоря, это положение может быть справедливо только при температуре, равной нулю по абсолютной шкале. Практически в пределах чувствительности обычно применяемых при изучении фотоэффекта приборов, закон Эйнштейна и заключение об определённом пороге фотоэффекта оказываются справедливыми для большинства чистых металлов при температурах порядка комнатной. Кривая, выражающая зависимость фототока от длины волны λ или от частоты падающего на катод излучения ν , называется *спектральной характеристикой* данного катода. Для того чтобы спектральная характеристика была вполне определённой и не зависела бы, например, от разрешающей способности монохроматора или от распределения интенсивности в спектре источника света, при построении спектральной характеристики необходимо относить плотность фототока к энергии излучения падающего на единицу поверхности катода в единицу времени. Фототок, получаемый при освещении единицы поверхности катода неразложенным светом, называется *интегральным фотоэффектом* данного катода при освещении его данным источником света. Понятно, что при сравнении интегрального фотоэффекта для разных катодов или для разных источников света необходимо производить сравнение при одинаковых условиях, например, при одной и той же общей энергии излучения, падающей на единицу поверхности катода в единицу времени. Иногда вместо того, чтобы указывать силу или плотность фототока, интенсивность интегрального или частичного фотоэффекта характеризуют количеством электрического заряда, выходящего из поверхности катода при падении на неё количества энергии радиации, равного единице. Таким образом, интенсивность фотоэффекта выражают, например, в кулонах на одну калорию. Интенсивность фотоэффекта можно также характеризовать числом электронов, покидающих поверхность катода, приходящимся на один квант поглощённого в материале катода света. Эта последняя величина носит название *квантовой отдачи* или *квантового выхода* фотокатода и обычно оказывается очень незначительной — порядка 10^{-3} . При практическом использовании фотоэффекта в фотоэлементах интегральную чувствительность последних в области видимого излучения какого-либо источника характеризуют числом микроампер, соответствующих не единице энергии, падающей на единицу поверхности в одну секунду, а приходящихся на один люмен светового потока, падающего на весь катод фотоэлемента (микроамперы на люмен). При таком определении чувствительности катода необходимо помнить, что она будет различна при различных источниках света, так как зависит от распределения энергии в спектре источника.

Если при постепенном увеличении частоты света интенсивность фотоэффекта монотонно возрастает вплоть до очень коротких волн, лежащих на пределе обычных возможностей эксперимента, то говорят о «*нормальном фотоэффекте*». Если же спектральная характеристика имеет максимум (или для «сложных катодов» несколько максимумов), то этот случай фотоэффекта называют «*селективным фотоэффектом*».

Вид вольтамперной характеристики фотоэффекта, то есть ход кривой, воспроизводящей зависимость фототока с катода от разницы потенциалов между катодом и улавливающим электроны анодом, определяется в случае чистых металлических поверхностей, кроме геометрической конфигурации электродов, распределением скоростей среди эмиттированных фотоэлектронов и контактной разницей потенциалов между электродами. Вследствие малой плотности фототока органичивающее ток действие пространственных зарядов весьма незначительно и ток достигает насыщения уже при очень малой величине истинной разницы потенциалов между катодом и анодом (сумма наложенной извне и контактной разницы потенциалов). В случае сложных катодов внешнее поле влияет на эмиссию и вольтамперная характеристика сложнее. Насыщение тока наступает и для чистых металлов лишь при сравнительно больших разностях потенциалов между катодом и анодом в тех случаях, когда вследствие формы катода и анода напряжённость поля у поверхности катода настолько различна в различных точках, что при малой разнице потенциалов между анодом и катодом пространственные заряды не рассеиваются в местах наименьшей напряжённости поля у катода и ограничивают здесь плотность тока.

Поглощение квантов света и последующая эмиссия электронов происходят практически мгновенно. Опыты с применением ячейки Керра, поставленные с целью определить запаздывание начала или конца фототока по сравнению с началом или концом освещения катода, показали, что порядок величины этого запаздывания или, другими словами, порядок инерционности фотоэффекта в вакууме меньше чем 10^{-9} сек. Инерционность газонаполненных фотоэлементов, в которых для усиления фототока используется газовый разряд, объясняется временем, необходимым для развития газового разряда.

Вскоре после открытия фотоэффекта при исследовании фототока с поверхности металлов, находящихся в соприкосновении с атмосферным воздухом, было установлено, что фотоэлектрическая чувствительность такой поверхности со временем уменьшается. Уменьшение было особенно сильно при непрерывном облучении поверхности. Это явление получило название *утмления* фотокатода. Произведённые впоследствии тщательные исследования фотоэффекта в вакууме с поверхности хорошо обезгаженных металлов показали, что никакого утомления в случае чистой поверхности металла при фотоэффекте не происходит. Если имеет место изменение фотоэлектри-

ческой чувствительности такой поверхности, то оно происходит вследствие адсорбции газа на металлической поверхности или вследствие происходящих между металлом и газом химических и фотохимических процессов, существенно изменяющих состав и строение внешнего слоя катода.

Опытами Айвеса и его сотрудников [316, 317, 309 (стр. 120—124)] установлено, что распределение эмиттируемых электронов по различным направлениям подчиняется закону Ламберта, т. е. тому же закону, что и световое излучение абсолютно шероховатой поверхности. При фотоэффекте можно наблюдать понижение температуры катода, аналогичное охлаждению катода при термоэлектронной эмиссии [341]. О фотоэффекте с поверхности полупроводников см. [356].

§ 3. Методы определения распределения фотоэлектронов по скоростям и методы определения порога фотоэффекта. Для определения распределения фото-

электронов по скоростям применяется метод отклонения электронов в магнитном поле и метод задерживающего потенциала. Для иллюстрации первого метода приводим на рис. 56 схематический разрез прибора Клемперера [318]. Внешние размеры прибора: высота (в направлении, перпендикулярном плоскости рис. 56) — 16 мм; диаметр внешнего цилиндра — 20 мм. Электроны, выходящие с некоторой определённой скоростью v из пластинки B под действием падающего на неё через щель C света, описывают под действием магнитного поля H , направленного перпендикулярно к плоскости рисунка, круг радиуса r , отмеченный на рисунке пунктиром, и, проходя через отверстия F_1 , F_2 и F_3 , попадают в улавливающую их камеру A , соединённую с электрометром. Электроны любых других скоростей описывают круги другого радиуса и в камеру A попасть не могут. r , H и v связаны между собой, как известно, равенством:

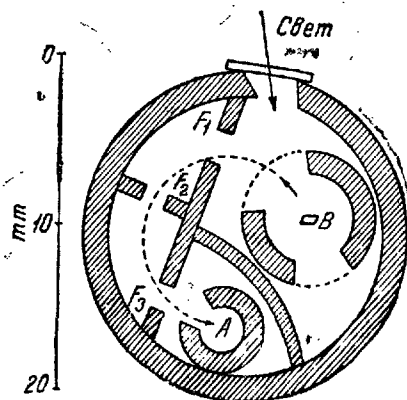


Рис. 56. Схема прибора Клемперера. B — освещаемая пластинка; A — приёмная камера.

$$r = \frac{vmc}{He}, \quad (84)$$

где m и e — масса и заряд электрона, c — скорость света. Давая напряжённости магнитного поля H ряд различных значений, измеряют последовательно токи на приёмную камеру A , соответствующие разным

скоростям вылетающих из пластинки B электронов, и определяя эти скорости из равенства (84). Точность этого метода ограничивается тем, что пучок электронов, проходящих через щели F_1 , F_2 и F_3 , не может быть бесконечно тонким и поэтому в A попадают электроны, вылетающие из B со скоростями, лежащими в некотором конечном интервале. С другой стороны в A могут также попадать не только электроны, летящие по окружности F_1 , F_2 , F_3 , но и электроны, испытывающие многократные отражения от стенок прибора. Поэтому метод магнитного поля не даёт надёжных результатов в тех случаях, когда основной пучок электронов, летящих по кругу радиуса r , очень слаб, т. е. в случае очень малых скоростей и скоростей, близких к граничной скорости. В средней части кривой распределения результаты получаются надёжные.

Метод задерживающего потенциала основан на том, что если потенциал улавливающего электрода ниже потенциала катода на величину U , то достигнуть этого электрода могут только электроны, энергия которых при вылете из катода равна или больше eU . В случае плоского катода и параллельного ему плоского собирающего электрода электрон может достигнуть последнего при условии:

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq eU; \quad (85)$$

в этом неравенстве v_x обозначает не полную скорость электрона при вылете, а лишь составляющую скорости, перпендикулярную

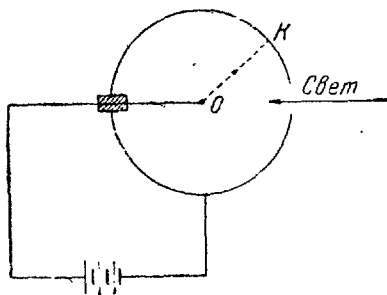


Рис. 57. Схема прибора для определения распределения фотоэлектронов по скоростям по методу задерживающего поля.

к поверхности катода и к поверхности собирающего электрода. Поэтому измерение тока при различных задерживающих потенциалах U в этом случае даёт лишь число электронов, компоненты скоростей которых, перпендикулярные к катоду, удовлетворяют неравенству (85). Распределение по скоростям может быть получено отсюда лишь путём более или менее сложного пересчёта, если известно распределение вылетающих электронов по различным направлениям. Что бы обойти эту трудность, при применении метода задерживающего потен-

циала, катод делают в виде маленького шарика или диска O — рис. 57, а собирающий электрод — в виде концентрического ему шара K большого радиуса.

Если бы радиус внутреннего шара был бесконечно мал, то соотношение (85) привело бы в этом случае непосредственно к рас-

предделению скоростей эмиттированных малым шаром электронов. Конечные размеры шарика-катода или замена шарика катодом таких же малых размеров, но иной формы вносят небольшую ошибку, не превышающую обычно 2% [316, 319, 320]. Вольтамперная характеристика, снятая в этих условиях, имеет вид, изображённый на рис. 58. Точка O соответствует началу отсчёта наложенного извне задерживающего потенциала; отрезок OO' — контактной разнице потенциалов U_k . Точка O' должна служить началом отсчёта при определении действительного задерживающего потенциала. Ордината каждой

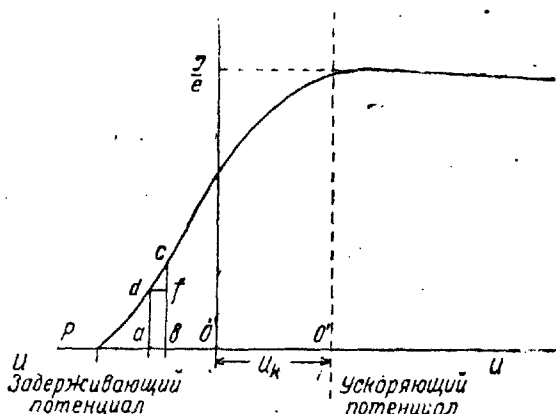


Рис. 58. Вольтамперная характеристика фототока при задерживающем потенциале.

точки кривой рис. 58 даёт число электронов, удовлетворяющих неравенству (85) при данном задерживающем потенциале U . Разобьём отрезок $O'P$ на ряд одинаковых между собой участков $ab = \Delta U$. Пусть задерживающий потенциал, соответствующий точке b , равен U . Тогда разность ординат, проходящих через точки b и a , даст нам число электронов Δn_U , энергии которых при вылете из катода лежит в интервале от eU до $e(U + \Delta U)$. Эта разность равна $\Delta U \operatorname{tg} \angle cdf$. Следовательно, Δn_U пропорционально $\operatorname{tg} \angle cdf$. В пределе число электронов dn_U , приходящихся на интервал энергии от eU до $e(U + dU)$, пропорционально tg угла наклона касательной в данной точке кривой. Таким образом, из кривой вольтамперной характеристики при задерживающих потенциалах можно получить кривую распределения фотоэлектронов по энергиям, дифференцируя первую кривую. Пусть распределение по энергиям выражается функцией

$$dn_g = f(\mathcal{E}) d\mathcal{E}. \quad (86)$$

Распределение по скоростям v найдём, положив $\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2}$, откуда: $d\mathcal{E} = mv dv$. Распределение по скоростям будет иметь вид:

$$dn_v = mv f\left(\frac{mv^2}{2}\right) dv \quad (87)$$

или, обозначая

$$mv f\left(\frac{mv^2}{2}\right) \text{ через } F(v),$$

$$dn_0 = F(v) dv. \quad (88)$$

Если начертить кривые распределения по энергиям и по скоростям в зависимости не от абсолютных значений энергии или скорости, а в зависимости от отношения данной величины энергии или скорости к той, которой обладает наибольшее число электронов, то кривые для одного и того же металла, но для различных частот падающего

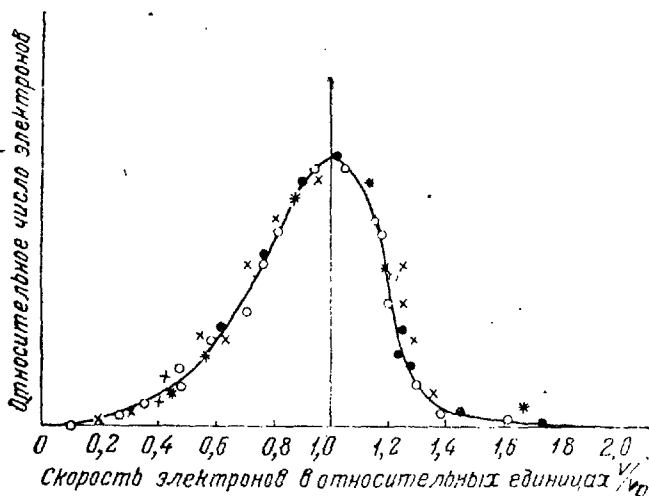


Рис. 59. «Сложная» кривая распределения фотоэлектронов по скоростям.

света накладываются одна на другую. Такие общие для всех частот ν падающего света кривые распределения по энергиям и кривые распределения по скоростям называются *сложными кривыми распределения*; пример такой кривой распределения по скоростям приведён на рис. 59.

Различно обозначенные на рис. 59 точки относятся к различным ν . Для различных металлов сложные кривые распределения похожи друг на друга. Та энергия, которой обладает наибольшее число элек-

тронов, равна примерно 0,4 максимальной энергии (определяемой по закону Эйнштейна). Та скорость, которой обладает наибольшее число фотоэлектронов, равна примерно 0,6 максимальной скорости. О распределении скоростей среди фотоэлектронов см. также [357].

Метод задерживающего потенциала является также одним из методов определения порога фотоэффекта. При этом достаточно найти значения задерживающего потенциала, при которых фототок становится равным нулю при нескольких значениях ν . Форма электродов в этом случае безразлична. Если v — максимальная скорость фотоэлектронов, вылетающих из катода, то задерживающий потенциал U_0 , при котором фототок становится равным нулю, удовлетворяет равенству

$$U_0 e = \frac{mv^2}{2}, \quad (89)$$

(89) и (83) дают

$$U_0 e = h\nu - h\nu_0, \quad U_0 = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0). \quad (90)$$

Таким образом, если закон Эйнштейна справедлив, то значения U_0 , определённые для различных ν , должны укладываться на прямую.

Тангенс угла наклона этой прямой даёт $\frac{h}{e}$, а точка пересечения её с осью абсцисс даёт граничную частоту ν_0 . На этом методе построены чрезвычайно тщательные опыты Милликена [321] по проверке закона Эйнштейна и по определению постоянной Планка h из фотоэлектронной эмиссии. Схема прибора Милликена представлена на рис. 60.

Обозначения Na, K и Li относятся к кубикам из соответствующего металла. Поворотом шлифа можно было помещать каждый из них поочерёдно против кварцевого окошка O, через которое на них падает пучок монохроматического света. Между освещаемым кубиком и собирающим электродом С накладывался задерживающий потенциал. Если поместить один из металлических кубиков против

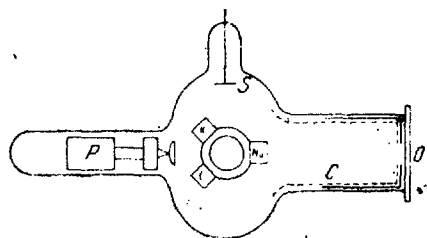


Рис. 60. Схема прибора Милликена.

из металлических кубиков против пластинки S, то между кубиком и пластинкой возникает электрическое поле, обусловленное контактной разницей потенциалов. Всякое небольшое передвижение кубика вызывает изменение зарядов, наведённых этим полем на пластинке, отмечаемое электрометром. Отклонение электromетра сводится к нулю, если контактную разницу потенциалов компенсировать наложенным извне напряжением. Измеряя компенсирующее напряжение, Милликен определял величину контактной разницы потенциалов, которую необходимо было знать для определения истинной величины задерживающего потенциала. P

рис. 60 представляет собой передвигаемое при помощи магнита ножевидное приспособление, посредством которого при повороте вращающего металлические кубики шлифа можно было срезать в вакууме верхний слой с поверхности металла и держать таким образом эту поверхность в возможно чистом и одинаковом состоянии. Из этих опытов Милликен нашёл для h значение $6,57 \cdot 10^{-27}$ эрг сек с вероятной ошибкой порядка $\pm 0,5\%$. Для того чтобы исключить вызываемый рассеянным в приборе светом обратный фототок с собирающего электрода C , этот последний был сделан из окислённой меди, порог фотоэффекта для которой 2688Å , а при измерениях никогда не применялось изучение более короткой длины волны, чем 2688Å .

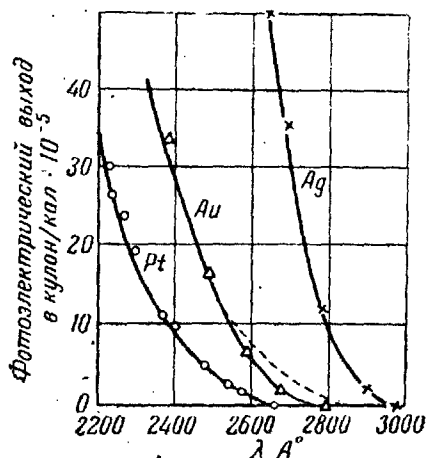


Рис. 61. Ход спектральных характеристик в области, прилегающей к λ_0 .

должен быть дополнительно снабжён фильтрами, не пропускающими свет более коротких длин волн, чем длина волны исследуемого на фотоэффект участка спектра. Ход кривых показывает, что они имеют тенденцию приближаться к оси абсцисс асимптотически так, что применение более чувствительного прибора может несколько передвинуть наблюдаемую границу. Такое же затруднение встречается и в описанном выше первом методе при определении задерживающего потенциала U , при котором фототок становится равным нулю.

Третий метод определения ν_0 заключается в подсчёте ν_0 из эффективной работы выхода ϕ , определённой из измерений термоэлектронной эмиссии. Это метод наиболее простой, но для его применения надо, во-первых, иметь возможность нагреть данный катод без его разрушения или изменения его агрегатного состояния до температуры, достаточно высокой для заметной термоэлектронной эмиссии. Во-вторых, надо быть уверенным, что состояние поверхности катода одно и то же в опытах термоэлектронной эмиссии и при тех условиях, при которых исследуется фотоэффект.

Эти затруднения обходит четвёртый метод, основанный на изменении интегрального фототока с катода, освещаемого излучением, спектральный состав которого соответствует «чёрному» излучению. Термодинамический вывод формулы термоэлектронной эмиссии Ричардсона-Дёшмэна оставляет в стороне вопрос о том, откуда берётся энергия эмиттируемых электронов, и основан лишь на допущении термодинамического равновесия между эмиттирующим электроны телом и окружающей его средой. В случае фотоэффекта такое равновесие может иметь место, если катод помещён внутри замкнутой оболочки определённой температуры T или сам составляет часть этой оболочки. То, что исследуемый катод будет иметь температуру, меньшую чем T , и будет несколько нарушать равновесие излучения при небольших размерах катода, так же мало изменяет это излучение, как и наличие отверстия в замкнутой полости, через которое чёрное излучение выпускается наружу при экспериментальной проверке законов излучения. Поэтому этим отступлением от идеальных условий равновесия можно пренебречь. Термодинамический вывод приводит [322] для интегрального фототока к уравнению Ричардсона-Дёшмэна с заменой эффективной работы выхода величиной $h\nu_0$

$$I = AT^2 e^{-\frac{h\nu_0}{kT}}. \quad (91)$$

Измеряя интегральный фотоэффект чёрного излучения при двух различных температурах источника излучения, можно определить $h\nu_0$, построив обычным путём прямую Ричардсона.

Зурман указал более удобный способ определения ν_0 из интегрального фотоэффекта [323]. Он предложил взять спектральную характеристику данного катода, отнесённую к единице энергии падающего на поверхность катода и поглощаемого ею света — функцию $F(\nu)$ — помножить каждую ординату этой кривой на соответствующее значение ординаты кривой $\mathcal{E}(\nu)$, выражающей закон распределения энергии в спектре чёрного излучения для какой-либо данной температуры этого излучения (закон Планка), построить новую кривую $u = F(\nu) \mathcal{E}(\nu)$ и определить интегральный фототок для двух каких-либо температур T_1 и T_2 графическим методом из интеграла

$$I = \int_0^{\infty} F(\nu) \mathcal{E}(\nu) d\nu. \quad (92)$$

Таким образом отпадает вопрос об источнике чёрного излучения и об отступлениях от условий равновесия.

Результаты измерения порога фотоэффекта для ряда тел представлены в таблице 7. О влиянии намагничивания на порог фотоэффекта железа см. [355, 356].

Таблица 7

Порог внешнего фотоэффекта λ_0 для некоторых чистых, хорошо обезгаженных металлов в миллимикронах ($1 \text{ м}\mu = 10^{-7} \text{ см} = 10 \text{ \AA}$). φ_0 — работа выхода, соответствующая λ_0 по формуле $\varphi_0 = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$; φ — работа выхода, определённая из термоэлектронной эмиссии ¹⁾).

Металл	λ_0 м μ	φ_0 эл.-в.	φ эл.-в.	Металл	λ_0 м μ	φ_0 эл.-в.	φ эл.-в.
Ag	270	4,56	4,08	Rb	570	2,17	
Au	261	4,73	4,42	Rh	270	4,57	4,58
Cs	660	1,87	1,81	Sn { β	274	4,50	
Fe	262	4,72	—	{ γ	282	4,38	
Hg	273,5	4,53	—	жидк.	292,5	4,21	
K	550	2,25		Ta	305	4,05	4,07
Li	540	2,32		Zn	372	3,32	
Na	500	2,47		W	273	—	4,52 *)
Ni	246	5,01		Mo	280	—	4,41 *)
Pd	249	4,96	4,99				

§ 4. Влияние тонких слоёв посторонних веществ на поверхности металла на фотоэффект. Состояние поверхности катода — количество адсорбированного на этой поверхности газа, образование тончайших плёнок посторонних веществ и химических соединений играют в случае фотоэффекта ещё более заметную роль, чем в случае термоэлектронной эмиссии [342—347]. Термоэлектронной эмиссией пользуются или её изучают при высоких температурах катода, при которых происходит удаление адсорбированного газа и легко испаряющихся веществ и разложение многих соединений. Наоборот, фотоэффектом пользуются и чаще всего его изучают при температурах порядка комнатной, при которых очень трудно сохранить поверхность металла чистой. Наиболее чувствительными к фотоэффекту оказываются щелочные металлы. Эти металлы весьма легко вступают в химические соединения, легко плавятся и возгоняются и поэтому не могут быть очищены или обезгажены

*) λ_0 вычислено из φ за ненадёжностью прямых экспериментальных данных.

¹⁾ Данные таблицы 7 приведены по книге [309], стр. 73—76; там же см. ссылки на оригинальные работы, из которых эти данные взяты. Расхождения между φ_0 и φ объясняются различным состоянием поверхности при фотоэлектрических и термоэлектронных измерениях и несовершенством методов измерения. Данные для «необезгаженных» металлов, представляющие не более как ориентировочный интерес, можно найти там же, а также [310], стр. 28; [4], т. I, стр. 125 и [236], стр. 75/76.

прокалкой при высокой температуре. Единственный способ получить более или менее свободную от посторонних «загрязнений» поверхность щелочного металла — многократная перегонка этого металла в очень высоком вакууме (при остаточном давлении порядка 10^{-8} мм Hg).

Тонкие плёнки посторонних веществ, толщиной в одноатомный слой, значительно изменяют эффективную работу выхода в ту или другую сторону, передвигают порог фотоэффекта в сторону коротких или длинных волн и изменяют силу фототока. Так же влияют слои адсорбированных на поверхности металла газов и газы, поглощённые металлом. Влияние поглощённых газов особенно заметно в случае платины. Несколько более толстые слои посторонних веществ, например, слой щелочного металла на другом металле приводят к более сложным явлениям, находящим своё выражение в селективном фотоэффекте.

Появление селективного фотоэффекта полнее всего прослежено в случае калия. Как показали опыты [324, 325] при образовании чистого калиевого катода путём восьмикратной перегонки в очень высоком вакууме, селективный фотоэффект, обычно наблюдаемый для калиевых поверхностей, пропадает. При менее тщательной перегонке калиевый катод имеет слабый селективный максимум — кривая I рис. 62 [326]. При нанесении на такую поверхность следов нафталина, слабо реагирующего с калием, селективный максимум пропадает совсем, и ν_0 смещается в сторону коротких волн — кривая II рис. 62. При дальнейшем нанесении нафталина чувствительность катода ещё более уменьшается. При нанесении на образовавшееся соединение калия с нафталином тонкого слоя калия ν_0 передвигается в сторону длинных волн, и вновь появляется резко выраженный селективный максимум — кривая III рис. 62. Если вместо нафталина повторить опыт с очень хорошо очищенным, совсем не реагирующим с калием парафином, то при нанесении

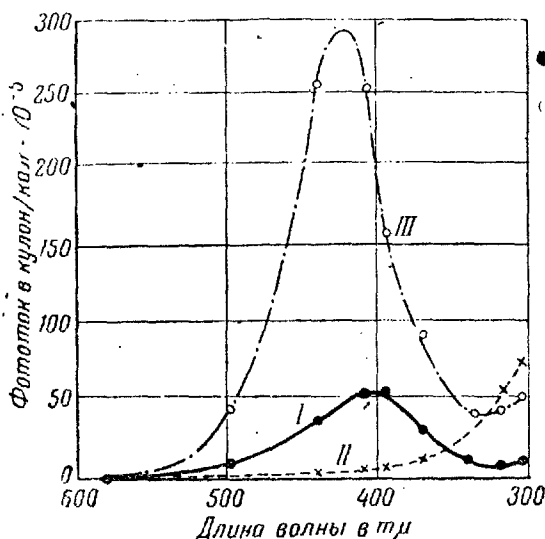


Рис. 62. Спектральные характеристики для тонких слоев калия, нанесенных на нафталин.

следов парафина происходит только уменьшение чувствительности — кривая II рис. 63 (кривая I относится, как и на рис. 62, к чистому калию), а затем при дальнейшем нанесении калия некоторое увеличение чувствительности без появления резко выраженного селективного максимума — кривая III. Отсюда можно сделать заключение, что для появления селективного максимума необходимо, чтобы тонкий слой калия лежал на поверхности слоя из химического соединения калия. Если наносить калий на зеркальную поверхность платины, предварительно прогретой электронной бомбардировкой в вакууме до красного каления ¹⁾, то наблюдаются подобного же рода изменения спектральной характеристики и появление селек-



Рис. 63. Спектральные характеристики для тонких слоёв калия, нанесённых на парафин.

тивного фотоэффекта [405, 327]. При дальнейшем нанесении калия на поверхность платины высота максимума уменьшается, и кривая спектрального распределения начинает приближаться к кривой, получаемой для калия в обычных условиях ([310], стр. 36, рис. 17). На влиянии тонких слоёв посторонних веществ на поверхности катода на фотоэффект основана сенсibilизация калиевых катодов. Сюда относится открытое ещё Эльстером и Гейтелем явление увеличения чувствительности калиевого катода бомбардировкой ионами водорода в разряде, аналогичная обработке калиевой поверхности кислородом или серой.

Во всех этих случаях на поверхности катода образуется соединение калия с водородом, кислородом или серой. При образовании этих соединений выделяется тепло, и калий в местах образования молекул соединения возгоняется, а затем, вновь осаждаясь, покрывает тонким слоем калиевое соединение, что приводит к появлению интенсивного селективного фотоэффекта [328]. О сенсibilизации калиевых катодов см. также [348, 349]. Об изменении порога фотоэффекта железа при намагничивании см. [355].

¹⁾ Ленгмюр на основе своих исследований предполагает, что обработанная таким образом платина покрыта одноатомным слоем водорода.

§ 5. Селективный фотоэффект [350, 407]. Селективный фотоэффект сопровождается так называемым векториальным эффектом [416, 351]. Было найдено, что при поляризованном свете селективный фотоэффект наблюдается только если электрический вектор падающей на поверхность катода световой волны имеет компоненту, перпендикулярную к поверхности катода.

Если сравнивать действие света поляризованного один раз так, что электрический вектор лежит в плоскости падения — случай $E_{\parallel}$, а другой раз так, что электрический вектор перпендикулярен к плоскости падения —

случай $E_{\perp}$, то селективный фотоэффект имеет место только в случае $E_{\parallel}$ и притом в тем большей степени, чем больше угол падения.

Соответствующие спектральные характеристики для калиевого слоя на платиновом зеркале приведены на рис. 64.

Наличие хотя бы и небольшой шероховатости на поверхности катода приводит к тому, что электрический вектор, макроскопически параллельный поверхности катода, на самом деле в отдельных элементах поверхности образует с поверхностью некоторый угол,

и поэтому практически к нормальному фотоэффекту всегда примешана некоторая доля селективного. Существует целый ряд попыток объяснить селективный фотоэффект. Так, его пытались объяснить особой ориентацией атомов щелочного металла в тонкой плёнке, ориентацией, приводящей к селективному поглощению энергии радиации и к преимущественному действию на электроны металла компоненты электрического вектора, перпендикулярной к поверхности плёнки. Обращали также внимание на то обстоятельство, что максимум селективного фотоэффекта приходится на частоты света, близкие к полосе поглощения света данным металлом. Современные теории фотоэффекта, построенные на основе волновой механики, приводят к векториальному селективному фотоэффекту. С точки зрения этих теорий непонятно не появление селективного фотоэффекта в случае тонких плёнок, а наоборот, внушают сомнение опыты, показывающие отсутствие этого эффекта в случае наиболее чистых поверхностей толстых слоёв. С другой стороны, Айвес и Фрей обратили внимание

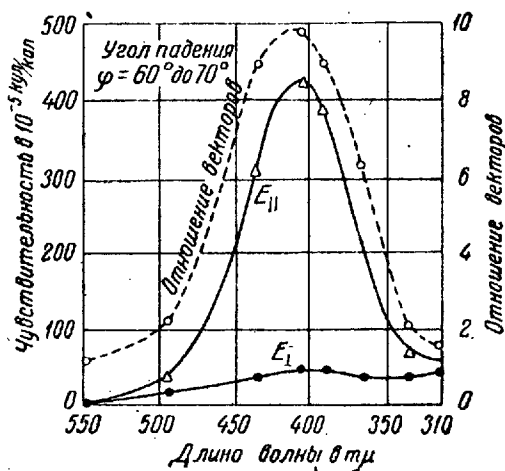


Рис. 64. Ход спектральных характеристик при $E_{\perp}$ и $E_{\parallel}$ в случае селективного фотоэффекта.

на то обстоятельство, что при суждении о действии света на покрытый тонким слоем щелочного металла катод надо считаться не просто с интенсивностью или энергией радиации, падающей на поверхность катода, а внимательно изучить электрическое поле в тонком слое щелочного металла. Это поле определяется не только падающей световой волной, но и волной, отражённой от подкладки.

С целью проверки этого предположения Айвес и Фрей [329] изучали фотоэффект с платины, покрытой тонким слоем цезия. На часть платиновой поверхности до нанесения цезия был распылён

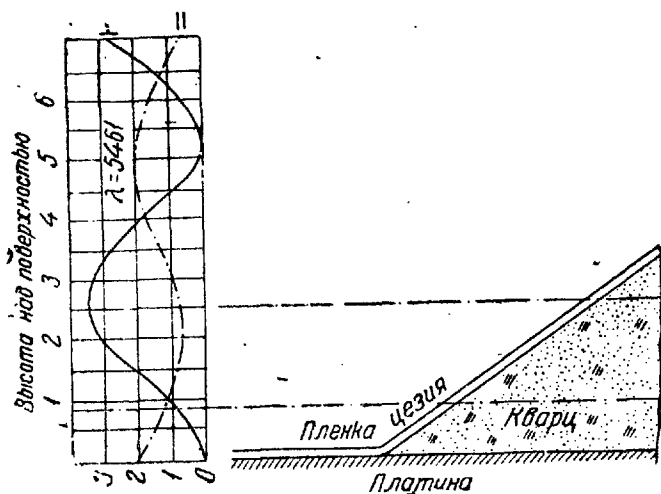


Рис. 65. Схема опытов Айвеса и Фрея.

с накаливаемой вольфрамовой нити кварц, образующий прозрачный клин между платиной и цезием, рис. 65. Айвес и Фрей рассчитали амплитуду стоячих световых волн, образованных падающей на платину и отражённой волной для точек, находящихся на различных расстояниях от поверхности платины, как в случае $E_{\perp}$, так и в случае $E_{\parallel}$. На рис. 65 слева показан график распределения амплитуды стоячих волн — расстояния от поверхности платины отложены по вертикали, амплитуды — по горизонтали. В опытах Айвеса и Фрея свет падал на катод через узкую щель, параллельную ребру кварцевого клина. Эту щель и освещённую через неё на катоде полоску можно было передвигать параллельно самой себе. Таким образом можно было наблюдать фотоэффект при различной толщине промежуточного кварцевого слоя и сравнивать его с соответствующей вычисленной амплитудой $E_{\perp}$ или $E_{\parallel}$. Как показывают кривые рис. 66, оказалось, что интенсивность фотоэффекта вовсе не зависит существенно от положения плоскости поляризации падающего на катод

света и очень близко следует как в случае $E_{\perp}$, так и в случае $E_{\parallel}$ распределению амплитуды электрического поля, подсчитанному на основе оптических свойств платины. Это распределение приведено на рис. 66 в виде пунктирных кривых. В точках a и b фотоэффект в случае $E_{\perp}$ оказался даже интенсивнее, чем в случае $E_{\parallel}$. Таким образом, опыты Айвеса и Фрея показали, что для плёнок цезия на платине нельзя говорить о векториальном эффекте. Что касается селективного хода спектральной характеристики фотоэффекта, то в случае тонких плёнок на поверхности металлов и эксперимент и теория единогласно приходят к наличию селективного эффекта. В отношении поверхностей щелочных металлов высшей степени чистоты между современными теориями фотоэффекта и эксперимен-

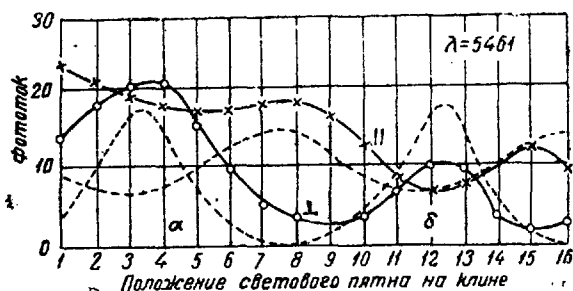


Рис. 66. Кривые Айвеса и Фрея.

том имеется определённое разногласие. Отсутствие или наличие селективного фотоэффекта в случае других чистых металлов пока не установлено из-за необходимости экспериментировать в очень далёкой мало доступной коротковолновой области ультрафиолетового спектра. О селективном и векториальном эффектах см. также [350—351].

§ 6. Влияние температуры на фотоэффект. Определение границы фотоэффекта ν_0 по методу Фаулера и Дюбриджа. Закон Эйнштейна может точно оправдываться только, если число электронов, энергия которых больше максимальной энергии электронов, при абсолютном нуле W_0 настолько мало, что выход этих электронов из металла ускользает от наблюдения. Так как с увеличением температуры число их увеличивается согласно закону распределения Ферми, то при более высоких температурах выход таких электронов должен стать заметным. Действительно, при высоких температурах граница фотоэффекта передвигается в сторону малых частот света и вместе с тем становится размытой: для каждого кванта света найдутся электроны, которым нехватает для выхода из металла энергии, как раз равной энергии этого кванта. Чем меньше энергия кванта, тем меньше таких электронов. Поэтому спектральная характеристика при высоких температурах не подходит к оси абсцисс

под некоторым углом, как это имеет место при низких температурах, а приближается к ней асимптотически. Чем чувствительнее прибор, измеряющий силу тока, тем меньше та частота света, при которой этот прибор ещё обнаруживает фототок. Так как термоэлектронную эмиссию нельзя наблюдать при низких температурах из-за её малой величины, то зависимость эффективной работы выхода φ от температуры пытались выяснить путём определения ν_0 при разных температурах и подсчёта из равенства $\varphi = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$. Но при высоких температурах ν_0 , непосредственно определяемое из опыта, становится неопределённым. Тем не менее и при этих температурах под ν_0 понимают совершенно определённую величину, удовлетворяющую равенству $\varphi = h\nu_0$. Метод точного определения ν_0 , а следовательно, и φ при любой температуре при помощи снятия спектральной характеристики фотоэффекта указал Фаулер [330, 335, 352]. Метод Фаулера основан на теории фотоэффекта, развитой им для частот, близких к ν_0 . Теория и метод определения ν_0 или φ Фаулера были дополнены и уточнены Дюбриджем [331].

Задачу о плотности эмиссионного тока электронов при фотоэффекте можно было бы решить, исходя из того же уравнения (42)

$$I = e \int_{W_a}^{\infty} N(W) dW, \text{ которое служит для решения задачи о термо-}$$

электронной эмиссии, если бы было известно распределение электронов по слагающей W кинетической энергии в движении по оси X , перпендикулярной к поверхности металла после поглощения проникающей в металл радиации. Нахождение этого распределения составляет наибольшее затруднение в теории фотоэффекта. Но можно подойти к решению задачи несколько иным путём. Можно понимать под W в уравнении (42) прежнюю величину — слагающую энергии до поглощения электронами энергии квантов радиации, но изменить нижний предел интеграла с W_a на $W_a - h\nu$, охватывая, таким образом, и те электроны, которым до поглощения излучения не хватало энергии для преодоления потенциального барьера высоты W_a , но которые приобретают эту недостающую долю энергии за счёт квантов радиации. Однако, добавочную энергию приобретут не все электроны; поэтому функцию распределения $N(W)$ в (42) надо заменить другой $N'(W)$, учитывающей это обстоятельство. Функцию $D(W)$, учитывающую отражение электронов от поверхности раздела металл — окружающая среда, Фаулер заменяет новым выражением $D'(W)$, где W также соответствует энергии до поглощения излучения. Таким образом исходное уравнение Фаулера принимает вид:

$$I = e \int_{W_a - h\nu}^{\infty} D'(W) N'(W) dW. \quad (93)$$

При решении задачи о фотоэффекте с $D'(W)$ можно в первом приближении поступить так же, как и в случае решения задачи о термоэлектронной эмиссии, т. е. вынести за знак интеграла некоторое среднее значение этой величины $\bar{D}'(W)$. $N'(W)$ определяется взаимодействием между квантами света и электронами, различным при различных частотах. Фаулер обходит это затруднение и упрощает решение задачи, делая предположение, что для узкой области частот, близких к ν_0 , $N'(W)$ изменяется очень мало с изменением частоты и что для всей этой области можно положить $N'(W)dW$ пропорциональным $N(W)dW$ — числу электронов в одном кубическом сантиметре, для которых W до поглощения света лежит в пределах от W до $W + dW$. Дюбридж обходится без этого допущения Фаулера, решая задачу и подсчитывая плотность тока при фотоэффекте для одной и той же определённой частоты света, ν , но для разных температур. Дюбридж просто полагает

$$D'(W)N'(W)dW = C \cdot N(W)dW, \quad (94)$$

где C — постоянный множитель для данного ν . Подстановка выражения (94) в (93) приводит к

$$I = Ce \int_{W_a - h\nu}^{\infty} N(W) dW. \quad (95)$$

К такому же выражению приводит и допущение Фаулера.

Подстановка вместо $N(W)$ выражения, вытекающего из закона распределения энергии Ферми, даёт аналогично (41):

$$I = Ce \int_{W_a - h\nu}^{\infty} \frac{4\pi mkT}{h^3} \ln \left(1 + e^{\frac{W_i - W}{kT}} \right) dW. \quad (96)$$

Введём новое переменное

$$y = \frac{W - (W_a - h\nu)}{kT}, \quad (97)$$

откуда

$$dW = kT \cdot dy.$$

Тогда (96) примет вид

$$I = Ce \int_0^{\infty} \frac{4\pi mk^2 T^2}{h^3} \ln \left[1 + e^{\left(-y + \frac{h\nu - W_a + W_i}{kT} \right)} \right] dy \quad (98)$$

или, замечая, что $W_a - W_i = \varphi$ и вводя обозначения

$$C_1 = Ce \frac{4\pi mk^2}{h^3} \quad \text{и} \quad \mu = \frac{h\nu - \varphi}{kT} = \frac{h\nu - h\nu_0}{kT}, \quad (99)$$

$$I = C_1 T^2 \int_0^{\infty} \ln (1 + e^{-y + \mu}) dy. \quad (100)$$

Пусть выбранная нами частота такова, что $\mu < 0$. В этом случае в пределах интеграла (100) $e^{-y+\mu} < 1$. Мы можем воспользоваться известным разложением в ряд

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \dots \quad (101)$$

Полагая $-y+\mu = z$ и $x = e^z$, находим:

$$\begin{aligned} I &= -C_1 T^2 \int_{\mu}^{-\infty} \left\{ e^z - \frac{e^{2z}}{2} + \frac{e^{3z}}{3} - \frac{e^{4z}}{4} + \dots \right\} dz = \\ &= -C_1 T^2 \left| \left\{ e - \frac{e^{2z}}{2^2} + \frac{e^{3z}}{3^2} - \frac{e^{4z}}{4^2} + \dots \right\} \right|_{\mu}^{-\infty} = \\ &= C_1 T \left\{ e^{\mu} - \frac{e^{2\mu}}{2^2} + \frac{e^{3\mu}}{3^2} - \frac{e^{4\mu}}{4^2} + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (102)$$

Так как $\mu < 0$, то ряд в фигурных скобках сходящийся, как убывающий знакопеременный. При $\mu > 0$ поступаем так:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \ln(1+e^{-y+\mu}) dy &= \int_0^{\mu} \ln(1+e^{-y+\mu}) dy + \int_{\mu}^{\infty} \ln(1+e^{-y+\mu}) dy = \\ &= \int_0^{\mu} \ln(1+e^{-y+\mu}) dy + \int_0^{\infty} \ln(1+e^{-y_1}) dy_1 \end{aligned} \quad (103)$$

где $y_1 = y - \mu$.

В пределах последнего интеграла $e^{-y_1} \leq 1$, и поэтому такое же разложение, как и раньше, даёт:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \ln(1+e^{-y_1}) dy_1 &= - \int_0^{\infty} \left\{ e^{-y_1} - \frac{e^{-2y_1}}{2^2} + \frac{e^{-3y_1}}{3^2} - \frac{e^{-4y_1}}{4^2} + \dots \right\} dy_1 = \\ &= 1 - \frac{1}{2^2} + \frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} + \dots = \frac{\pi^2}{12}. \end{aligned} \quad (104)$$

Далее преобразовываем:

$$\begin{aligned} \int_0^{\mu} \ln(1+e^{-y+\mu}) dy &= \int_0^{\mu} \ln \left\{ e^{-y+\mu} (1+e^{y-\mu}) \right\} dy = \\ &= \int_0^{\mu} \left\{ -y + \mu + \ln(1+e^{y-\mu}) \right\} dy = \\ &= -\frac{\mu^2}{2} + \mu^2 + \int_0^{\mu} \ln(1+e^{y-\mu}) dy. \end{aligned} \quad (105)$$

В последнем интеграле в пределах интегрирования снова имеем $e^{\nu-\mu} \leq 1$

$$\begin{aligned}
 \int_0^{\mu} \ln(1 + e^{\nu-\mu}) d\nu &= \\
 &= \int_0^{\mu} \left\{ e^{\nu-\mu} - \frac{e^{2(\nu-\mu)}}{2} + \frac{e^{3(\nu-\mu)}}{3} - \frac{e^{4(\nu-\mu)}}{4} + \dots \right\} d\nu = \\
 &= \int_0^{\mu} \left\{ e^{\nu-\mu} - \frac{e^{2(\nu-\mu)}}{2^2} + \frac{e^{3(\nu-\mu)}}{3^2} - \frac{e^{4(\nu-\mu)}}{4^2} + \dots \right\} d\nu = \\
 &= \left\{ 1 - \frac{1}{2^2} + \frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} + \dots \right\} - \left\{ e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \frac{e^{-4\mu}}{4^2} + \dots \right\} = \frac{\pi^2}{12} - \left\{ e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \frac{e^{-4\mu}}{4^2} + \dots \right\}. \quad (106)
 \end{aligned}$$

Так как $\mu > 0$, то последний ряд сходящийся, как убывающий знакопеременный. Подставляя найденные значения интегралов в (103), находим в случае $\mu > 0$

$$\begin{aligned}
 I = C_1 T^2 \left\{ \frac{\pi^2}{6} + \frac{\mu^2}{2} - \left[e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \right. \right. \\
 \left. \left. + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \frac{e^{-4\mu}}{4^2} + \dots \right] \right\}. \quad (107)
 \end{aligned}$$

Введём обозначение:

$$\left. \begin{aligned}
 f(\mu) &= e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \frac{e^{-4\mu}}{4^2} + \dots & \text{при } \mu \leq 0, \\
 f(\mu) &= \frac{\pi^2}{6} + \frac{\mu^2}{2} - \\
 &\quad - \left[e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \frac{e^{-4\mu}}{4^2} + \dots \right] & \text{при } \mu \geq 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (108)$$

Мы можем представить решение нашей задачи как в случае $\mu \leq 0$, так и в случае $\mu \geq 0$ одной и той же формулой

$$I_1 = C_1 T^2 f(\mu). \quad (109)$$

Дюбридж считает ν постоянным; μ у него функция от T . Фаулер приходит к совершенно такой же зависимости I от μ , считая μ функцией от ν при дополнительном предположении, что фактор

пропорциональности C_1 не зависит от ν в пределах той узкой области частот, к которой применим его вывод. Фаулер делит обе части выражения (109) на T^2 и логарифмирует их

$$\ln \frac{I}{T^2} = \ln C_1 + F\left(\frac{h\nu - h\nu_0}{kT}\right), \quad (110)$$

где

$$F(\mu) = \ln f(\mu).$$

Фаулер снимает при определённой температуре T ряд спектральных характеристик фототока в области частот, близких к ν_0 , и сравнивает кривую зависимости экспериментально найденных значений $\ln \frac{I}{T^2}$ от $\frac{h\nu}{kT}$ с построенной для той же области частот «теоретической» кривой

$$y = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (111)$$

Если равенство (110), которое должно соответствовать экспериментально найденным значениям I , справедливо, то каждая точка экспериментальной кривой должна лежать выше точки теоретической кривой (111), соответствующей тому же ν на длину отрезка, равного $\ln C_1$. Кроме того, каждая точка экспериментальной кривой должна лежать правее соответствующей точки теоретической кривой на длину

отрезка $\frac{h\nu_0}{kT}$, так как в выражении (110) аргументом функции $F(\mu)$ является $\frac{h\nu - h\nu_0}{kT}$, тогда как абсциссой теоретической кривой (111)

служит величина $\frac{h\nu}{kT}$. Таким образом, если равенство (110) справедливо, любую экспериментальную кривую можно совместить с теоретической, передвинув её параллельно самой себе на некоторое расстояние $\ln C_1$ вниз и на расстояние $\frac{h\nu_0}{kT}$ влево. Величина сдвига

по вертикали даёт возможность судить о величине C_1 и, следовательно, о вероятности поглощения кванта света электронами в данной узкой области частот, а размер необходимого для совмещения кривых сдвига по горизонтали даёт возможность определить ν_0 и λ_0 .

На рис. 67 представлены результаты измерений Дюбриджа и Рёра, относящиеся к фотоэффекту с чистой поверхности палладия при температурах в интервале от 305° К до 1078° К.

Нанесённая на этом рисунке кривая представляет собой «теоретическую» кривую $y = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right)$. Все экспериментальные точки смещены на одинаковое для каждой данной температуры расстояние по вертикали и по горизонтали. Как видно из рис. 67, экспериментальные точки после этого смещения очень хорошо ложатся на теоретическую кривую. Размер горизонтального смещения даёт значения ν_0 ,

разнящиеся для разных температур лишь в пределах 0,5%, что лежит в пределах ошибок наблюдений. Для функции $F(\mu)$ составлены таблицы, облегчающие пользование методом Фаулера¹⁾ и приведённые нами в «Приложении».

Дюбридж преобразовывает равенство (110) так:

$$\ln \frac{I}{I_0} = \ln C_1' + F_1 \left[\ln \frac{h\nu - h\nu_0}{kT} \right], \quad (112)$$

где $F_1(\ln \mu) = F(\mu)$, и строит экспериментальную кривую в виде зависимости $\ln \frac{I}{I_0}$ от $\ln \frac{1}{T}$, а в качестве теоретической кривой пользуется кривой $y = F_1(\ln \frac{1}{T})$. В этом случае абсцисса какой-либо, точки экспериментальной кривой равна величине $\ln \frac{h(\nu - \nu_0)}{k} + \ln \frac{1}{T}$, тогда как абсцисса соответствующей точки теоретической кривой будет $\ln \frac{1}{T}$.

Размер сдвига по горизонтали при совмещении кривых в этом случае будет равен

$$\ln \frac{h(\nu - \nu_0)}{k},$$

что опять даёт возможность определить ν_0 .

В таблице, совмещённой с рис. 67, приведены значения эффективной работы выхода для палладия, найденные Рёром и Дюбриджем, по методу Фаулера. По методу Дюбриджа при опытах с различными длинами волн ими найдены следующие значения φ : 2482 А° 4,96; 2399 А° 4,95; 2378 А° 4,94; 2345 А° 4,94; 2302 А° 4,98; 2225 А° 4,98.

Из всех этих чисел видно, что если и существует зависимость φ от температуры, то для палладия в пределах от 305°К до 1078°К φ меняется не более, чем на один процент, что лежит в пределах точности эксперимента. $\varphi = W_a - W_s$, поэтому возможное изменение φ с температурой может быть только следствием изменения W_a и W_s . Но W_a может изменяться при термическом расширении металла

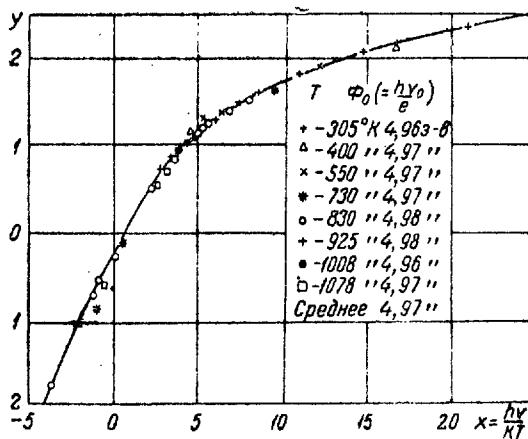


Рис. 67. Кривая Дюбриджа и Рёра для Pd.

¹⁾ [309], стр. 232.

вследствие изменения междионных расстояний в кристаллической решётке. W_0 , равное в первом и очень хорошем приближении $\frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}$, зависит от n — числа свободных электронов в 1 кубическом сантиметре металла. Если число свободных электронов, приходящееся на каждый атом металла, остаётся неизменным, то при расширении металла n изменяется параллельно изменению числа атомов в 1 см³. Подсчёт показывает, что при увеличении температуры палладия на 1000° W_0 должно уменьшиться, примерно, на 20%, а W_1 , примерно, на 30%. Это приводит к изменению эффективной работы выхода ϕ не более, чем на 10%.

Хорошее совпадение теории с экспериментом, иллюстрированное на рис. 67 совпадением экспериментальных точек с теоретической кривой, можно и должно рассматривать как экспериментальное подтверждение распределения электронов по скоростям Ферми. Об исследованиях зависимости ϕ от T см. также [352, 353].

§ 7. Теории фотоэффекта. При построении строгой теории фотоэффекта прежде всего приходится считаться с тем обстоятельством, что совершенно свободный электрон не может целиком поглотить энергию светового кванта, так как при ограниченной по закону Эйнштейна скорости фотоэлектронов это привело бы к нарушению закона сохранения импульса. Чтобы убедиться в этом, предположим, что энергией и импульсом электрона до его взаимодействия с фотоном можно пренебречь и что после взаимодействия скорость электрона в направлении движения фотона равна v . Напишем закон сохранения энергии для случая полного поглощения фотона электроном

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu \quad (113)$$

и закон сохранения импульса, приравнявая импульс электрона после столкновения исчезнувшему теперь импульсу фотона:

$$mv = \frac{h\nu}{c} \quad (114)$$

Из (113) и (114) получаем

$$v = 2c. \quad (115)$$

Если бы мы учли изменение массы электрона со скоростью, то мы получили бы

$$v = c. \quad (116)$$

И тот и другой результат абсурдны, так как противоречат закону фотоэффекта Эйнштейна и данным опыта. Поэтому необходимо предположить, что в элементарном акте фотоэффекта должны участвовать, кроме фотона и электрона, ещё другие тела, или по крайней мере одно тело, принимающее на себя часть импульса фотона. Это может иметь место только в том случае, если электроны не абсолютно свободны, а связаны силовым полем с ионами металла. Таким обра-

зом при построении теории фотоэффекта в металлах нельзя пользоваться приближением, допускающим, что электроны в металле свободны. Второй вопрос, возникающий при построении теории фотоэффекта, это учёт вероятности поглощения кванта электроном, находящимся в каком-либо данном энергетическом состоянии. Для решения задачи о влиянии поглощения квантов излучения на движение электронов в металле в современных теориях фотоэффекта движение электронов в металле описывают при помощи уравнений волновой механики и подсчитывают возмущение электронных волн электрическим полем световой волны, или, выражаясь языком волновой механики, возмущение собственных функций электронов.

Первый построил таким путём теорию фотоэффекта Венцель в 1929 г. [332] (см. также [309], стр. 211—216.) Затруднение с законом сохранения импульса Венцель пытается обойти, принимая во внимание затухание световой волны в металле. Затухающую волну можно разложить в ряд Фурье так, что отдельным членам этого ряда соответствуют одинаковые частоты, но разные длины волн [333], что в конечном итоге позволяет удовлетворить одновременно как закон сохранения энергии, так и закон сохранения импульса. Венцель до некоторой степени учитывает также связь электронов проводимости с металлом в целом, так как состояние электронов он характеризует стоячими электронными волнами, образующимися вследствие отражения от граней прямоугольного куска металла. В случае тонких металлических плёнок, насквозь пронизываемых светом, такая постановка вопроса может найти своё оправдание. Приводим кратко основные моменты теории Венцеля для иллюстрации общего хода решения в волномеханических теориях фотоэффекта.

Пусть λ — длина волны де Бройля, определяемая соотношением

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (117)$$

Введём величину

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (118)^1$$

и выразим через k импульс электрона p и его кинетическую энергию $\mathcal{E}$. Принимая во внимание соотношение (117), находим:

$$p = mv = \frac{h}{\lambda} = k \frac{h}{2\pi}. \quad (119)$$

Таким образом, k представляет собой вектор, пропорциональный импульсу электрона. k численно равно импульсу электрона, если измерять импульс в единицах $\frac{h}{2\pi}$ (элементарный импульс). Численное значение k называется «волновым числом».

¹⁾ Не смешивать здесь k с постоянной Больцмана.

Далее имеем; для кинетической энергии электрона

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{8\pi^2 m}. \quad (120)$$

Полную энергию электрона можно выразить через некоторую частоту ν_e , написав соотношение:

$$\mathcal{E} = \hbar \nu_e. \quad (121)$$

(120) и (121) дают связь между k и ν_e в виде

$$k^2 = \mu \nu_e, \quad \text{где} \quad \mu = \frac{8\pi^2 m}{\hbar} \quad (122)$$

Пусть интересующий нас металл ограничен плоскостями, перпендикулярными к осям X , Y и Z . Выражение для стоячей электронной волны в металле Венцель пишет в виде:

$$\Psi_0 = A \sin \frac{2\pi x}{\lambda_x} \sin \frac{2\pi y}{\lambda_y} \sin \frac{2\pi z}{\lambda_z} e^{2\pi i \nu_e t}. \quad (123)$$

Здесь λ_x — отрезок, отсекаемый на оси X двумя плоскостями, проведенными перпендикулярно к направлению распространения плоских волн в начале и в конце одной волны. Аналогичные значения имеют λ_y и λ_z .

Пусть

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}; \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}; \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}. \quad (124)$$

Нетрудно видеть, что k_x , k_y , k_z являются компонентами вектора k . Если α — угол между направлением распространения волны и осью X , то $\lambda_x = \frac{\lambda}{\cos \alpha}$ и, следовательно,

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha = k \cos \alpha \quad \text{и т. д.} \quad (125)$$

и (123) можно переписать в виде:

$$\Psi_0 = A \sin k_x x \cdot \sin k_y y \cdot \sin k_z z \cdot e^{2\pi i \nu_e t}. \quad (126)$$

Величины λ_x , λ_y , λ_z , k_x , k_y , k_z должны удовлетворять обычному условию образования стоячих волн.

Поэтому должно быть:

$$k_x = \frac{\pi n_x}{l_x}; \quad k_y = \frac{\pi n_y}{l_y}; \quad k_z = \frac{\pi n_z}{l_z}, \quad (127)$$

где l_x , l_y , l_z — длины ребер прямоугольного куска металла, параллельных осям X , Y и Z , а n_x , n_y и n_z — любые положительные целые числа.

Электрический вектор световой волны, падающей на поверхность металла при $x=0$, Венцель приравнивает для точек внутри металла:

$$E = E_0 e^{-\alpha x} \cos [2\pi \nu_e t - (Kr)], \quad (128)$$

где K имеет то же значение в отношении световой волны, какое имеет h в отношении электронных волн. Функция Ψ_0 удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{8\pi^2m}\Delta\Psi_0 + \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial\Psi_0}{\partial t} - U\Psi_0 = 0, \quad (129)$$

где U — потенциальная энергия электрона¹⁾. Электрическое поле световой волны возмущает движение электрона. Возмущённому движению соответствует функция Ψ , удовлетворяющая уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{8\pi^2m}\Delta\Psi + \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial\Psi}{\partial t} - U\Psi = \\ = \frac{eh}{8\pi^2mv} e^{-ax-i(Kr)+2\pi i\nu t} E_0 \text{grad}\Psi. \end{aligned} \quad (130)$$

Пользуясь методом возмущения, Венцель полагает, что Ψ можно представить в виде

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_1. \quad (131)$$

В таком случае (129) и (130) дают

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{8\pi^2m}\Delta\Psi_1 + \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial\Psi_1}{\partial t} - U\Psi_1 = \\ = \frac{eh}{8\pi^2mv} e^{-ax-i(Kr)+2\pi i\nu t} E_0 \text{grad}\Psi_0. \end{aligned} \quad (132)$$

В правой части выражения (132) под знаком $\text{grad}\Psi$ приближённо заменено через Ψ_0 . Квадрат модуля $|\Psi_0|^2$ даёт, как известно, вероятность нахождения электрона в данной точке (x, y, z) и в данном энергетическом состоянии до возмущения световой волной. $|\Psi|^2$ даёт ту же вероятность после возмущения. Так как $\Psi_1 = \Psi - \Psi_0$, то $|\Psi_1|^2$ даёт вероятность перехода электрона, находящегося в данной точке металла, из состояния Ψ_0 в состояние Ψ . Интеграл

$$Z_1 = \iiint |\Psi_1|^2 dx dy dz, \quad (133)$$

распространённый по всему металлу, даёт вероятность перехода какого-либо одного электрона из общего числа свободных электронов в металле из состояния Ψ_0 в состояния Ψ_1 или, другими словами, вероятность поглощения проникшего в металл кванта света каким либо электроном проводимости металла.

Разложение Ψ_1 в ряд Фурье приводит к выражению

$$\Psi_1 = \sum_{k'} a(k't) e^{i(K'r)+2\pi i\nu_e t}, \quad (134)$$

¹⁾ В своей оригинальной работе Венцель пишет вместо $U_0 c^2$, энергия покоя электрона, включая в это выражение и потенциальную энергию электрона в постоянном поле внутри металла.

где $a(k't)$ — коэффициент ряда, а через k' обозначена величина, аналогичная величине k в случае невозмущённого электрона.

Вычисляя коэффициенты a , Венцель находит

$$a(k') = \frac{1}{t_x t_y t_z} \frac{eh}{8\pi^2 m \nu} \frac{e^{\frac{2\pi i}{h}(\hbar\nu + W_0 - W)t} - 1}{\hbar\nu + W_0 - W} \times \\ \times \int_0^{t_x} \int_0^{t_y} \int_0^{t_z} dx dy dz e^{-ax - i(K + \kappa_1' r)} (E_0 \text{grad } U_0), \quad (135)$$

где

$$U_0 = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z.$$

Дальнейшие вычисления приводят к выражению для Z_1 :

$$Z_1 = \frac{t}{t_x} \frac{16\pi^3 m e^2}{h^3} \left(\frac{h}{8\pi^2 m \nu} \right)^2 k_x^2 \times \\ \times \left\{ E_x^2 + \frac{h}{8\pi^2 m \nu} \left[\frac{1}{2} k_x^2 E_x^2 + k_y^2 E_y^2 + k_z^2 E_z^2 \right] + \dots \right\}. \quad (136)$$

В ходе вычисления выясняется, что из всевозможных случаев взаимодействия электрического поля световой волны с электронами наиболее вероятно полное поглощение энергии светового кванта электроном — коэффициенты $a(k')$ имеют в этом случае, как это видно из выражения (135), наибольшую величину. То же повторяется и при вычислении интеграла (133). При этом скорость электрона по оси X изменяется согласно соотношению

$$k_x'^2 = k_x^2 + \frac{8\pi^2 m \nu}{h}, \quad (137)$$

в то время как остальные компоненты скорости остаются почти без изменения

$$k_y' \approx k_y; \quad k_z' \approx k_z. \quad (138)$$

При $\hbar\nu$ большем, чем эффективная работа выхода φ , (133) даёт вероятность вылета электрона, имевшего до поглощения света металлом компоненты импульса k_x, k_y, k_z . Чтобы найти весь фототок с металла, надо ещё просуммировать вероятность Z_1 по всем электронам проводимости и результат, отнесённый к единице времени, помножить на заряд e электрона. Суммирование производится путём интегрирования по dk_x, dk_y, dk_z в пространстве импульсов: (а) при $\hbar\nu > W_a$ по всей сфере, занятой в этом пространстве электронами при абсолютном нуле (сфера Ферми); (б) при $W_a - W_i < \hbar\nu < W_a$ интегрирование производится лишь по шаровому слою, внутренний радиус которого определяется соотношением

$$k = \sqrt{\frac{8\pi^2 m (\nu_a - \nu)}{h}}, \quad (139)$$

где $\nu_a = \frac{W_a}{h}$. Этот радиус соответствует наименьшей энергии тех электронов, которые могут быть вырваны из металла светом частоты ν .

В окончательном результате фототок с единицы поверхности оказывается равным: в случае (а) ($\nu > \nu_a$) (что имеет место в дальнейшей ультрафиолетовой области спектра)

$$I = \frac{2e^2}{15\pi h^2} \bar{\nu}^{+\frac{5}{2}-\frac{7}{2}} \left\{ E_x^2 + \frac{1}{14} \frac{\bar{\nu}}{\nu} \left[3E_x^2 + 2E_y^2 + 2E_z^2 \right] + \dots \right\}. \quad (140)$$

Здесь $\bar{\nu} = \frac{W_t}{h}$, E_x, E_y, E_z — компоненты электрического вектора световой волны по оси X , перпендикулярной к поверхности металла, и по осям Y и Z , параллельным этой поверхности.

В случае (б) $\nu_a - \bar{\nu} < \nu < \nu_a$ (область спектра, непосредственно примыкающая со стороны коротких волн к границе фотоэффекта $\nu_0 = \nu_a - \bar{\nu}$)

$$I = \frac{2e^2}{15\pi h^2} \left\{ \left[\bar{\nu}^{+\frac{5}{2}} - (\nu_a - \nu)^{\frac{5}{2}} \right] \bar{\nu}^{-\frac{7}{2}} E_x^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{14} \left[\bar{\nu}^{+\frac{7}{2}} - (\nu_a - \nu)^{\frac{7}{2}} \right] \bar{\nu}^{-\frac{9}{2}} \left[3E_x^2 + 2E_y^2 + 2E_z^2 \right] + \dots \right\}. \quad (141)$$

Выражения (140) и (141) показывают, что различные компоненты электрического вектора световой волны имеют неодинаковое значение для фотоэффекта. В первый основной член выражения (141) входит только компонента E_x , перпендикулярная к поверхности металла. Согласно (141) в области $\nu_a - \bar{\nu} < \nu < \nu_a$ фототок имеет максимум. Таким образом теория Венцеля приводит к векториальному, селективному фотоэффекту.

Фрёлих несколько подробнее развил теорию Венцеля в применении к тонким плёнкам металла [334].

Большую ясность в вопросе о том, какие же электроны могут быть вырваны светом из металла без нарушений закона сохранения импульса благодаря их связи с кристаллической решёткой металла, внесла теория Тамма [333]. Тамм отдельно рассматривает действие света на электроны, находящиеся в очень тонком слое у самой поверхности металла, где сосредоточено поле, вызывающее наличие потенциального барьера, и на электроны во внутренних областях металла, где электроны находятся в периодическом (в пространстве) поле ионов пространственной решётки. Эмиссию первых под действием света Тамм называет «поверхностным» фотоэффектом, эмиссию последних — «внутренним» фотоэффектом¹⁾.

¹⁾ Не смешивать с обычным значением этого термина — изменение проводимости кристаллов под действием света.

Данное Таммом решение задачи возмущения электронной волны светом приводит к ещё более сложному выражению для силы фототока с единицы поверхности металла, чем теория Венцеля.

Кривая спектральной характеристики обладает по Тамму селективным максимумом, и имеет место векториальный эффект.

При решении задачи о внутреннем фотоэффекте Тамм принимает кристаллическую решётку металла за кубическую решётку простейшего типа и для собственной функции электронов Ψ в поле такой решётки пишет

$$\Psi_{k_x k_y k_z} = e^{i(2\pi v_{ek} x^k y^k z^k - k_x x - k_y y - k_z z)} u_{k_x k_y k_z}(xyz), \quad (142)$$

где u — периодическая функция координат, период которой равен постоянной кубической решётки a . Тамм допускает, что соотношение (122), справедливое для свободных электронов, остаётся справедливым и для электронов, слабо связанных полем решётки. Значение вектора k после поглощения светового кванта будем попрежнему обозначать через k' . Тогда, выражая энергию электрона $\mathcal{E}$ через соответствующие частоты (т. е. полагая $\mathcal{E} = h\nu_0$), можем написать:

$$\nu_{e_{k'x} k'y k'z} = \nu_{e_{k_x k_y k_z}} + \nu. \quad (143)$$

Согласно электронной теории металлов, при учёте периодического поля кубической ионной решётки, возможны только такие переходы электронов из одного энергетического состояния в другое, при которых соблюдаются равенства:

$$k'_x = k_x \pm \frac{2\pi}{a} m_x; \quad k'_y = k_y \pm \frac{2\pi}{a} m_y; \quad k'_z = k_z \pm \frac{2\pi}{a} m_z, \quad (144)$$

где m_x, m_y, m_z — какие-либо положительные целые числа или нуль.

Из (122), (127) и (126) следует

$$\mu\nu = \sum_{i=x,y,z} \left\{ \left(k_i \pm \frac{2\pi}{a} m_i \right)^2 - k_i^2 \right\}. \quad (145)$$

Введём обозначения

$$k_0 = \frac{2\pi}{a}; \quad k_0^2 = \mu\nu_0; \quad (146)$$

(145) приведётся тогда к виду:

$$\nu = \nu_0 \sum_{i=x,y,z} m_i^2 \left(1 \pm \frac{2k_i}{k_0 m_i} \right). \quad (147)$$

Так как согласно определению частоты $\bar{\nu}$

$$h\bar{\nu} = W_i = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (148)$$

импульс $\bar{k}$, соответствующий W_i , удовлетворяет равенству

$$\bar{v} = \frac{1}{\mu} \bar{k}^2, \quad (149)$$

то

$$\bar{k} = \pi \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (150)$$

Если считать число электронов проводимости в 1 см^3 металла равным числу атомов металла, что близко к действительности, то в случае простой кубической решётки $n = \frac{1}{a^3}$. Подставляя это значение n в (150) и заменяя $\frac{2\pi}{a}$ через k_0 , находим:

$$\frac{2\bar{k}}{k_0} = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} < 1. \quad (151)$$

При абсолютном нуле температуры в (147) любое k_i меньше, чем $\bar{k}$ — наибольший импульс при $T=0$ и, следовательно, в (147)

$$\frac{2k_i}{k_0} < 1.$$

Поставим вопрос: какова согласно условию (150) наименьшая частота светового кванта, который может быть поглощён электроном проводимости металла, имеющим компоненты импульса k_x, k_y, k_z ?

Отбрасывая значение нуль, соответствующее $m_x = m_y = m_z = 0$, находим наименьшее значение для v , положив одно из чисел m_x, m_y, m_z равным единице, а два других равными нулю:

$$v_{\min} = v_0 \left(1 - \frac{2k_x}{k_0} \right), \quad (152)$$

и обратно, находим, что квант света частоты v может быть поглощён лишь электронами, для которых компоненты импульса удовлетворяют соотношению:

$$k_i \leq \frac{1}{2} k_0 \left(1 - \frac{v}{v_0} \right), \quad (153)$$

где $i = x, y, z$.

Проведём ось X перпендикулярно к поверхности металла. Мы можем написать условие, необходимое для того, чтобы электрон после поглощения кванта света мог выйти из металла, так:

$$W + hv \geq W_a \quad \text{или} \quad hv_e + hv \geq hv_a \quad (154)$$

или в виде

$$\frac{h}{\mu} k_i'^2 = h \left(\frac{1}{\mu} k_i^2 + v \right) \geq hv_a, \quad (155)$$

или

$$k_i^2 + \mu(v - v_a) \geq 0. \quad (156)$$

При данной частоте света v выйти из металла могут электроны, поглотившие квант света, импульс и энергия которых удовлетворяли

до поглощения соотношению (156). Но так как $h\nu$ и ν , кроме этого соотношения, связаны ещё условием поглощения кванта света электроном (154), по которому поглотить квант могут только медленные электроны, то выход электронов при «внутреннем» фотоэффекте оказывается возможным только, если частота света превышает некоторую новую, граничную частоту внутреннего фотоэффекта ν'_g . Эта частота оказывается много большей, чем граничная частота внешнего фотоэффекта ν_g . ν'_g находим, исключая из неравенства (156) сперва $h\nu$, а затем $h\nu_0$ на основании условия (152) и определения (146).

Находим после ряда простых преобразований:

$$\nu^2 + 2\nu_0\nu + \nu_0^2 - 4\nu_0\nu_a \geq 0, \quad (157)$$

и отсюда

$$\nu \geq 2\sqrt{\nu_0\nu_a} - \nu_0$$

и, следовательно,

$$\nu'_g = 2\sqrt{\nu_0\nu_a} - \nu_0. \quad (158)$$

Если принять для калия $\lambda_g = 6200 \text{ \AA}$, а $\bar{\lambda} = \frac{c}{\nu} = 6050 \text{ \AA}$, то для λ'_g получается значение $\lambda'_g = 3850 \text{ \AA}$. Для Na $\lambda'_g = 4000 \text{ \AA}$.

Для металлов с большой эффективной работой выхода, для которых λ_g лежит в более или менее близкой области ультрафио-

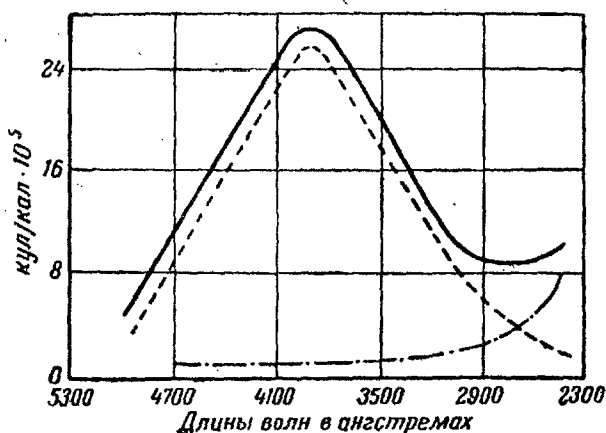


Рис. 68. Теоретическая спектральная характеристика по Тамму.

летового спектра, λ'_g лежит в далёкой ультрафиолетовой области. Например, для серебра λ'_g оказывается равным $1880 \text{ \AA}$. Поэтому обнаружить «внутренний» фотоэффект Тамма легко только в случае щелочных металлов. Тамм иллюстрирует количественное соотношение

внешнего и внутреннего фотоэффекта теоретическими кривыми рис. 68, построенными для калия.

Дальнейший шаг в построении теории фотоэффекта для чистых металлов сделал Митчел [336]. В отличие от Венцеля и Тамма Митчел учитывает электрическое поле световой волны не как поле простой синусоидальной волны, распространяющейся в металле, а в согласии с описанными выше опытами Айвеса и Фрея, принимает во внимание отражение и преломление света у поверхности металла и вводит, таким образом, в свои формулы оптические константы металла. При вычислении поля световой волны Митчел пользуется формулами классической оптики. Подсчёт ведётся, полагая, что оптические константы среды претерпевают скачкообразное изменение при переходе из вакуума или газа в металл. Форма потенциального барьера также идеализируется как резкий скачок. Дальнейшее развитие этой теории Митчелом и др. [336—340, 354] шло по линии подсчёта отражения и преломления с учётом квантовых законов и наличия переходного слоя, в котором оптические константы непрерывно изменяются в пространстве, а также по линии более точного учёта формы потенциального барьера.

Формулы, к которым приходит новейшие теории фотоэффекта, очень громоздки, и результаты получаются во всё более и более неясной форме. Вместе с тем, всё ещё значительные упрощения, вводимые в них, не дают хорошего совпадения с опытом. Такому совпадению мешают также ограниченные и неточные данные относительно некоторых констант и не всегда поддающиеся точному учёту условия опыта (состояние, строение и чистота поверхности металла).

§ 8. Фотоэффект со сложных катодов. Его объяснение по Дебуру и Тэвису. В настоящее время в области практических приложений фотоэффекта широкое распространение получили фотоэлементы с так называемыми *сложными катодами*. Основным, наиболее часто применяемым представителем таких катодов является кислородно-цезиевый катод. Чувствительность вакуумных фотоэлементов с кислородно-цезиевым катодом доходит до 50 $\mu\text{A}/\text{люмен}$ при обычных размерах площади поверхности катода (около 10 см^2), тогда как наибольшая чувствительность фотоэлементов с сенсibilизированным калиевым катодом 4 $\mu\text{A}/\text{люмен}$.

Кислородно-цезиевые катоды имеют подкладку из серебра в виде серебряной пластинки или в виде слоя серебра, осаждённого на стекле химическим путём, или посредством термического или катодного распыления. Колба фотоэлемента с серебряной пластинкой или слоем подвергается обычному обезгаживанию при прогреве в электрической печи. Затем серебряная подкладка окисляется путём наполнения колбы кислородом и электрического разряда.

Слой окиси серебра должен иметь определённую толщину, которая на практике устанавливается по окраске, принимаемой окисленной поверхностью. Колба фотоэлемента снабжена отростком О рис. 69,

содержащим смесь хлористого цезия и металлического кальция, заключённую в открытый с концов никелевый цилиндр Q . Отросток O при прогреве колбы находится вне печи. После окисления серебра кислород откачивается, и на отросток O на короткое время надвигается соленоид, включённый в цепь генератора высокой частоты. Под действием токов Фуко цилиндр Q нагревается до высокой температуры, в смеси $CsCl$ и Ca происходит реакция восстановления цезия. Для

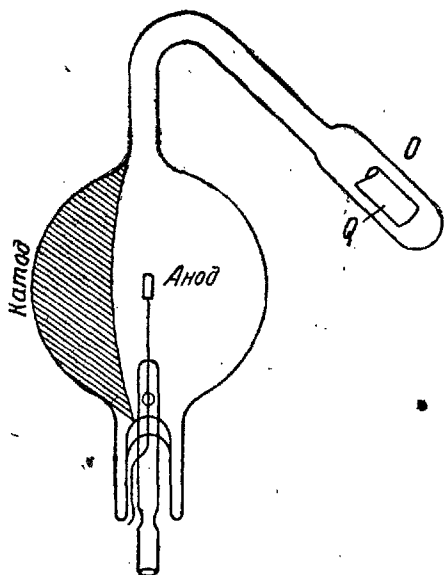


Рис. 69. Колба кислородно-цезиевого фотоэлемента.

перегонки восстановленного цезия в колбу фотоэлемента колба вместе с отростком O накрывается закрытой со всех сторон электрической печью и температуру последней поднимают до $195^{\circ}C$. Пары цезия восстанавливают окись серебра, образуя слой окиси цезия, содержащей отдельные атомы, а также отдельные более крупные частицы серебра. При дальнейшей перегонке цезия поверх слоя окиси цезия образуется тонкий слой металлического цезия, адсорбированного на поверхности окиси. Такой катод обладает при температуре, при которой происходит перегонка цезия не только очень большой фотоэлектрической чувствительностью, но и большой термоэлектронной эмиссией. При

дальнейшем осаждении цезия на поверхности катода чувствительность последнего начинает уменьшаться. Чтобы поймать момент наибольшей чувствительности катода, во внешнюю цепь анод — катод включают источник постоянного электрического напряжения и стрелочный гальванометр. Гальванометр показывает ток термоэлектронной эмиссии с катода. В момент достижения этим током максимума печь быстро снимают с фотоэлемента, прекращая этим перегонку цезия. Затем отросток O отпаивают. В случае, если чувствительность фотоэлемента оказывается недостаточной и есть основание предполагать, что это происходит от избытка цезия на катоде, фотоэлемент вновь накрывают печью и сгоняют некоторое количество цезия с катода на стенки, вновь следя за термоэлектронным током.

Если при окислении серебряной подкладки сложного катода окисление серебра чередовать несколько раз с восстановлением в атмосфере водорода, то слой окиси серебра получается рыхлым

и после обработки парами цезия содержит не только частицы серебра, но и частицы цезия. Это оказывает определённое влияние на чувствительность и на спектральную характеристику катода. Строение сложного кислородно-цезиевого катода изображено схематически на рис. 70.

Кроме кислородно-цезиевых сложных катодов, применяются также и серно-цезиевые, отличающиеся от кислородно-цезиевых только тем, что окисление заменено в них образованием сернистого соединения.

В кислородно-цезиевых и подобных им сложных катодах мы имеем одноатомную плёнку цезия, лежащую не непосредственно на металле и не на тонкой прослойке покрывающего металл соединения, а на сравнительно толстом слое окисла, являющегося полупроводником и содержащего вкрапленные металлические частицы. Механизм фотоэффекта из таких катодов существенно отличается от селективного фотоэффекта, рассмотренного нами выше. Одним изменением работы выхода электронов наблюдаемые в сложных катодах явления объяснить нельзя. Фотоэффект со сложных катодов тщательно исследовали голландский физик Дебур и его сотрудники [139, 389]. (Там же, см. список литературы.)

Исходным пунктом теории Дебура является положение, что потенциал ионизации атома понижается, если атом находится в сильном электрическом поле. Это уменьшение энергии, необходимой для отрыва

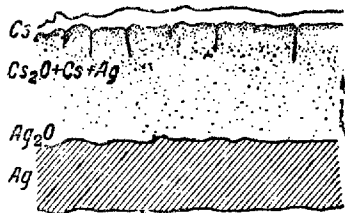


Рис. 70. Строение «сложного» кислородно-цезиевого катода.

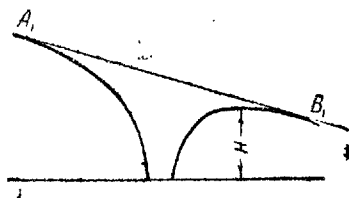
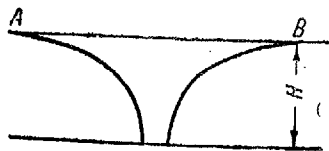


Рис. 71—72. Схема потенциального барьера атома: 71 — при отсутствии внешнего поля, 72 — при наличии внешнего поля.

электрона от атома, можно наиболее наглядно иллюстрировать, изобразив внутриатомное поле, удерживающее электрон в атоме, в виде потенциального барьера. При отсутствии внешнего поля высота барьера должна быть одинакова для любых направлений вылета электрона, барьер должен быть симметричен и его сечение должно изображаться кривой рис. 71. Прямая AB соответствует постоянному

потенциалу вне атома. Когда атом находится в электрическом поле, внешний потенциал уже не постоянен и изображается наклонной прямой A_1B_1 , рис. 72. В соответствии с этим меняется и форма потенциального барьера атома. В том направлении, в котором внешний потенциал увеличивается, край потенциального барьера атома приподнят, в противоположном направлении загнут книзу — рис. 72. Высота потенциального барьера H и, следовательно, энергия, необходимая для ионизации атома, уменьшаются. Так называемые «молекулярные силы», удерживающие адсорбированные атомы какого-либо вещества на поверхности твёрдого тела, являются силами электрическими. Каждый атом, адсорбированный на поверхности твёрдого

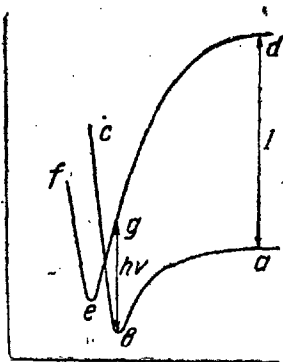


Рис. 73. Кривые потенциальной энергии атома Cs cba и иона Cs $dgef$ при взаимодействии с атомом F.

тела, находится в сильном молекулярном электрическом поле; поэтому ионизационный потенциал адсорбированного атома ниже, чем ионизационный потенциал свободного атома в газообразной фазе. Такое же заключение можно вывести и из рассмотрения кривых зависимости потенциальной энергии адсорбированного атома и адсорбированного иона от их расстояния от поверхности адсорбирующего тела. Молекулярные силы отличаются той особенностью, что при большом расстоянии двух взаимодействующих молекул или атомов эти силы являются силами притяжения; при очень малых расстояниях — силами отталкивания. В первом случае результирующая всех сил притяжения между разноимёнными зарядами (ядер и электронов) больше, чем

результирующая сила отталкивания между одноимёнными зарядами; во втором — имеет место обратное. Поэтому кривая потенциальной энергии взаимодействия двух атомов или молекул, а также кривая энергии адсорбции имеют всегда вид, соответствующий кривой cba рис. 73. На этом рисунке по оси ординат отложена потенциальная энергия, по оси абсцисс — расстояние между центрами частиц или же расстояние частицы от адсорбирующей поверхности. В точке b притяжение как раз компенсирует отталкивание, потенциальная энергия имеет минимум; расстояние точки b от оси ординат соответствует расстоянию, на котором частицы находятся в равновесии. В точке a молекулярные силы, весьма быстро убывающие с расстоянием, становятся настолько малы, что ими можно пренебречь и рассматриваемый атом или молекулу считать свободными. Энергия адсорбции равна разности ординат точек a и b . При приближении друг к другу или к адсорбирующей поверхности молекулы и атомы поляризуются, т. е. в частицах, не имеющих дипольного строения, возникают диполи,

в имеющих — момент диполя увеличивается. Между молекулами не поляризующимися действуют силы Ван дер Ваальса. Наличие последних наглядно можно объяснить тем, что хотя частица и не поляризована, если рассматривать её состояние как среднее во времени, но в отдельные моменты благодаря движению электронов и ядер диполи в ней имеются. Более строгое обоснование сил Ван дер Ваальса даёт волновая механика. Наконец, волновая механика приводит ещё к существованию между атомами так называемых обменных сил. Природа этих сил та же, что и кулоновского взаимодействия. Но обосновать их наличие, не пользуясь представлениями квантовой механики, не представляется возможным (см. [388], стр. 434—435).

В случае, когда мы имеем дело с ионами, ко всем этим силам надо прибавить ещё кулонову силу взаимодействия между разноимёнными зарядами двух ионов или между зарядом адсорбируемого иона и зарядами противоположного знака, наведёнными им на адсорбирующем теле. Поэтому силы, удерживающие адсорбированный ион, больше чем в случае адсорбции нейтральных атомов или молекул. Больше и энергия адсорбции иона, т. е. больше разность ординат кривой энергии в точках, соответствующих свободному и адсорбированному иону. Это приводит к кривой энергии адсорбированного иона *fed* на рис. 73. Энергия ионизации свободного атома равна разности ординат точек *a* и *d*.

Согласно так называемому принципу или правилу Франка-Кондона, установленному экспериментально при изучении электронных переходов в молекуле, имеющих место при излучении полосатых спектров, при ионизации путём поглощения света адсорбированный атом цезия переходит в состояние, соответствующее точке *g*, а не непосредственно точке *d*, так как расстояние ядра атома или иона от адсорбирующей поверхности (или в более общем случае от той частицы, с которой атом связан) не успевает измениться и начинается колебательное движение ядра около нового положения равновесия. Сравнение потенциальных кривых нейтральной частицы и иона показывает, что энергия перехода адсорбированного атома цезия в состояние иона, равная разности ординат точек *b* и *g*, меньше, чем энергия ионизации свободного атома цезия.

В сложных катодах под верхним слоем цезия лежит слой окиси цезия. Окись цезия — кристаллическое тело, но поверхность слоя Cs_2O на катоде не представляет собой идеальной грани монокристалла. В некоторых её элементах мы найдём рёбра и трёхгранные углы отдельных выступающих над поверхностью кристалликов, в других — углубления. Молекулярное поле в различных точках поверхности будет различно. Там, где есть выступы, оно особенно сильно. Эти места особенно активны в отношении адсорбции цезия. Дебур устанавливает, что ионы, удерживаемые кулоновыми силами, и атомы, удерживаемые путём их поляризации, адсорбируются преимущественно в тех точках поверхности, где имеются выступающие рёбра, углы

или «острия». При этом ионы располагаются непосредственно над ионами адсорбирующего тела. Друг друга они отталкивают. Атомы, удерживаемые на поверхности силами Ван дер Ваальса, ведут себя иначе. Их адсорбция больше на элементах поверхности, представляющих собой углубления, щели и входящие углы. Располагаются атомы не против узлов кристаллической решётки адсорбирующего тела, а против центра какой-либо элементарной ячейки поверхности кристалла. Адсорбированные атомы притягивают друг друга. На плоских элементах поверхности этот случай адсорбции атомов преобладает над адсорбцией под действием поляризационных сил, тогда как в «активных» точках имеет место обратное. Все эти положения Дебур применяет к случаю различных катодов с тонкими плёнками одного вещества на другом.

Согласно Дебур фотоэффект со сложных катодов обуславливается не выходом из катода электронов проводимости, поглотивших энергию светового кванта, а фотоионизацией атомов цезия, адсорбированных на сравнительно толстом слое окиси цезия. Положение границы фотоэффекта и чувствительность сложного фотокатода зависят от строения поверхности слоя окисла, от числа имеющихся на поверхности активных точек и от напряжённости молекулярного поля в этих точках. Толщина, строение и другие свойства слоя окисла, промежуточного между серебряной подкладкой катода и эмиттирующим фотоэлектронны тонким поверхностным слоем цезия, оказываются тоже не безразличными для хода кривой спектральной характеристики катода. Электроны, эмиттируемые при фотоионизации адсорбированных атомов цезия, возмещаются за счёт электронов, приходящих из серебряной подкладки через промежуточный слой окисла. Поэтому на чувствительность сложного фотокатода влияет величина электропроводности промежуточного слоя. Этот слой представляет собой полупроводник. Как таковой он может обладать и ионной (электролитической) и электронной проводимостью. Уровни энергии электронов в полупроводнике имеют вид отдельных дискретных более или менее широких полос. Возможность участвовать в прохождении тока через полупроводник связана для электрона с его положением в той или иной энергетической полосе. Все уровни энергии в нижних полосах заполнены. Электрон, находящийся в состоянии, соответствующем одному из уровней заполненной полосы, не может изменить своего состояния под действием приложенного внешнего электрического поля и поэтому не может участвовать в прохождении электрического тока через полупроводник. Роль электронов проводимости играют только электроны верхней не полностью заполненной энергетической полосы. Переход электрона в верхнюю полосу может происходить за счёт энергии теплового движения нейтральных частиц. Чем больше полос и чем ближе они расположены одна от другой, тем легче совершается этот переход. Наличие в полупроводнике посторонних примесей в виде частиц другого вещества, в част-

ности в виде металлических частиц, изменяет число и положение полос дозволенной энергии электронов и распределение электронов по этим полосам в сторону увеличения числа электронов проводимости. Этим объясняется влияние свойств промежуточного слоя на чувствительность и на спектральную характеристику катода. Кроме того, свет достаточно короткой длины волны не только производит ионизацию адсорбированных атомов цезия, но, проникая в промежуточный слой оксида, освобождает электроны из вкрапленных в этот слой частиц металла, что тоже отзывается на спектральной характеристике.

Спектральная характеристика кислородно-цезиевого катода имеет два максимума — один в области малых частот около $4000 \text{ \AA}$, другой в области больших частот в начале инфракрасной области спектра. Сравнение спектральных характеристик сложных катодов, у которых подкладкой во всех случаях служило серебро, а щелочные металлы, восстанавливающие в процессе формирования катода окись серебра и образующие адсорбированный внешний слой, были различны, показало, что максимум спектральной характеристики в коротковолновой области спектра приходится у всех этих катодов на одну

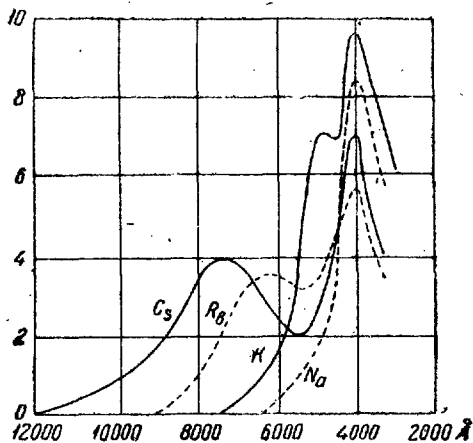


Рис. 74. Ход спектральной характеристики «сложных» катодов с различными щелочными металлами. По оси абсцисс отложена длина волны падающего света; по оси ординат — сила фототока в условных единицах.

и ту же длину волны, тогда как граница фотоэффекта и положение максимума в длинноволновой области различны для различных щелочных металлов — рис. 74. Отсюда Дебур делает заключение, что максимум в коротковолновой области обязан своим происхождением металлу подкладки. Можно предполагать, что в этом максимуме электроны вырываются из вкрапленных в промежуточный слой частиц серебра, а максимум в длинноволновой части обуславливается фотоэмиссией из поверхностной плёнки щелочного металла (см. также [403]).

По толщине и строению промежуточного слоя окиси Дебур различает следующие типы серебряно-кислородно-цезиевых катодов:

Тип $[\text{Ag}] - \text{O}, \text{Cs}$. Серебро окислено с поверхности и покрыто одноатомным слоем цезия. Метод изготовления: чистая серебряная поверхность прогревается в атмосфере кислорода, избыток кислорода откачивается. Перегоняется цезий. Такой катод не является ещё

сложным катодом. Увеличение чувствительности и передвижение границы фотоэффекта в сторону длинных волн объясняется уменьшением работы выхода. Максимум спектральной характеристики в видимой и в инфракрасной части спектра нет; единственный имеющийся налицо максимум лежит, примерно, при 3500 Å.

Тип [Ag] — Cs₂O — Cs. Сравнительно тонкий слой цезия наносится на серебро, окисляется и затем покрывается новым тонким слоем цезия. Наличие слоя атомов цезия на подкладке из окиси цезия приводит здесь к появлению селективного максимума в красной части спектра, примерно при 6070 Å. Если при этом толщина слоя окиси цезия соответствует одномолекулярному слою, граница фотоэффекта λ_0 лежит около 9000 Å.

Тип [Ag] — Cs₂O, Ag — Cs. В этом случае промежуточный более или менее толстый слой окиси цезия содержит частицы серебра, повышающие электропроводность слоя. Способ изготовления: образование слоя окиси серебра и её восстановление цезием. Селективный максимум в области длинных волн лежит при 7100—8000 Å, граница — около 12 000 Å.

Тип [Ag] — Cs₂O, Ag, Me — Cs¹⁾ с избытком в промежуточном слое серебра или другого металла (например, золота). Избыточные металлические частицы вводятся в слой возгонкой постороннего металла на поверхность катода только что описанного типа и последующим прогреванием. Селективный максимум лежит при 7500—8000 Å и более, λ_0 то же, что в предыдущем случае. Наилучшие результаты получены при добавочном введении в слой частиц никеля, вольфрама или тантала.

Тип [Ag] — Cs₂O, Cs, Ag — Cs. Промежуточный слой содержит, кроме вкрапленных в него частиц серебра, частицы того металла, который образует внешнюю плёнку, в данном случае цезия. Это достигается путём придания слою окиси серебра особой рыхлости, вследствие чего при обработке этого слоя парами цезия происходит не только восстановление серебра, но и проникновение металлического цезия во внутрь слоя. Рыхлый пористый слой окиси серебра получается при окислении серебра в тлеющем разряде в кислороде (серебро — катод), а также при многократном окислении, чередующемся с восстановлением в атмосфере водорода. Граница фотоэффекта катодов этого типа доходит до 14 000 Å. Максимум кривой спектральной чувствительности лежит в области 7500—8000 Å и более.

Тип [Ag] — Cs₂O, Cs, Ag Me — Cs с избытком в промежуточном слое частиц серебра или другого металла. Катоды этого типа получают при дополнительном внесении в промежуточный слой добавочных металлических частиц — распылением на внешнюю повер-

1) Me обозначает какой-либо металл.

ность и прогревом или же путём частичного восстановления окисла серебра без последующего нового окисления перед обработкой парами цезия. Граница фотоэффекта в случае катодов этого типа доходит до $17.000 \text{ \AA}$. Максимум кривой спектральной чувствительности приходится на длины волн от 7500 до $8500 \text{ \AA}$.

В кислородно-цезиевых катодах наблюдается явление утомления [358]: при освещении катода светом чувствительность катода с течением времени уменьшается. Степень этого уменьшения зависит от толщины и строения промежуточного слоя и достигает иногда потери 75% начальной чувствительности. Некоторая доля утомления исчезает очень скоро после прекращения освещения катода. Дальнейшее восстановление чувствительности идёт очень медленно, причём полного восстановления не происходит. По теории Дебура процессы утомления и восстановления объясняются так. При фотоэффекте часть атомов поверхностной плёнки цезия превращается в ионы. При непрерывном освещении и сравнительно плохо проводящем промежуточном слое нейтрализация этих ионов электронами, проходящими к ним через слой окиси, задерживается; число атомов цезия с малым ионизационным потенциалом в поверхностном слое уменьшается. Вызванная этим эффектом доля утомления исчезает после прекращения освещения, так как при отсутствии дальнейшей ионизации наличные в поверхностном слое ионы нейтрализуются. С другой стороны, электрическое поле, возникающее в промежуточном слое между положительными ионами в поверхностной плёнке и отрицательно заряженной серебряной подкладкой, втягивает часть положительных ионов внутрь слоя. Положительный ион цезия, втянутый в промежуточный слой, рано или поздно нейтрализуется одним из электронов,двигающихся ему навстречу. Образовавшийся при этом нейтральный атом может вернуться в поверхностный слой лишь путём диффузии, что совершается лишь очень медленно и далеко не для всех атомов имеет место. Отсюда — необратимая доля утомления.

Придавая промежуточному слою соответствующую толщину и соответствующее строение и проводимость, можно значительно уменьшить или даже свести почти на-нет утомляемость сложного катода. Однако, чувствительность такого неутomляющегося катода сравнительно невелика (ориентировочно $15 \text{ \mu A/люмен}$ вместо $50 \text{ \mu A/люмен}$), так как чувствительность тоже определяется толщиной и строением промежуточного слоя.

Явление утомления и возможность избежать этого утомления соответствующей обработкой катода, основанной на теории Дебура, являются хорошим подтверждением теории. О фотоэффекте со сложных катодов см. также [358—375, 410—412, 404, 397, 408].

§ 9. Сурьяно-цезиевые катоды. В настоящее время значительную роль в технике играют нового рода катоды — сурьяно-цезиевые. Способ их изготовления следующий. На стенку колбы наносится

слой сурьмы испарением с вольфрамовой нити, нагреваемой током. Толщина слоя должна быть такова, чтобы через него ещё просвечивала нить лампы накаливания. Затем слой сурьмы обрабатывается

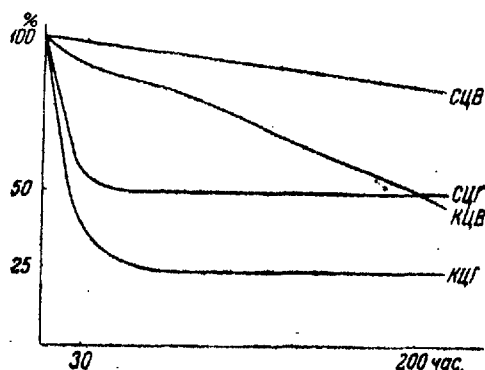


Рис. 75. Сравнительные кривые утомляемости кислородно-цезиевых и сурьмяно-цезиевых фотоэлементов.

парами цезия, перегоняемыми из боковой ампулки, до достижения максимума фототока, или до определённого цвета катода, после чего печь снимается, и боковая ампулка отпаивается. Затем следует

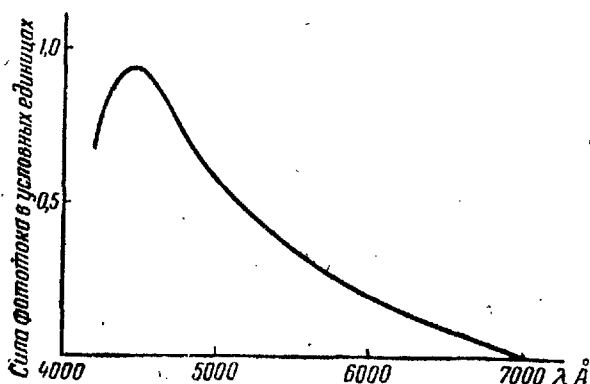


Рис. 76. Спектральная характеристика сурьмяно-цезиевых катодов в видимой части спектра.

вторичный прогрев для отгонки избытка цезия с контролем по фототоку. Чувствительность катода после этого достигает 20—35 $\mu\text{A}/\text{люмен}$. Затем производится окисление холодного катода кислородом или воздухом. Окисление увеличивает чувствительность

катода в 2—3 раза, доводя её до 100 $\mu\text{A}/\text{люмен}$. Слишком сильное окисление ведёт к потере чувствительности.

Утомление сурьмяно-цезиевых фотоэлементов много меньше утомления кислородно-серебряно-цезиевых. Сравнительные данные схематично показаны на рис. 75. Кривая СЦВ относится к вакуумным сурьмяно-цезиевым фотоэлементам, СИГ — к газонаполненным сурьмяно-цезиевым, КЦВ — к вакуумным кислородно-цезиевым, КИГ — к газонаполненным кислородно-цезиевым. По оси абсцисс отложена длительность освещения, по оси ординат — чувствительность в процентах от начальной чувствительности. Из кривых рис. 75 видно, что сурьмяно-цезиевые фотоэлементы теряют чувствительность в гораздо меньшей степени, чем кислородно-цезиевые. Другое преимущество сурьмяно-цезиевых фотоэлементов заключается в том, что они более стойки к температурным изменениям, чем кислородно-цезиевые. При повышении температуры до 130—160° чувствительность их не только не уменьшается, но даже увеличивается.

Максимум чувствительности сурьмяно-цезиевых фотокатодов лежит в видимой части спектра, что существенно для некоторых их применений. Спектральная характеристика сурьмяно-цезиевого катода схематически приведена на рис. 76.

Что касается природы фотоэмиссии с сурьмяно-цезиевых катодов, то высказано мнение, что мы имеем в этом случае также сложный катод типа, исследованного Дебуром, но есть и другие предположения [376—378]. О сурьмяно-цезиевых катодах см. также [398, 379—387, 399, 413—415, 409]. Дополнительно литература по всей четвертой главе [390—396].

ГЛАВА ПЯТАЯ.

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ [417—426].

§ 1. Вторичные электроны. Свободные электроны, которые появляются в газе или в высоком вакууме, в результате какого-либо элементарного процесса ионизации в объеме или на поверхности, принято называть вторичными электронами, а те частицы, которые вызывают появление вторичных электронов, — «первичными». «Эмиссия вторичных электронов» или «вторичная электронная эмиссия» в широком смысле слова обнимает собой все процессы выхода электронов из поверхности твёрдого или жидкого тела при ударах об эту поверхность каких-либо «первичных» частиц. В узком смысле слова *вторичной электронной эмиссией* называют выход вторичных электронов из поверхности тела под действием бомбардировки этого тела тоже электронами.

§ 2. Вторичная электронная эмиссия под действием электронов. Опыт показывает, что если поверхность металла в разреженном газе бомбардируется ускоряемыми электрическим полем электронами, то электроны не просто входят в металл, а наблюдается встречный поток электронов от поверхности металла. Самое простое объяснение этого факта: электроны отражаются от поверхности того тела, о которое они ударяются. Однако при достаточно больших скоростях число электронов, покидающих поверхность в 1 сек., становится больше числа электронов, попадающих на поверхность за то же время. Прибор, измеряющий ток, показывает направление тока, противоположное тому, которое соответствует движению первичных электронов через вакуум или газ. В катодных лампах это явление и вызываемое им появление падающей характеристики, препятствующей нормальной работе лампы [417], носит название *динаatronного эффекта*. Избыток покидающих поверхность электрода электронов показывает, что в этом случае имеет место новый эффект, состоящий в выбивании электронов из поверхности металла ударами быстро движущихся электронов. Поток вторичных электронов при открытии этого явления называли δ -лучами.

Для того чтобы можно было наблюдать эмиссию вторичных электронов из какого-либо электрода, электрическое поле у поверхности этого электрода должно иметь такое направление, чтобы уводить отражённые и вторичные электроны на какой-либо соби-

рающий электроны добавочный электрод-коллектор. В случае катодной лампы таким электродом может служить сетка при условии $V_{\text{сетки}} > V_{\text{анода}}$.

Как показали опыты, при увеличении скорости падающих на металл электронов, начиная от нуля, мы сперва имеем дело лишь с отражёнными электронами. При увеличении скорости «первичных» электронов, падающих на металл, изгиб в кривой зависимости вторичного тока от напряжения U , ускоряющего первичные электроны, указывает на начало эмиссии «вторичных» электронов. Максимум эмиссии вторичных электронов имеет место при скорости первичных электронов в несколько сот вольт. При дальнейшем увеличении скорости первичных электронов число эмиттируемых вторичных вновь падает.

Вторичная эмиссия характеризуется коэффициентом δ , представляющим собой отношение суммы числа отражённых и эмиттированных электронов к числу первичных. О ходе изменения δ с изменением скорости первичных электронов может дать понятие кривая рис. 77, где по оси абсцисс отложена скорость первичных электронов в вольтах. Для большинства хорошо обезгаженных металлов максимальное значение коэффициента δ при падении первичных электронов на поверхность металла по нормали лежит в пределах между 1 и 1,4. При наличии адсорбированного слоя газа это число повышается до 3. Для чистых щелочных металлов δ невелико (чистый калий $\delta < 1$), несмотря на малую работу выхода.

В случае каждого отдельно взятого металла кривая $\delta = f(U)$ имеет ряд горбиков и неровностей — рис. 78. Часть этих горбиков находит своё объяснение в ионизации адсорбированного на поверхности металла газа. Другие горбики и неровности характерны для самого металла и не исчезают при самом тщательном обезгаживании его поверхности. Сравнение ускоряющих первичные электроны потенциалов, соответствующих отдельным горбикам, с энергией возбуждения спектральных линий мягкого рентгеновского излучения показывает, что мы имеем здесь дело с выбиванием первичными электронами атомных электронов металла и притом не из самых внешних, а из более глубоко расположенных электронных оболочек атома. Замещение пустых мест в этих оболочках электронами, более далёких от

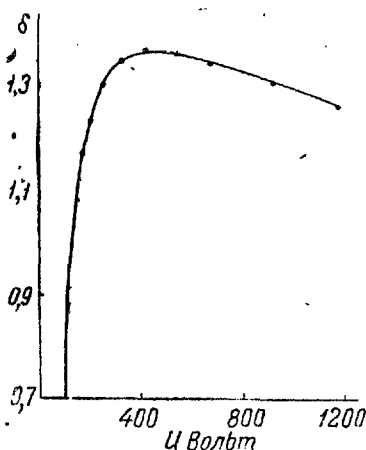


Рис. 77. Кривая зависимости коэффициента вторичной эмиссии δ от скорости первичных электронов (в вольтах) в случае чистых металлов $\delta = f(U)$.

ядра оболочек, приводит к излучению внутри металла рентгеновых лучей, способных в свою очередь передать свой квант энергии электронам проводимости металла и заставить их частично вылетать из металла. Горбики, соответствующие этим электронам, можно найти в кривых распределения скоростей вторичных электронов. Однако выбивание электронов из внутренних электронных оболочек атомов металла играет при вторичной эмиссии лишь второстепенную роль. Вторичная электронная эмиссия из металлов осуществля-

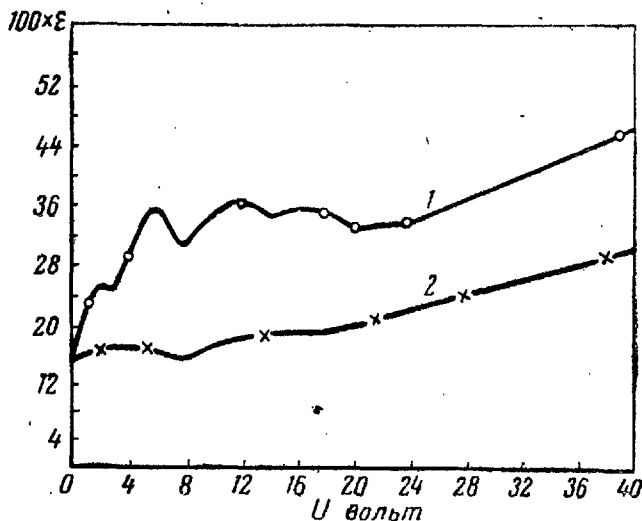


Рис. 78. Начальный участок кривой $\delta = f(U)$ в случае обезгаженного (2) и необезгаженного (1) металлического эмиттора.

ется в основном путём выхода из металла электронов проводимости благодаря добавочной энергии, полученной ими непосредственно от первичных электронов.

Как показали опыты Афанасьевой и Тимофеева [427], при нанесении тонкого слоя щелочного металла на подкладку из золота, серебра или платины, δ вначале сильно возрастает до 2,3. Это соответствует уменьшению работы выхода благодаря присутствию мономолекулярного электроположительного слоя. Затем по мере увеличения толщины слоя щелочного металла δ уменьшается и при толщине этого слоя около нескольких сот миллимикрон становится равной δ для чистого щелочного металла и более не меняется. Эти опыты показывают, что эмиссия вторичных электронов происходит не только из самых верхних слоёв металла, но и из некоторой глубины [428, 429, 488]. Измерения δ , произведённые теми же авторами, с поверхности серебра и молибдена, обработанных кис-

лородом или сероводородом [430], показали, что тонкий слой окисла или сернистого соединения уменьшает δ . В этом случае δ также постепенно менялось с увеличением слоя кислорода или серы, пока этот слой не достигал некоторой определённой толщины, с дальнейшим увеличением которой δ больше не менялось.

Метод наблюдения вторичной эмиссии из тонких слоёв одного металла, нанесённых на поверхности другой, был успешно применён к исследованию вторичной эмиссии также и рядом других физиков [489—491].

Коэффициент вторичной эмиссии δ зависит от того угла, под которым первичные электроны попадают на поверхность металла [482—484, 531—534]. Чем больше этот угол, отсчитываемый от нормали к поверхности, тем больше и коэффициент δ вплоть до углов в 70° . Это обстоятельство также объясняется тем, что первичные электроны проникают в металл довольно глубоко, пока они не растрают весь избыточный запас энергии, по сравнению со средней энергией электронов проводимости металла. Как показывает схематический рис. 79, чем больше угол падения первичного электрона, тем ближе к поверхности находится конец A_2 пути, пробегаемого электроном в металле до полной потери избыточной энергии. Электроны металла, которым первичный электрон передаёт при взаимодействии с ними свою энергию, получают её при нормальном падении первичных электронов в среднем на большем расстоянии от поверхности O_1A_1 , чем при косом падении BA_2 . Поэтому при нормальном падении первичных электронов вторичные электроны встречают больше препятствий при выходе из металла. Количество электронов, выходящих из металла, увеличивается по мере увеличения угла падения α первичных электронов.

Подобными же соображениями можно качественно объяснить общий ход кривых $\delta = f(U)$ рис. 77. Чем больше энергия первичных электронов, тем большему числу электронов металла первичные электроны передают эту энергию. Поэтому в начале кривой число вторичных электронов, выходящих из металла, увеличивается с увеличением скорости первичных. Но с увеличением скорости первичных электронов увеличивается и глубина их проникновения в металл, а следовательно, и среднее расстояние от поверхности металла, на котором происходит передача энергии первичными электронами вторичным.

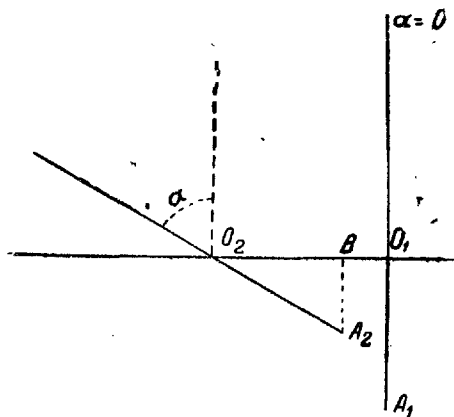


Рис. 79.

С увеличением скорости первичных электронов это обстоятельство действует в сторону уменьшения коэффициента δ , и в ниспадающей ветви кривой перевешивает непосредственное влияние увеличения энергии первичных электронов на возрастание δ .

В явлениях термоэлектронной эмиссии и фотоэффекта очень большую роль играет эффективная работа выхода $\varphi = W_a - W_i$. Большое влияние φ на эмиссионный ток видно уже из того, что φ стоит в показателе при e в формуле Ричардсона-Дешмэна. На эмиссии вторичных электронов, в частности на значении коэффициента δ , изменение работы выхода φ отзывается во много раз меньше [486, 487]. Так, например, эффективная работа выхода торированного вольфрама в процессе активировки понижается с 4,5 э.-в. до 2,6 э.-в.; ток термоэлектронной эмиссии увеличивается в этом случае в миллион раз (при одной и той же температуре), а коэффициент вторичной эмиссии δ увеличивается всего на 20%. Работа выхода щелочных металлов, в частности калия — низкая, между тем коэффициент вторичной эмиссии δ из толстого слоя калия меньше, чем для ряда металлов с большой работой выхода. Сравнительно незначительная роль, которую играет работа выхода в явлении вторичной эмиссии, объясняется, с одной стороны, большой величиной энергии первичных электронов по сравнению с эффективной работой выхода φ , а с другой тем, что эмиссия вторичных электронов происходит не из поверхностных, а из более глубоких слоёв металла, и поэтому для вторичной эмиссии существует не столько потенциальный барьер на границе металла, как те препятствия, которые вторичный электрон встречает, двигаясь внутри металла.

Распределение скоростей среди вторичных электронов наиболее удобно определять методом задерживающего поля, описанным в главе о фотоэффекте (см. также [492]). Источником первичных электронов служит электронный прожектор, — так называемая электронная пушка, схема которой представлена на рис. 80. *Мишень* — тело, вторичная эмиссия из которого изучается, — помещается согласно схеме рис. 57 в центре сферического коллектора. Обычно таким коллектором служит покрытая металлом внутренняя поверхность стеклянного сферического баллона. Задерживающее поле накладывается между мишенью и коллектором. В качестве иллюстрации кривых, получаемых для распределения скоростей вторичных электронов, приводим кривые рис. 81, взятого из работы Гаворса [434]. Кривая *I* соответствует энергии первичных электронов 37 эл.-в., кривая *II* — энергии первичных электронов 123 эл.-в. Максимумы около правого конца каждой кривой обязаны своим происхождением отражённым электронам, почти полностью сохранившим скорость первичных электронов. Другие максимумы, расположенные на кривой *II* левее этого максимума, соответствуют отражённым электронам, частично потерявшим энергию при возбуждении мягких рентгеновских лучей. Максимум, расположенный в на-

чале кривой и соответствующий малым скоростям, вызван [эмиссией собственно вторичных электронов.

Вторичные электроны эмитируются не только металлами, но и диэлектриками, в том числе стеклом [435, 436, 502—506, 508].

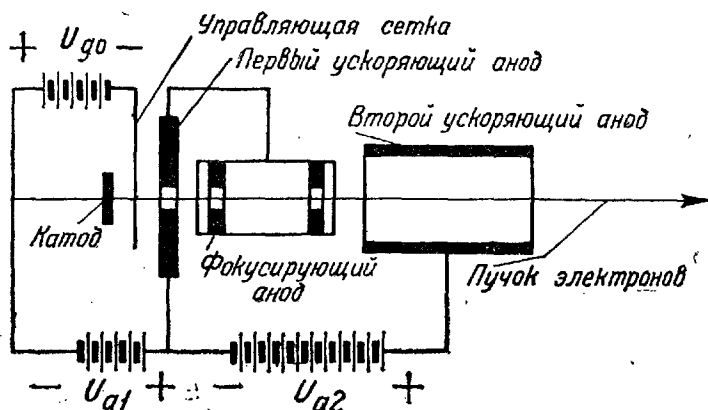


Рис. 80. Схема электронного прожектора—электронной пушки, служащей для получения направленного пучка электронов.

Поэтому в отношении поведения стеклянных стенок трубки при газовом разряде наблюдаются два различных случая. Когда на стекло попадают медленно движущиеся электроны, стекло заряжается отри-

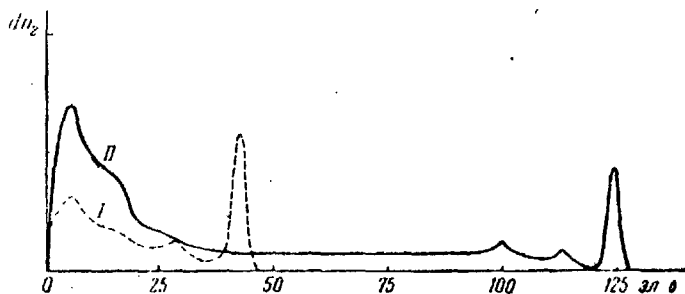


Рис. 81. Кривые распределения вторичных электронов по энергиям.

цательно. При попадании на стекло быстро движущихся электронов с поверхности стекла происходит эмиссия вторичных электронов в количестве, большем чем число попадающих на стенку электронов, и стекло заряжается положительно.

Практически это явление в некоторых случаях ведёт к разрушению разрядной трубки. Положительный потенциал бомбардируемого первичными электронами элемента стенки приводит к увеличению скорости первичных электронов. Это ведёт, в свою очередь, к дальнейшему увеличению вторичной эмиссии и создаваемого ею положительного потенциала и к всё возрастающему нагреванию стеклянной

стенки [437, 438, 418]. В конечном итоге стенка размягчается и продавливается давлением атмосферы. Вторичная эмиссия с диэлектриков нашла положительное практическое применение в приборах катодного телевидения. О вторичной эмиссии из диэлектриков см. [537, 547, 549, 550, 553, 588, 561, 562, 568, 489].

В настоящее время вторичную эмиссию используют для соединения в одном приборе фотоэлемента с усилителем. Поток фотоэлектронов с катода K — см. схематический рис. 82 — попадает на 1-й «эмиттор» I . Усиленный в δ раз ток вторичных электронов попадает на 2-й эмиттор II , затем на третий и т. д.; с n -го эмиттора получается ток, усиленный в δ^n раз, и улавливается анодом A [466, 467, 422, 423, 472—481, 528—530, 546]. Подобного рода трубки разработаны П. В. Тимофеевым и инж. Кубецким [445]. О дробовом эффекте при вторичной эмиссии см. [439].

Ко всему параграфу см. также [440—444, 419—421, 493—494].

§ 3. Теории вторичной электронной эмиссии.

Эмиссия вторичных электронов, так же как и фотоэффект, невозможна для свободных электронов проводимости, так как в этом случае не мог бы быть одновременно соблюден закон сохранения энергии и закон сохранения импульса при передаче энергии от первичных электронов вторичным. Проведём ось X перпендикулярно к поверхности металла так, что её положительное направление совпадает с направлением из металла в окружающую среду. Обозначим импульс первичного электрона до и после передачи им энергии вторичному электрону через P и P' , те же величины для вторичного электрона — через p и p' и предположим для простоты, что первичный электрон движется перпендикулярно к поверхности металла. Тогда, принимая во внимание, что первичный электрон передвигается в сторону отрицательных значений координаты x , можем написать для компоненты импульса по оси x :

$$-P + p_x = -P'_x + p'_x. \quad (159)$$

p'_x непременно положительно, так как вторичный электрон должен выйти из металла; p_x может быть и положительно и отрицательно. Так как энергия пропорциональна квадрату импульса и энергия

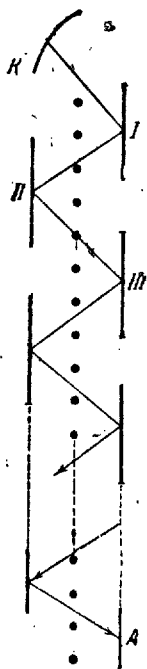


Рис. 82. Схема электроинного умножителя.

вторичного электрона увеличивается при взаимодействии с первичным, то $|p'_x| > |p_x|$ и, следовательно, $|P'_x| > |P|$. Так как $P'_x < P'$, то отсюда следует

$$P' > P, \quad (160)$$

но, согласно закону сохранения энергии, энергия первичного электрона после передачи части её вторичному электрону, а следовательно, и импульс первичного электрона становятся меньше, т. е. должно быть

$$P' < P. \quad (161)$$

(160) и (161) противоречат друг другу, описанный процесс невозможен.

Вытекающее отсюда заключение, что для вторичной эмиссии необходимо взаимодействие электронов с металлом в целом, можно пояснить простыми словами и так: для того чтобы могла иметь место эмиссия электронов из бомбардируемой электронами поверхности металла, необходимо, чтобы имело место отражение от кристаллической решётки металла либо вторичных, либо первичных электронов. Без такого отражения вектор импульса вторичных электронов не может иметь направления, необходимого для их вылета из металла. При взаимодействии первичного электрона с совершенно свободным электроном проводимости ни тот, ни другой не могут вследствие равенства их масс получить импульс с компонентой, направленной изнутри металла к бомбардируемой поверхности. То же справедливо и для взаимодействия двух электронов проводимости, один из которых получил большой запас кинетической энергии от первичного влетевшего в металл электрона.

Попытка построить теорию вторичной электронной эмиссии из чистых металлов на основе волновой механики принадлежит Фрёлиху [446]. Так же, как и в современных теориях фотоэффекта, Фрёлих рассматривает возмущение электронных волн внутри металла, т. е. возмущение собственной функции электронов в металле, проникающими в металл первичными электронами. Так же, как и в теории «внутреннего» фотоэффекта Тамма, связь электронов с (простейшей кубической) решёткой выражается равенством:

$$k' = k \pm \frac{2\pi}{a} n, \quad (162)$$

где k — волновой вектор, равный импульсу, выраженному в элементарных единицах.

Из теории Фрёлиха следует, что вторичная электронная эмиссия возможна (т. е. что в пучке электронов, отлетающих от эмитора, появляются, кроме отражённых первичных электронов, также и электроны, вышедшие из металла) только начиная с некоторой минимальной энергии первичных электронов $\mathcal{E}_{p \min}$, близкой к максимальной энергии электронов при абсолютном нуле.

Фрёлих подчёркивает, что этот вывод вытекает из необходимости совместно удовлетворить закону сохранения энергии и закону сохранения импульса (который в данном случае выражен соотношением (162)) и из принципа Паули, согласно которому в каждой ячейке пространства моментов может быть одновременно не более двух электронов.

Решение задачи Фрёлихом приводит к тому, что при $\mathcal{E}$ порядка $\mathcal{E}_{p \min}$

$$\delta \text{ пропорционально } \mathcal{E}_p^{\frac{1}{2}}, \quad (163)$$

а при $\mathcal{E}_p \gg \mathcal{E}_{p \min}$, т. е. для нисходящей ветви кривой (рис. 77) $\delta = f(U)$,

$$\delta \text{ пропорционально } \frac{\ln \frac{\mathcal{E}_p}{W a_2}}{\mathcal{E}_p^{\frac{2}{3}}}. \quad (164)$$

Другой вариант теории вторичной электронной эмиссии предложен Кадышевичем [447]. Исходные положения теории Кадышевича: электронный газ в металле является вырожденным газом с распределением энергии по Ферми; упругие столкновения с ионами решётки металла изменяют направление движения первичного электрона; влетающий в металл первичный электрон и созданные им непосредственно или ступенчатым путём вторичные электроны тормозятся благодаря взаимодействию с электронами проводимости.

Взаимодействие электронов с ионами решётки учитывается путём рассмотрения упругих соударений электрона с решёткой. Вводя свободный пробег ¹⁾ упругого рассеяния, Кадышевич учитывает суммарно как рассеяние, обусловленное наличием решётки и её периодического поля, так и рассеяние, вызванное тепловыми колебаниями решётки. Взаимодействие электронов Кадышевич рассматривает классическими методами, пренебрегая обменным взаимодействием. Этот приём он обосновывает тем, что для достаточно больших скоростей сталкивающихся частиц и достаточно больших углов рассеяния, как это имеет место в рассматриваемой задаче, результаты квантового и классического расчёта совпадают. Существенную роль во всей теории играют обусловленные торможением свободный пробег первичных электронов λ_1 и свободный пробег вторичных — λ_2 . В конце своей диссертации Кадышевич кратко обрисовывает путь решения той же задачи при использовании методов волновой механики. Кадышевичу удаётся объяснить ряд типичных особенностей вторичной эмиссии, в том числе возрастание коэффициента δ при увеличении угла падения первичных электронов — возрастание, тем более быст-

¹⁾ «Свободный пробег» — длина того пути, на котором быстрый электрон теряет свою избыточную, по сравнению с электронами проводимости, энергию

рое, чем больше скорость первичных электронов, — и малые значения δ для щелочных металлов. В последнем случае концентрация свободных электронов больше, чем у других металлов; следовательно, торможение, обусловленное кулоновым взаимодействием между электронами, тоже больше, а соответствующий свободный пробег как первичных, так и вторичных электронов меньше. Теоретические расчёты Кадышевича для δ как функции от скорости первичных электронов дают хорошее совпадение с опытом для ряда чистых металлов. Общий ход теоретических кривых $\delta = f(\alpha)$, где α — угол падения первичных электронов, согласуется с экспериментальными наблюдениями; количественное сравнение затруднено большими расхождениями между данными отдельных исследователей, вызванными различной степенью шероховатости металла. Кадышевич опровергает вывод Фрелиха о минимальной скорости первичных электронов, необходимой для вторичной эмиссии. По его мнению никакого принципиального порога вторичной эмиссии нет; наблюдаемое прекращение эмиссии при малых скоростях первичных электронов объясняется усиленным отражением первичных электронов при малых скоростях. Другие попытки построить теорию вторичной эмиссии см. [448—454].

§ 4. Вторичная электронная эмиссия из сложных катодов. Эффект Мальтера. При практических применениях вторичной эмиссии в электронных умножителях пользуются в качестве эмиторов сложными катодами, описанными нами в главе о фотоэффекте, так как эти катоды обладают большим коэффициентом вторичной эмиссии δ . Для кислородно-цезиевых катодов удавалось получать δ до 10,5, и не представляет особых затруднений при массовом изготовлении фотоэлементов с вторичной эмиссией получать δ около 5.

Можно было бы предполагать, что большая вторичная эмиссия сложных кислородно-цезиевых катодов [419—421, 424, 455—460, 495—498] обуславливается, так же, как и фотоэффект, низким потенциалом ионизации адсорбированных в поверхностной плёнке атомов цезия. Однако параллельное исследование фотоэффекта и вторичной эмиссии кислородно-цезиевых катодов показывает, что это не так [431—433, 464, 465]. При утомлении кислородно-цезиевых катодов путём их интенсивного освещения, а также при изменении толщины поверхностной плотности внешней плёнки цезия путём дополнительного прогрева всего прибора ход изменения коэффициента вторичной эмиссии далеко не соответствует ходу изменения фототока. Максимумы обеих кривых не совпадают. Точно так же не совпадают изменения вторичной эмиссии и фототока и при изменении структуры промежуточного слоя сложного катода. Поэтому необходимо сделать заключение, что и в случае сложных катодов вторичная электронная эмиссия происходит не из крайнего внешнего поверхностного слоя цезия, а, как и в случае чистых металлов, из некоторой глубины, и что большую вторичную эмиссию определяет структура промежуточного слоя.

Вторичная электронная эмиссия из сложных кислородно-цезиевых катодов отличается ещё той особенностью, что величина вторичного тока и значение коэффициента δ зависят от напряжённости внешнего собирающего электроны поля, т. е. зависят от разницы потенциалов между эмитором и коллектором. В случае чистых металлических поверхностей такая зависимость имеет место только пока внешнее поле с учётом контактной разницы потенциалов представляет собой тормозящее поле. При ускоряющем внешнем поле в случае чистых металлов вторичный ток является током насыщения. Наоборот, при вторичной эмиссии из сложных кислородно-цезиевых катодов вторичный ток увеличивается с увеличением ускоряющего внешнего поля. В этом случае внешнее поле, проникая внутрь промежуточного слоя окисла на катоде, как бы вытягивает из него те электроны, которые получили от первичных электронов добавочное количество энергии, недостаточное для того, чтобы они могли самостоятельно выйти из катода в окружающую среду. Такие электроны называют электронами с «недостаточной» энергией. В случае чистых металлов такое явление наблюдаться не может, так как внешнее поле внутрь металла не проникает.

Недостаток сложных кислородно-цезиевых катодов при употреблении их в качестве эмиторов заключается в малой их температурной стойкости. Это не позволяет получать в электронных умножителях больших токов на выходе.

В 1936 году Мальтер [461] обнаружил чрезвычайно большую вторичную эмиссию из алюминия, окисленного электролитическим путём и после этого активированного парами цезия. Коэффициент δ при этом иногда был больше 1000. После прекращения бомбардировки такого электрода первичными электронами вторичный ток не прекращается сразу. Слабый ток можно было в некоторых случаях обнаружить через целые сутки.

Данное Мальтером правдоподобное объяснение этого эффекта таково: благодаря вторичной эмиссии внешняя поверхность эмитора заряжается положительно. Так как окись алюминия очень хороший изолятор, то нейтрализация положительного заряда через слой окиси совершается лишь чрезвычайно медленно. Поэтому положительный потенциал внешней поверхности принимает большое значение, и в тонком слое окисла создаётся очень сильное электрическое поле, приводящее к автоэлектронной эмиссии из алюминиевой подкладки эмитора. Вырывающиеся из алюминия электроны приобретают в слое большую скорость и простреливают этот слой вместе с плёнкой цезия, не нейтрализуя заметно положительный заряд плёнки. Эффект Мальтера наблюдался в Москве Д. В. Зерновым также для никеля, покрытого тонкой плёнкой диэлектрика [485]. Практическому применению эффекта Мальтера мешает очень большая его инерционность. О дальнейших исследованиях эффекта Мальтера см. [499—501].

По вопросу о механизме вторичной эмиссии из сложных катодов, в частности о причинах, обуславливающих большие значения коэффициента δ в этом случае, высказан ряд несогласных друг с другом предположений [424, 455—460, 449, 507]. Некоторые авторы прибегают в своих качественных теориях к имеющему место в данном случае специфическому расположению и заполнению дозволенных уровней энергии в полупроводнике, который представляет собой промежуточный слой сложного катода. Другие пытаются доказать, что в этом случае большая эмиссия вызвана малой концентрацией свободных электронов и вытекающим отсюда малым торможением первичных и вторичных электронов в этом слое. По мнению П. В. Тимофеева ([424], стр. 36—41) большая вторичная эмиссия из сложных катодов возникает вследствие вытягивания электронов из промежуточного слоя положительными зарядами, образующимися на поверхности сложного эмитора при бомбардировке его первичными электронами, т. е. эффектом, аналогичным эффекту Мальтера. П. В. Тимофеев показывает, что отсутствие заметной инерции у вторичной эмиссии со сложных эмиторов в противоположность тому, что имеет место при эффекте Мальтера, не противоречит этому предположению. Инерция в данном случае должна определяться временем нейтрализации положительных зарядов, которое может быть меньше 10^{-9} сек, и всё же каждый избыточный положительный ион может вытянуть из эмитора за время своего существования большое количество электронов, так как время, необходимое для выхода электрона из слоя эмитора, толщиной 10^{-7} см при средней скорости, эквивалентной одному вольту, — порядка 10^{-14} сек. Очень большую инерционность эффекта Мальтера можно объяснить чрезвычайно большим сопротивлением того слоя, через который происходит нейтрализация слоя положительного поверхностного заряда. Да и другие условия в сложных эмиторах не те, что в слое Мальтера.

Как при фотоэффекте, так и при вторичной электронной эмиссии мы имеем дело не только с выходом части электронов из эмитора, но и с увеличением энергии других электронов внутри эмитора путём частичной передачи им энергии первичных электронов. Поэтому при освещении катода светом и одновременной бомбардировке катода первичными электронами как фотоэффект, так и вторичная эмиссия протекают иначе, чем при наличии только одного из этих процессов. Для чистых металлов это явление было описано Дембером в 1925 году [462]. Дембер нашёл, что электронный ток I_3 , имеющий место с катода вследствие одновременного освещения и бомбардировки, больше, чем сумма фототока I_1 и тока вторичной эмиссии I_2

$$I_3 > I_1 + I_2. \quad (165)$$

Дополнительный фототок

$$I_4 = I_3 - (I_1 + I_2) \quad (166)$$

оказался функцией тока вторичных электронов I_2 . Эта функция проходит при увеличении I_2 через максимум. В максимуме ток I_4 больше тока I_1 примерно в полтора раза. При неизменном I_2 и при увеличении I_1 путём увеличения интенсивности освещения катода I_4 стремится к насыщению, обусловливаемому использованием в фотоэффекте всех вторичных электронов, переведённых в более высокие энергетические состояния воздействием первичных электронов. Для сложных кислородно-цезиевых катодов эффект Дембера был исследован Шмаковым [463] и Борзяком [509]. В этом случае эффект более сложен. По вопросу вторичной эмиссии из сложных катодов см. [469—471, 538, 542—544, 551, 552, 554—556, 558, 559, 575]. По различным вопросам вторичной эмиссии см. также [482, 483, 535, 536, 539—541, 545, 548, 557, 560, 566, 570—574, 576—584, 587].

§ 5. Вторичная эмиссия электронов с катода под действием положительных ионов, возбуждённых и нейтральных атомов. Распределение потенциала и расположение пространственных зарядов в катодных частях тлеющего разряда, а также специальные опыты по воздействию магнитного поля на электроны в катодных частях разряда (например, описанный в главе XIV «Опыт теней») приводят к заключению, что при тлеющем, а также при самостоятельном таунсендовском разряде с катода происходит усиленная эмиссия электронов при температуре последнего, явно недостаточной для сколько-нибудь заметной термоэлектронной эмиссии. Одним из основных элементарных процессов эмиссии электронов с катода в этом случае является эмиссия электронов под действием ударяющихся о катод положительных ионов. В теории разряда Таунсенда из всех возможных элементарных процессов выделения электронов из катода только этот процесс и учитывался. Введённый Таунсендом коэффициент поверхностной ионизации γ , равный числу электронов, эмиттируемых катодом, приходящихся на каждый ударяющийся о катод положительный ион, принимали за количественную меру вторичной эмиссии под действием положительных ионов. В действительности дело обстоит несколько сложнее. Чтобы получить значение коэффициента вторичной эмиссии электронов при ударах о катод положительных ионов, нельзя просто приравнивать этот коэффициент коэффициенту γ , а надо ещё учитывать фотоэффект с катода под действием коротковолновых излучений, возникающих в разряде, и в известной мере также действие метастабильных атомов и быстрых нейтральных частиц. Поэтому имеющиеся по отношению к коэффициенту вторичной эмиссии экспериментальные количественные данные должны рассматриваться как верхний предел и нередко относятся к суммарному коэффициенту γ . Но и надёжных измерений суммарного γ очень мало, особенно если принять во внимание, что как γ , так и действительный коэффициент вторичной эмиссии — назовём его γ_0 — должны зависеть как от природы газа, так и от природы катода. Точных данных о распределении скоростей среди эмиттированных

в этом случае электронов в нашем распоряжении также не имеется. Исходя из величины кинетической энергии электронов, производящих возбуждение газа в так называемой первой катодной плёнке, необходимо заключить, что в большинстве случаев энергия электронов непосредственно при вылете из катода очень мала и, повидимому, должна оцениваться долями вольта. Что касается величины коэффициентов γ и γ_0 , то при энергии бомбардирующих катод положительных ионов в десятки и сотни эл.-в. значения этих коэффициентов лежат в пределах сотых и десятых долей единицы. Как правило, с увеличением кинетической энергии ионов γ и γ_0 увели-

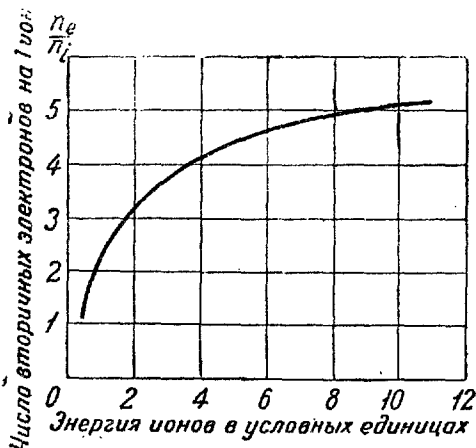


Рис. 83. Ход зависимости коэффициента γ от энергии ударяющихся о катод положительных ионов.

чиваются. При энергии ионов в несколько тысяч эл.-в. относительное число вторичных электронов, полученное различными экспериментаторами, достигает значений 4—5. Некоторое представление об этой зависимости даёт кривая рис. 83, относящаяся к ионам водорода — протонам [519], и таблица 8, взятая из опытов Ростаньи [515] с ионами благородных газов. Ещё большие значения получаются при исследовании вторичной поверхностной ионизации под действием быстрых α -лучей ($\gamma_0 \approx \gamma = 20$), а также в опытах с другими сверхбыстрыми ионами [520].

Что касается механизма вторичной эмиссии под действием положительных ионов, то он должен существенно отличаться от механизма вторичной электронной эмиссии, рассмотренной в первых параграфах этой главы. Проникновение не слишком быстрых положительных ионов на большую глубину внутрь металла не происходит; следовательно, не может иметь места такое же взаимодействие их внутри металла с электронами проводимости, как в случае проникно-

вения в металл первичных электронов. Имеющиеся данные о распределении скоростей электронов, эмиттируемых различными металлами при бомбардировке их положительными ионами калия [523], позволяют вывести заключение, что выход электронов из металла обуславливается передачей положительными ионами их кинетической энергии кристаллической решётке металла. Это взаимодействие можно рассматривать как местное, длящееся

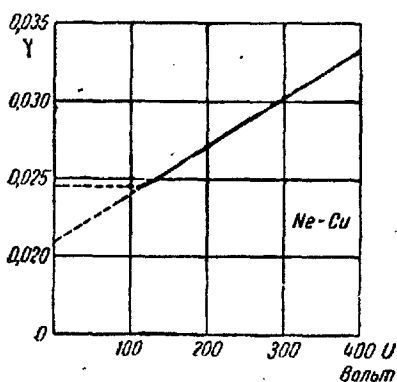


Рис. 84. Ход изменения коэффициента поверхностной ионизации γ в зависимости от скорости положительных ионов Ne при их соударении с медным катодом по Пеннингу.

очень короткое время, разогревание металла ударом положительного иона, приводящее при особо благоприятных условиях к тепловой эмиссии электрона (подчеркиваем — особо благоприятных, потому что в суммарном результате при не слишком больших энергиях ионов γ_0 мало). Что касается действия очень медленных ионов, то ряд опытов показал, что при вторичной эмиссии под ударами ионов выход электронов совершается не только за счёт кинетической энергии ионов, но и за счёт потенциальной их энергии. Извлечение вторичных электронов ионами из поверхности металла за счёт энергии ионизации иона подтверждается, например, опытами Пеннинга [510], результаты которых изображены на рис. 84, относящемся к выделению ударами ионов неона вторичных электронов из меди. По оси абсцисс на этом рисунке отложено в вольтах ускоряющее ионы напряжение U , по оси ординат — число освобождённых из металла электронов, приходящихся на один ион. Экстраполяция графика Пеннинга к $U=0$ показывает, что при поле $U=0$, когда ударяющийся о поверхность металла ион обладает лишь энергией ионизации, эмиссия электронов из меди при ударе ионов неона не равна нулю, а лежит в пределах от 0,02 до 0,025 электрона на один ион. Согласно кривой Пеннинга, эмиссия электронов в пределах между 100 и 400 В зависит линейно от разности потенциалов U , пройденной ионами. Подобные же кривые получал и Олифант [524, 525]. В других исследованиях установлено, что число ионов, отражённых от поверхности металла без их нейтрализации, невелико (4—7%) [511, 512].

С энергетической точки зрения для того, чтобы медленный положительный ион мог освободить из металла электрон проводимости, необходимо, чтобы энергия ионизации иона была бы по крайней мере в два раза больше работы выхода электронов из вещества

рассматривать как местное, длящееся очень короткое время, разогревание металла ударом положительного иона, приводящее при особо благоприятных условиях к тепловой эмиссии электрона (подчеркиваем — особо благоприятных, потому что в суммарном результате при не слишком больших энергиях ионов γ_0 мало). Что касается действия очень медленных ионов, то ряд опытов показал, что при вторичной эмиссии под ударами ионов выход электронов совершается не только за счёт кинетической энергии ионов, но и за счёт потенциальной их энергии. Извлечение вторичных электронов ионами из поверхности металла за счёт энергии ионизации иона

катода: первый извлеченный положительным ионом электрон идет на нейтрализацию иона и лишь второй может выделиться в виде свободного электрона. Как и ко всем другим элементарным процессам, к процессу вторичной эмиссии за счет потенциальной энергии положительного иона приложимы методы волновой механики, позволяющие подсчитать вероятность перехода электрона из металла на тот или другой уровень энергии в атоме, образуемом при нейтрализации положительного иона [526]. При этом наиболее вероятным оказывается переход на такой уровень, на котором энергия электрона близка к энергии, которой он обладает как электрон проводимости в металле. Эти представления приводят к следующей картине рассматриваемого элементарного процесса. При приближении положительного иона к поверхности металла, когда ион находится от этой поверхности еще на некотором, хотя и малом, расстоянии, происходит переход к иону первого электрона. В результате этого перехода получается атом не в нормальном состоянии, а в возбужденном. Затем путем нового элементарного акта происходит освобождение второго электрона проводимости из металла за счет энергии возбуждения, подобно тому как в объеме газа это имеет место при неупругом соударении II рода. Справедливость такой точки зрения подтверждается тем, что эмиссия электронов из металла наблюдается также при непосредственном воздействии на катод имеющихся в газе при разряде метастабильных атомов, как это показывают опыты, поставленные Олифантом [513], а также Уитерховеном и Гаррингтоном [514].

Таблица 8
Значения коэффициента γ для положительных ионов благородных газов

Газ	Энергия ионов в э.в.				
	50	100	200	400	600
Ar	0,029	0,025	0,033	—	0,029
Ne	0,08	0,09	0,13	0,17	0,25
He	0,18	0,20	0,26	0,38	0,57

Олифант нашёл способ получить пучок метастабильных атомов гелия, заставляя ионы гелия падать под очень острым углом на металлическую поверхность. Экспериментируя с такими пучками, Олифант нашёл, что скорости вторичных электронов, освобождаемых метастабильными атомами гелия, лежали в пределах от 2 вольт до ($U_m - \varphi$), где U_m — энергия метастабильного атома, φ — работа выхода электрона из металла в вольтах. В случае разряда в гелии при катоде из молибдена скорость вторичных электронов, освобождаемых метастабильными атомами ($U_m = 19,77$), достигала 15 вольт. Число метастабильных атомов, не теряющих своей энергии на поверхности металла и, следовательно, отражаемых в качестве метастабилей же в зависи-

мости от условий опыта, лежало в пределах от 10 до 50%. Наличие процесса поверхностной ионизации, производимой метастабильными атомами, и значение этого эффекта в разряде показаны также опытами Сливака и Рейхруделя [527]. О поверхностной ионизации ударами положительных ионов см. также [521, 522, 524—526, 563—565, 567, 569, 585, 586].

При взаимодействии пролетающих один около другого иона и нейтрального атома газа между ними может произойти не только обмен энергией, но и обмен электроном. При столкновении положительный ион отнимает электрон от нейтрального атома, превращая последний в ион, а сам нейтрализуется, но сохраняет большую скорость своего движения. Точно так же отрицательный молекулярный ион может отдать атому свой избыточный электрон. Этот процесс, называемый процессом *перезарядки*, приводит к наличию в разряде быстро двигающихся нейтральных атомов. Если перезарядка происходит вблизи катода, нейтральный атом может с большой скоростью удариться о катод. Опыт показывает, что при таких ударах также происходит эмиссия электронов из катода. Для обнаружения этого процесса пучок положительных ионов отклоняют в сторону от катода соответствующим полем и улавливают эмиттируемые электроны специальным добавочным электродом [515—518]. Количественные результаты этих опытов показывают, что при бомбардировке катода быстрыми нейтральными невозбужденными атомами эмиссия электронов из катода происходит исключительно за счёт кинетической энергии этих атомов [515].

Разбирая различные случаи эмиссии электронов с поверхности металла при соприкосновении её с газом, нельзя не упомянуть также и о выделении электронов в результате химических реакций. Возможность такого процесса создаётся хотя бы тем обстоятельством, что при химических реакциях молекулы, прежде чем образовать окончательные продукты реакции, находятся в переходных возбуждённых состояниях. Для таких химически возбуждённых молекул возможен такой же процесс излучения вторичных электронов из поверхности металла, как и для атомов и молекул, возбуждённых в разряде. Кроме того, при химических реакциях газа с металлом может происходить сильное местное нагревание последнего, сосредоточенное на очень небольшом участке, что сопровождается термоэлектронной эмиссией. Может происходить также выделение световых квантов (хемилюминесценция), сопровождаемое фотоэффектом. Таким химическим путём происходит эмиссия электронов электроположительными металлами Na, K и амальгамированным Al под действием газов H_2S , HCl , CO_2 , H_2O , $COCl_2$, $CSCl_2$, O_2 , Cl_2 , Br_2 .

ГЛАВА ШЕСТАЯ.

ИОНИЗАЦИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ГАЗА ПРИ НЕУПРУГИХ СОУДАРЕНИЯХ I И II РОДА.

§ 1. Ионизация и возбуждение при неупругих столкновениях первого рода электронов с частицами газа [589—591, 610]. Процесс образования в нейтральном газе заряженных положительно или отрицательно атомов и молекул получил название *ионизации газа*; заряженные частицы газа—название *положительных и отрицательных ионов*. Сущность процесса ионизации могла быть понята лишь после того, как возникла теория атома, рисующего последний в виде какой-то положительной части и электронов. В своём развитии теория атома прошла ряд ступеней. Лорд Кельвин и Дж. Дж. Томсон предполагали, что электроны расположены внутри объёма, занятого положительным зарядом, и не уточняли число электронов в атоме. Резерфорд экспериментально доказал, что положительный заряд сосредоточен в так называемом ядре атома, имеющем очень малые размеры, но заключающем в себе почти всю массу атома. Бор уточнил картину атома Резерфорда, введя представление об определённых дискретных орбитах, которые электроны могут описывать вокруг ядра. Современная теория, пользующаяся представлениями и математическим аппаратом волновой механики, отказалась от конкретных орбит теории Бора, но удержала положение, что каждый электрон в атоме может обладать только совершенно определённой величиной энергии и определённой величиной момента количества движения, и заменила представление об орбитах Бора представлением о дискретных энергетических уровнях электрона в атоме. Процесс возбуждения атома состоит в переходе одного из наружных *валентных* электронов атома на более высокий энергетический уровень. Процесс образования однократно заряженного положительного иона—в отрыве от атома одного из валентных электронов. Процесс образования отрицательного иона—в присоединении к атому лишнего электрона на дозволениом высшем энергетическом уровне. Число элементарных положительных зарядов ядра и равное ему число электронов в нейтральном атоме равны порядковому номеру данного элемента в периодической системе элементов.

При обратном переходе электрона возбуждённого атома на нормальный энергетический уровень, который этот электрон занимал в невозбуждённом атоме, и вообще при переходе на какой-либо более низкий энергетический уровень атом излучает квант «света», энергия которого, согласно второму постулату Бора, определяется разностью энергии электрона на верхнем и нижнем уровнях так, что имеет место соотношение

$$h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1, \quad (167)$$

где h — постоянная Планка, ν — частота колебания световой волны, $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — энергия электрона на начальном и конечном уровнях. На основании предложенной им теории Бору удалось вывести законы спектральных серий водорода и ионизированного гелия.

Ионизация атома состоит в полном удалении электрона из сферы действия ядра, математически говоря, в удалении электрона в бесконечность. Обратному переходу электрона из бесконечности на какой-либо определённый уровень энергии в атоме соответствует «граница» той серии спектральных линий, для которой этот уровень является нижним уровнем. Границе серии соответствует линия с наибольшим возможным в этой серии ν . Значение произведения $h\nu$, соответствующее границе серии спектральных линий, у которой нижним уровнем является основной энергетический уровень валентного электрона в нормальном невозбуждённом атоме, равно энергии, которую нужно затратить, чтобы ионизировать атом. Если атом ионизируется вследствие удара о него электрона, то эта энергия берётся за счёт кинетической энергии движения электрона. Поэтому ионизация атома при столкновении с электроном может произойти лишь в том случае, если кинетическая энергия электрона достаточно для этого велика. Энергия электрона накапливается за счёт работы электрического поля, ускоряющего электрон, и определяется соотношением:

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (168)$$

где e — заряд электрона, а U — пройденная электроном свободно, без столкновений разность потенциалов (при нулевой начальной скорости). Теория Бора приводит к тому, что для каждого газа должен существовать определённый ионизационный потенциал. Ионизационный потенциал U_i выражают в вольтах; его легко подсчитать, если из спектроскопических данных известна граничная частота спектральной серии, соответствующей возвращению атома в нормальное невозбуждённое состояние, из соотношения

$$\frac{eU_i}{300} = h\nu_{\text{гп}}, \quad (169)$$

где $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$ — элементарный заряд, выраженный в единицах CGSE. U_i численно равно энергии ионизации, выраженной в э.в.

Опыты Франка и Герца, которые привели к непосредственному экспериментальному определению ионизационных потенциалов для многих газов, были начаты—и первые результаты опубликованы—без знания этими исследователями теории Бора. Франк и Герц [593, 604] в этих опытах продолжают исследования Лёнара [592], который первый пытался определить ионизационные потенциалы, после того как было обнаружено, что ионизация газа в разряде имеет место лишь в том случае, если разность потенциалов между электродами разрядного промежутка больше некоторой минимальной величины.

Схема опытов Лёнара была следующая (рис. 85). K представляет собой раскалённый катод, эмиттирующий электроны, N —сетка, заряженная положительно по отношению к катоду. Потенциал сетки N можно произвольно изменять. P —металлическая пластинка, заряженная отрицательно по отношению к катоду, так что ни один электрон, вылетевший из катода и

приобретший на пути от K до N некоторую скорость, соответствующую разности потенциалов U между N и K , не может достигнуть пластинки P . Допустим, что мы постепенно, начиная от нуля, увеличиваем U . Пусть никакие посторонние ионизаторы на газ не действуют. Пока U меньше ионизационного потенциала, в пространстве между K и N положительных ионов нет, на пластинку P и далее, через измерительный прибор A никакого тока—ни положительного, ни отрицательного—нет. Когда U делается равным ионизационному потенциалу U_i , в пространстве около сетки N начинает происходить ионизация газа. Положительные ионы ускоряются существующим между N и P полем, а прибор A начинает показывать ток. Работая с этой схемой, Лёнар получил для всех исследованных им газов один и тот же ионизационный потенциал—около 11 В. Ионизационные потенциалы тех газов, с которыми работал Лёнар, все без исключения больше 11 В. Результат, полученный Лёнаром, объясняется тем, что в вакуумной установке Лёнара имелась ртуть и не было принято мер к её вымораживанию. Между тем ионизационный потенциал ртути равен 10,4 В, что и привело при довольно большой

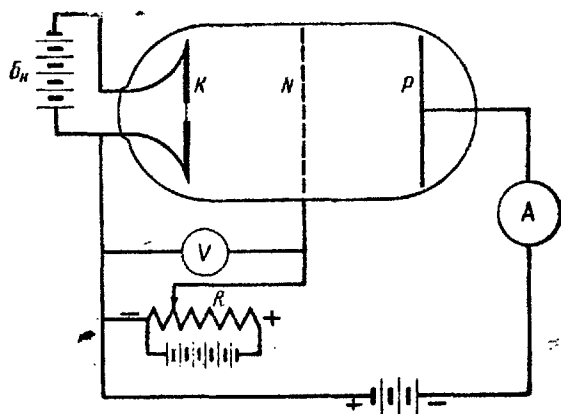


Рис. 85. Принципиальная схема опытов для определения U_i по Лёнару. V —вольтметр, B_n —батарея никала, R —реостат с поджимным контактом.

неточности опыта к числу $11V$ для разности потенциалов U , при которой появлялся ток в приборе A .

Франк и Герц, пользуясь более совершенной вакуумной техникой, повторили опыты Ленара в более строгой обстановке с более чувствительными приборами и получили для отдельных газов целый ряд *критических* потенциалов, при которых прибор A давал ток. Некоторые потенциалы лежали ниже $11V$ и, например, для ртутных паров начинались с числа $4,9V$. При $10,4V$ прибор A в этом случае давал очень сильные отклонения. Франк и Герц вскоре отказались от объяснения наблюдаемых ими критических потенциалов как потенциалов ионизации газа и истолковали их как *потенциалы возбуждения* атома. Действительно, если кинетическая энергия постороннего электрона слишком мала для того, чтобы совсем удалить валентный электрон из атома, то она всё же может быть достаточна для того, чтобы перевести валентный электрон с одного энергетического уровня на другой, более высокий. То, что ток в A появляется лишь при определённых потенциалах возбуждения и затем при дальнейшем увеличении U падает, пока U не достигнет значения следующего потенциала возбуждения, показывает, что возбуждение может происходить при потенциале не ниже потенциала возбуждения, но не должно непременно происходить. Наибольшая *вероятность* того, что возбуждение произойдёт, имеет место при потенциале, близком к потенциалу возбуждения; затем с увеличением U вероятность возбуждения быстро падает. Но почему же прибор A показывает ток, если около N появляются возбуждённые атомы? Возбуждение сопровождается излучением. Излучённый атомами газа свет падает на поверхность пластинки P и вызывает здесь выделение электронов с поверхности металла благодаря фотоэффекту. Выделяющиеся с поверхности P электроны ускоряются полем от P к N . Через прибор A начинает идти ток, вызванный движением электронов в направлении, противоположном тому, в котором двигаются положительные ионы при появлении их около N при ионизации. Направление тока через прибор A — прежнее. Таким образом основная схема Ленара даёт возможность определять не только ионизационные потенциалы, но и потенциалы возбуждения. Для подтверждения того, что удары электронов определённой скорости вызывают свечение атома и что наблюдаемые ими критические потенциалы объясняются фототоком, Франк и Герц попытались обнаружить предполагаемое излучение, поместив щель спектрографа около трубки, в которой происходило столкновение электронов с атомами. Когда U в случае опытов со ртутью достигло величины первого критического потенциала $4,9V$, спектрограф действительно обнаружил появление линии ртутного спектра $2536,7 \text{ \AA}$ [406]. Поставленные впоследствии более совершенные опыты позволили наблюдать последовательное появление линий спектра газа при увеличении потенциала, ускоряющего электроны. Схема Ленара была

усовершенствована Франком и Герцем введением второй сетки N_2 (рис. 86). На сетку N_2 накладывается потенциал, лишь на малую долю вольта больший, чем потенциал сетки N_1 . В этом случае возбуждение атомов, а в соответствующих случаях, ионизация происходят не только около сетки N_1 , но во всём пространстве между N_1 и N_2 , и интенсивность наблюдаемого эффекта увеличивается.

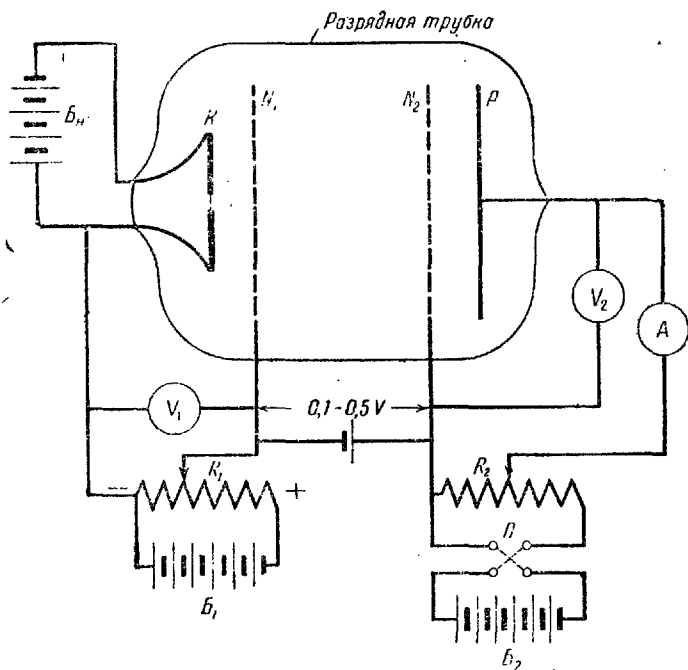


Рис. 86. Принципиальная схема опытов Франка и Герца.
 V_1 и V_2 — вольтметры, B_1 , B_2 — батареи, R_1 и R_2 — реостаты с подвижным контактом.

Для того чтобы отличить потенциалы возбуждения от потенциала ионизации, предложено несколько способов. Если наложить на N_2 , кроме постоянного напряжения U , ещё переменное напряжение небольшой амплитуды и начертить кривую зависимости тока, проходящего через прибор A от U , то отдельные горбики кривой, соответствующие потенциалам возбуждения, ступеньками, остаётся плавно поднимающаяся кверху кривая. В точке, соответствующей ионизационному потенциалу, кривая круто поднимается вверх (рис. 87). Другой способ состоит в том, что собирающий ионы электрод устроен в виде своего рода фарадеевой клетки, могущей вращаться вокруг

оси DE (рис. 88), стенка B сплошная, стенка N_2 представляет собой сетку с тонкими проволоками. Если к катоду повернута сплошная сторона клетки, то схема ничем не отличается от первоначальной схемы Ленара, и прибор A одинаково регистрирует и ионизационные потенциалы и потенциалы возбуждения. Когда к катоду повернута сетка N_2 , то при возбуждении атомов газа фототок с этой сетки исчезающе мал, а электроны со сплошной стенки B не могут выйти из фарадеевой клетки; в результате прибор A никакого тока

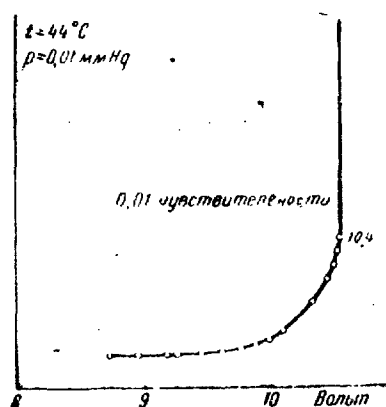


Рис. 87. Кривая, позволяющая отличить ионизационный потенциал от потенциалов возбуждения по методу наложения слабой переменной составляющей на ускоряющее поле.

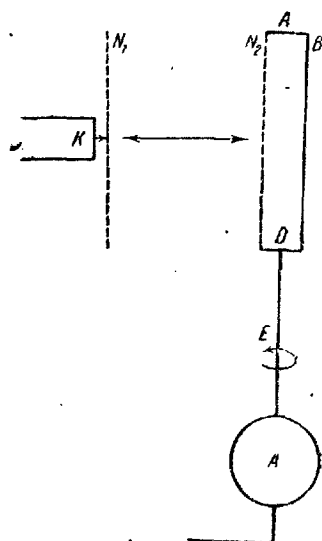


Рис. 88.

не показывает. При ионизации газа положительные ионы улавливаются клеткой, и прибор A регистрирует ток.

Описанный способ наблюдения критических потенциалов Франк называет способом исследования вторичного тока. Этот способ показывает, что происходит с атомом при столкновении, но ничего не говорит о поведении электрона, столкнувшегося с атомом. Франк и Герц применили также и другой метод, состоящий в наблюдении изменений первичного электронного тока. Схему этого метода можно представить тем же рис. 86. В этом случае потенциал сетки N_2 выше потенциала катода на U вольт, потенциалы сеток N_2 и N_1 выше потенциала электрода P соответственно на 0,5 и 0,4 вольта. Электроны ускоряются на коротком расстоянии от катода до N_1 ; в пространстве между N_1 и N_2 происходят столкновения электронов с атомами газа. Если при таком столкновении электрон возбуждает атом, передавая ему свою кинетическую энергию, то сам он должен потерять такое же количество энергии. Если электрон обладал энер-

гией, лишь очень немного большей энергии возбуждения атома, то после столкновения скорость его будет очень мала, и он не сможет преодолеть задерживающее поле в $1/2 V$ между N_2 и P . Если постепенно увеличивать потенциал U , начиная от нуля, то электронный ток не сразу достигнет значения, равного эмиссионному току из катода, вследствие образования вокруг раскалённой нити скопления электронов, препятствующих дальнейшему выходу электронов из катода. Если откладывать по оси абсцисс разность потенциалов U , а по оси ординат ток I_a на анод P , то получим плавную возрастающую кривую, аналогичную характеристике электронной лампы. Когда, увеличивая U , мы дойдём до первого потенциала возбуждения, те из электронов, которые столкнутся с атомами газа и переведут их в возбуждённое состояние, будут после столкновения иметь скорость, близкую к нулю, и выпадут из числа электронов, образующих наблюдаемый нами ток. Если этот эффект будет значителен, кривая, изображающая ток, резко загнётся книзу. Изгиб кривой позволит определить потенциал возбуждения. После увеличения U ещё на $1/2 V$ все электроны вновь будут достигать анода P , и ток снова будет иметь значение, полагающееся ему по характеристике. При увеличении U до следующего потенциала возбуждения повторится то же самое.

Рис. 89 даёт результат применения метода фотоэлектрических токов к парам ртути. По оси абсцисс отложено ускоряющее первичные электроны напряжение; по оси ординат — сила тока на улавливающий электроны электрод. Рис. 90 относится к парам ртути и методу наблюдения первичного тока. Только здесь кривая снята в упрощённой схеме с одной сеткой. Поэтому последовательные горбы кривой соответствуют одному и тому же первому потенциалу возбуждений ртути 4,9 V. А именно, второй горб получается оттого, что электроны, остановившиеся после первого возбуждающего атом ртути столкновения на полпути от катода до сетки, подойдя к сетке, вновь прошли 4,9V и вновь приобрели энергию.

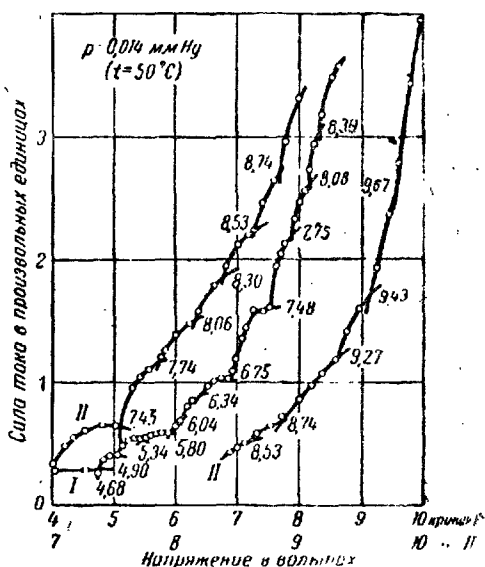


Рис. 89. Потенциалы возбуждения паров Hg [589], стр. 85.

соответствующую первому потенциалу возбуждения. Такое видоизменение метода, не давая возможности наблюдать другие потенциалы возбуждения, позволяет очень точно определить первый потенциал из расстояния по оси абсцисс между двумя горбами, причём автоматически исключается поправка на контактную разность потенциалов. На рис. 91 приведены кривая для паров калия, снятая так же, как кривая рис. 90 для паров ртути [603].

Суммируя результаты экспериментальных исследований Франка и Герца и других над ионизацией и возбуждением газа потоком

электронов, мы приходим к заключению, что при столкновении электрона с атомом надо различать два случая: либо в атоме не происходит никаких изменений, и электрон заметно не изменяет своей скорости, либо электрон отдаёт всю или часть своей кинетической энергии атому, и последний возбуждается или ионизируется. Первый вид столкновений называется *упругим столкновением*.

При столкновении быстро движущегося упругого тела с другим упругим телом, медленно движущимся, первое теряет долю своей энергии, равную в среднем двукратному отношению масс сталкивающихся тел. Так как масса электрона в 1835 раз меньше массы

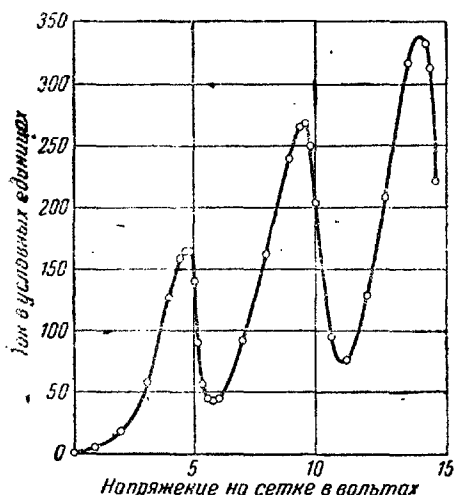


Рис. 90. Кривая «кратных» критических потенциалов Hg, полученная Франком и Герцем при помощи прибора с одной сеткой [569], стр. 65.

атома водорода, то при упругих столкновениях с атомами лёгких газов электроны теряют лишь около 10^{-4} своей кинетической энергии. Столкновение, сопровождаемое передачей кинетической энергии движения электрона атому в виде энергии возбуждения или энергии ионизации, называется *неупругим столкновением*, или ударом электрона, и притом неупругим столкновением *первого рода* в отличие от столкновений второго рода, о которых речь будет ниже. О ионизации и о потенциале ионизации см. обзор [610] с обширным списком литературы; также [606, 638, 671, 672].

Против современных представлений о ионизации и возбуждении возражали Таунсенд и его школа [664, 668]; но эти возражения не основательны.

Подобно ионизации и возбуждению атомов происходят ионизация и возбуждение молекул. Однако, при неупругом столкновении

электрона или другой частицы с молекулой, а также при поглощении кванта излучения может произойти не только возбуждение электронов молекулы, но также и изменение вращательного и колебательного движения входящих в состав молекулы ядер, или, другими словами, возбуждение вращательных и колебательных уровней энергии молекулы. На возбуждение этих уровней требуется значительно меньшее количество энергии, чем на возбуждение электронных уровней. Поэтому число неупругих соударений, которые претерпевают электроны, в двух или многоатомном газе при прочих равных условиях во много раз больше, чем при движении электронов в одноатомном газе. Соответственно больше и потеря электронами энергии вследствие этих соударений. Ионизационный потенциал молекул двухатомного газа (H_2 , N_2 , O_2 и т. д.) иной, чем ионизационный потенциал атомов того же газа. U_i двухатомной молекулы может быть как больше, так и меньше U_i составляющих её атомов. Ионизация молекул обычно сопровождается их диссоциацией. При ионизации соударениями 1 рода двухатомных молекул наряду с молекулярными ионами образуются также и атомные [605]. Сложные молекулы распадаются при столкновении с электронами на более простые и на ряд соединений, которые обычными методами химии в стабильном состоянии не осуществляются [611—617].

При неупругом столкновении положительного иона с электроном может произойти отрыв второго электрона от атома и образование двукратно заряженного иона — дважды ионизованного атома. При неупругом столкновении двукратно заряженного иона получается трижды ионизованный атом и т. д. Образование таких ионов носит название многократной ионизации. При многократной ионизации от атома последовательно отрываются электроны внешних оболочек. Энергия, необходимая для отрывания каждого следующего электрона, последовательно возрастает, как это частично нашло своё отражение в таблице 9.

Ионизационный потенциал многократной ионизации равен сумме потенциалов ионизации нейтрального атома, однократно заряженного иона, двукратно заряженного и т. д.

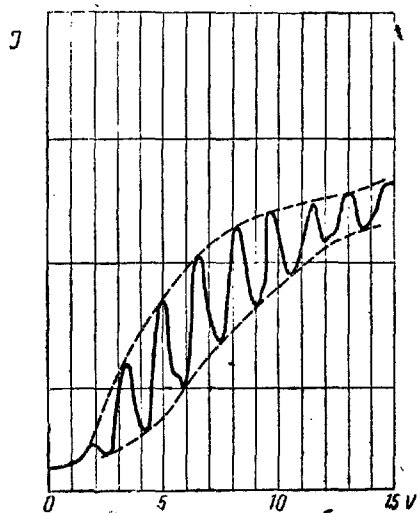


Рис. 91. Критические потенциалы калия [603].

состоянии не осуществляются

Таблица 9

Работа ионизации атомов молекул и ионов ($1 \rightarrow 2 \Delta U_i$ — дополнительная работа, необходимая для создания дважды заряженного иона из однократно заряженного и т. д.)

Элемент	Атомн. вес	Порядк. ном. Z	U_i эл.-в.	$1 \rightarrow 2$ ΔU_i эл.-в.	$2 \rightarrow 3$ ΔU_i эл.-в.	$3 \rightarrow 4$ ΔU_i эл.-в.	$4 \rightarrow 5$ ΔU_i эл.-в.	$5 \rightarrow 6$ ΔU_i эл.-в.
H ₁	1	1	13,5	—	—	—	—	—
H ₂	1	1	15,4	—	—	—	—	—
He	4	2	24,5	54,2	—	—	—	—
Li	6,9	3	5,4	75,3	121,9	—	—	—
N ₁	14,0	7	14,5	29,5	47,2	73,5	97,4	—
N ₂	14,0	7	15,8	—	—	—	—	—
O ₁	16,0	8	13,5	34,9	54,9	77,0	109,2	137,5
O ₂	16,0	8	12,5	—	—	—	—	—
Ne	20,2	10	21,5	40,8	63,2	—	—	—
Na	23	11	5,1	47,5	—	—	—	—
Cl	35,5	17	13,0	22,5	39,7	47,4	67,7	88,6
Ar	39,9	18	15,7	27,8	40,7	—	—	—
K	39,1	19	4,3	31,7	46,5	—	—	—
Cu	63,6	29	7,7	20,2	—	—	—	—
Ca	69,7	31	6,0	18,9	30,6	63,9	—	—
Kr	82,9	36	14,0	26,4	—	—	—	—
Rb	85,5	37	4,2	16,0	—	—	—	—
Cd	112,4	48	9,0	16,8	32,0	—	—	—
Xe	130,2	54	12,1	24,0	—	—	—	—
Cs	133,0	55	3,9	—	—	—	—	—
Hg	201	80	10,4	18,7	41,0	72,0	82,0	—
Tl	204	81	6,1	20,3	29,7	—	—	—

При столкновении атома с очень быстрым электроном (с энергией порядка тысяч эл.-в. и больше) наряду с обычной ионизацией происходит также вырывание из системы атома электрона с какой-либо из внутренних электронных оболочек атома. Спонтанный переход на место, освободившееся на внутренней оболочке электрона, принадлежащего к одной из более отдаленных оболочек, приводит к испусканию атомом соответствующего кванта рентгеновского излучения.

§ 2. Вероятность (функция) возбуждения. Вероятность (функция) ионизации. Когда скорость электрона меньше скорости, соответствующей первому критическому потенциалу, столкновение его с атомом всегда упруго, за исключением тех случаев, когда медленно движущийся электрон, попав в сферу действия атома, не может из неё вырваться и образует вместе с атомом отрицательный ион. Если же скорость электрона больше первой критической скорости, то столкновение его с атомом может быть как неупругим, так и упру-

гим: электрон отдаёт свою энергию атому не обязательно, а лишь в некотором и притом довольно небольшом числе случаев из всех столкновений. Относительное число этих благоприятных для возбуждения случаев, или *вероятность возбуждения*, определяют, подсчитав, с одной стороны, из длины свободного пути электрона в газе число столкновений электронов данного пучка с атомами газа, а с другой — по уменьшению силы электронного тока число электронов, выбывающих из пучка вследствие потери скорости при столкновении. Ионизации при этом не должно происходить, или же число актов ионизации должно быть учтено по току положительных ионов на соответствующий электрод. Другой метод определения числа актов возбуждения — это определение этого числа из спектроскопических данных. Та функция, которая определяет зависимость вероятности возбуждения атома электроном от скорости электрона, или, что то же, от пройденной электроном разности потенциалов U , называется *функцией возбуждения*.

Функции возбуждения различны не только для разных газов, но и для различных энергетических уровней одного и того же атома. Их исследование представляет большую и кропотливую работу, затрудняемую тем, что получение потока электронов, обладающих скоростями, лежащими в узких пределах, является трудной экспериментальной задачей. Поэтому нельзя сказать, чтобы функции возбуждения были в настоящее время полно изучены. Имеющийся экспериментальный материал показывает, что вероятность возбуждения равна нулю при всех потенциалах ниже данного критического потенциала. Начиная от потенциала возбуждения, эта функция быстро увеличивается, достигает максимума при потенциале, близком к данному потенциалу возбуждения, и затем вновь быстро уменьшается. Примером может служить кривая (рис. 92), относящаяся к возбуждению уровня 2^3S гелия¹⁾. Очень часто наблюдается и более сложный ход функции возбуждения. Порядок величины

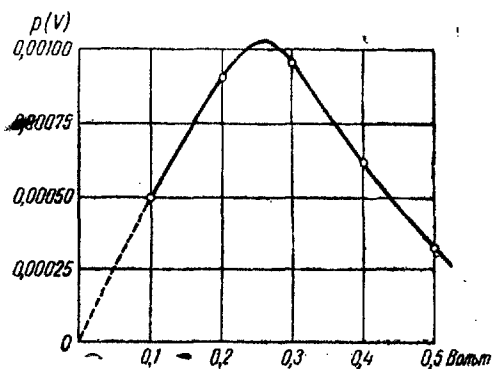


Рис. 92. Ход функции возбуждения He для перехода 1^1S-2^3S по Даймону [589], стр. 181. Нуль на оси абсцисс соответствует потенциалу возбуждения.

¹⁾ По оси абсцисс отложена разность между скоростью возбуждающего электрона в вольтах и потенциалом возбуждения. По оси ординат — доля общего числа столкновений, приводящая к возбуждению.

максимума вероятности возбуждения в благородных газах всего лишь несколько процентов ($1-3\%$). О функции возбуждения и об её определении см., например, [595—597, 618—624], а также гл. XI этой книги.

Аналогично вероятности возбуждения определяется экспериментально и *вероятность ионизации*. Вероятность или функция ионизации имеет другой ход с изменением потенциала: она монотонно

возрастает при увеличении U до 100—200 В и затем медленно падает. Приводим кривые, полученные Комптоном и ван-Вуррисом [594] (рис. 93). Об определении функции ионизации см. также [598—600, 619, 623—626]. Для отрыва второго, третьего и т. д. электронов существуют свои функции многократной ионизации.

При подсчёте неупругих потерь электрона при движении через газ функции возбуждения и ионизации аппроксимируют более или менее простыми эмпирическими выражениями. Удобное выражение, применимое для функции ионизации f_i в начальных пря-

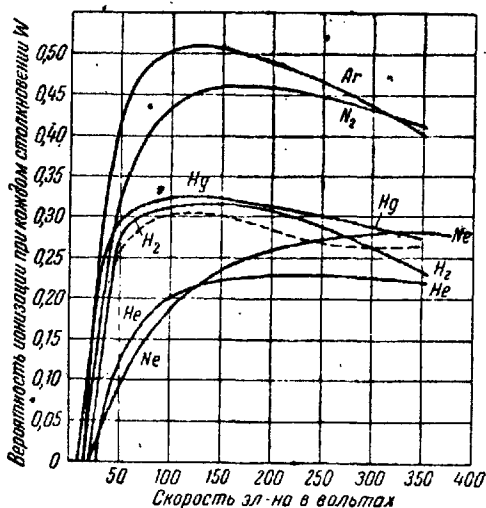


Рис. 93. Ход функции ионизации для некоторых газов.

молинейных частях кривых (рис. 93) представляет собой соотношение

$$f_i = a (U - U_i), \quad (170)$$

где U_i — потенциал ионизации, U — разность потенциалов, эквивалентная скорости электрона. В тех случаях, когда надо дойти до максимума f_i или перейти через него, хорошее приближение представляет собой выражение

$$f_i = a (U - U_i) \cdot e^{\frac{U - U_i}{b}}. \quad (171)$$

Константы a и b определяются из кривых вероятности ионизации¹⁾. Подобные же формулы применяются и для вероятности возбуждения f_a . При экспериментальном определении f_i и f_a необходимо знать среднюю длину свободного пути электрона. Между

¹⁾ Другие выражения для f_i см. стр. 339 и 415.

тем эта величина известна плохо и зависит от скорости электрона (эффект Рамзауэра — § 5 гл. IX). Поэтому экспериментально определённые значения f_i несколько условны. От этого недостатка свободно определение другой величины, характеризующей ионизацию, производимую электроном, а именно удельная ионизация газа электронами s_y , равная числу ионизаций, производимых одним электроном определённой скорости, отнесённому к пути в 1 см.

Так как при постоянной скорости электрона s равно числу соударений электрона с частицами газа на пути в 1 см, умноженному на вероятность ионизации f_i , то

$$s_y = f_i \frac{1}{\lambda} \quad (172)$$

и, следовательно, пропорционально давлению газа. Удельную ионизацию относят к давлению в 1 мм Hg. С определённой таким образом и выраженной формулой (172) *условной* удельной ионизацией, характеризующей одновременно и вероятность элементарного акта ионизации, и среднюю длину свободного пути электрона в газе, не следует смешивать *относительную* ионизацию. Относительная ионизация s равна действительному числу пар ионов, возникающих за счёт кинетической энергии быстрого электрона, отнесённому к 1 см пути электрона независимо от того, происходит ли ионизация при непосредственном соударении I рода первичного электрона с невозбуждёнными частицами газа, или же одновременно имеют место и другие вторичные процессы, как-то: ступенчатая ионизация, ионизация соударениями I рода, вторичных, третичных и т. д. электронов с частицами газа, соударения II рода, возбуждённые первичными, вторичными и т. д. электронами, с атомами примеси, имеющей соответствующий более низкий потенциал ионизации, и т. п. Относительная ионизация также пропорциональна давлению газа. На рис. 94 представлены в логарифмическом масштабе кривые удельной ионизации при 0°С и $p = 1$ мм Hg по работам Смита [601—602]. Своеобразным ходом функции возбуждения и функции ионизации объясняется, что когда в газе происходит ионизация толчками электронов, свечение газа вовсе не соответствует всевозможным его спектральным линиям, или хотя бы всем линиям, при излучении которых электрон возвращается на основной уровень энергии. Возбуждаются лишь отдельные линии. Сравнительная их интенсивность зависит от скорости движения электронов и всех остальных условий опыта (давление газа, присутствие в нём примесей и т. д.). При достаточно большой скорости электронов может произойти ионизация газа, сопровождаемая одновременно возбуждением получившегося в результате ионизации иона. В этом случае свечение газа имеет спектр, называемый *искровым спектром* ¹⁾

¹⁾ Так как этот спектр обычно наблюдается при искровом разряде.

в отличие от спектра нейтрального возбуждённого атома, называемого *дуговым спектром*¹⁾. В общем случае искровые и дуговые линии возникают одновременно. Как общее правило, при небольших скоростях электронов интенсивность линий данной серии дугового спектра тем больше, чем меньше квант энергии $h\nu$, необходимый для возбуждения каждой линии. Иногда спектр свечения газа, независимо от наличия или отсутствия в нём искровых линий, имеет много линий, соответствующих перескокам электронов с самых удалённых уровней — линий, близких к границе серии. Линии эти

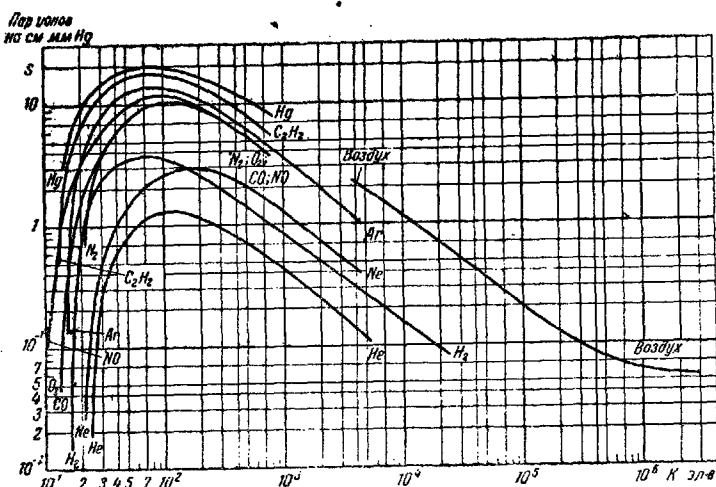


Рис. 94. Кривые «относительной» ионизации для некоторых газов.

проявляются с большой интенсивностью. Около каждой из них, а также около границы серии в сторону коротких волн в спектре виден слабый сплошной фон, постепенно сходящийся на-нет. В этих случаях мы имеем дело со *свечением рекомбинации*. Сперва под ударами электронов происходит ионизация газа, а затем процесс рекомбинации сопровождается свечением при перескоке электронов с больших расстояний извне атома, либо сразу на основной уровень энергии валентного электрона в атоме, либо сперва на один из вышележащих уровней энергии, а затем с этого уровня на основной. При излучении электроны отдают не только квант энергии, соответствующий работе ионизации и, следовательно, границе серии, но и весь избыток своей кинетической энергии. Эта энергия свободного электрона может иметь любое значение и различна у различных электронов, так что $h\nu$ излучения, соответствующего реком-

¹⁾ Наблюдается при дуговом разряде.

бинации различных электронов, также различно. Это и приводит к сплошному спектру. Так же объясняется и появление сплошного фона около отдельных линий.

Характерные особенности спектра рекомбинации не всегда резко выражены. Очень часто одновременно происходит и свечение возбуждения и свечение рекомбинации. Свечение наблюдается также при рекомбинации молекул, диссоциированных на возбуждённый и нейтральный атомы¹⁾.

§ 3. Время пребывания атома в возбуждённом состоянии. Ступенчатые ионизация и возбуждение. Диффузия резонансного излучения. Метастабильные состояния. При детальном изучении электрических явлений в газах важное значение имеет вопрос о том, в течение какого промежутка времени τ атом остаётся в возбуждённом состоянии. Переход электрона в возбуждённом атоме на нормальный уровень энергии с излучением энергии возбуждения в виде светового кванта совершается без участия какого-либо внешнего воздействия и носит поэтому название *спонтанного перехода*. Как и в случае всех других спонтанных процессов, число переходов $N dt$, совершающихся в единице объёма за время dt , пропорционально dt и концентрации возбуждённых атомов n_a в данный момент времени и

$$N dt = w \cdot n_a dt, \quad (173)$$

где N — число переходов, отнесённое к единице времени, а w — *вероятность перехода*. Если одновременно не происходит актов возбуждения атомов, то

$$N dt = -dn_a. \quad (174)$$

(174) и (173) приводят к $-dn_a = wn_a dt$ или после интегрирования к

$$n_a = n_{a_0} e^{-wt}, \quad (175)$$

где n_{a_0} — концентрация возбуждённых атомов в начальный момент времени. n_a убывает по экспоненциальному закону; отдельные атомы находятся в возбуждённом состоянии различное время τ (от нуля и до бесконечности). Подсчёт *среднего времени пребывания атома в возбуждённом состоянии* τ_0 даёт²⁾:

$$\tau_0 = \frac{1}{w}. \quad (176)$$

Экспериментально порядок величины τ_0 был определён В. Вином из опытов с каналовыми лучами. Каналовые лучи представляют собой пучок быстро движущихся положительных ионов и получающихся

¹⁾ Более подробное изложение вопроса об излучении газового разряда дано в гл. XI.

²⁾ См. аналогичный подсчёт среднего времени запаздывания разряда на стр. 418 формулы (566), (568). В случае возможности спонтанных переходов электрона кроме основного также и на другие более низкие уровни, с различными вероятностями этих переходов выражение для τ_0 усложняется.

в результате перезарядки нейтральных атомов. Опыты Вина заключались в том, что по отклонению каналовых лучей в электрическом и магнитном поле он определял скорость движения каналовых частиц и одновременно измерял интенсивность свечения пучка в разных точках пути.

Интенсивность излучения I пропорциональна числу спонтанных переходов, отнесённому к единице времени N . Поэтому (173), (175) и (176) приводят для интенсивности свечения I в пучке каналовых лучей к формуле

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = I_0 e^{-\frac{l}{\tau v}}, \quad (177)$$

где l — расстояние от точки, в которой интенсивность свечения каналового пучка равна I_0 ; v — скорость движения каналовых частиц. Опыты Вина дали для среднего времени τ_0 пребывания атома в возбуждённом состоянии величину порядка 10^{-8} — 10^{-7} сек. Эта величина совпадает с длительностью отдельного когерентного светового излучения, определяемой из наибольшей разности хода, при которой ещё можно наблюдать явление интерференции световых волн. Порядок величины τ_0 подтверждается также совпадением подсчитанных на основании этой цифры по формулам квантовой теории дисперсионных и абсорбционных констант с данными опыта. Раз атом находится в возбуждённом состоянии хотя и очень короткое, но конечное время, то может произойти новое неупругое столкновение возбуждённого атома с электроном. В этом случае атом перейдёт на новую, более высокую ступень возбуждения или, если энергии электрона на это хватит, будет ионизован. Такая ионизация или возбуждение путём нескольких последовательных столкновений с электронами называется *ступенчатой ионизацией*, или ступенчатым возбуждением. Ступенчатая ионизация имеет место в тех случаях, когда газ оказывается ионизованным, несмотря на то, что разность потенциалов анода и эмиттирующего электроны катода меньше ионизационного потенциала данного газа. В некоторых случаях подсчёт вероятности столкновения возбуждённого атома с электроном приводит к ничтожно малому числу ионов, образуемых таким процессом, — много меньше наблюдаемой ступенчатой ионизации. Объяснение, почему ионизация и возбуждение ступенями всё же имеют место, включается в представлении о диффузии резонансного излучения. Резонансным излучением называется такое излучение, при котором конечный уровень энергии электрона является основным уровнем, а начальный — одним из соседних уровней. В этом случае, если атом предварительно возбуждён путём поглощения света, то при обратном перескоке электрона излучается свет точно такой же длины волны, как тот, поглощение которого привело к возбуждению атома. В связи с этим первый критический потенциал называется резонансным потенциалом. В качестве примера укажем, что для натрия резонансным излуче-

нием является излучение жёлтого дублета 5890—5866 Å, а для ртути первая резонансная линия—2356,7 Å, вторая—1849,5 Å. Допустим теперь, что в некотором атоме при столкновении первого рода произошёл перескок электрона на уровень, соответствующий резонансному излучению. По истечении времени τ этот атом излучает полученный им от электрона квант энергии. Излучённая световая энергия будет поглощена другим атомом, через новый промежуток времени τ вновь излучена и так далее. Квант энергии будет передаваться от одного атома к другому, описывая зигзагообразный путь, пока не покинет газ, пройдя через стенки содержащего газ сосуда или поглотившись в их толще. Таким образом, если каждый атом и будет оставаться возбуждённым лишь очень короткое время, то всё же в каждый дачный момент в газе будут иметься возбуждённые атомы, первоначальной причиной возбуждения которых служат столкновения первого рода, имевшие место большой (по сравнению с τ) промежуток времени тому назад. В отношении увеличения вероятности столкновения возбуждённого атома с электроном и ионизации ступенями это равносильно увеличению длительности пребывания каждого атома в отдельности в возбуждённом состоянии. Другое объяснение сравнительной лёгкости ионизации ступенями заключается в существовании так называемых метастабильных состояний атома. Согласно теории атома не все переходы электрона с более высокого энергетического уровня на более низкий могут происходить путём излучения соответствующего кванта света. Некоторые переходы, как выражаются в теории атома, «запрещены». Запреты фиксируются определёнными соотношениями между «квантовыми числами» энергетических уровней. Уровни, с которых электрон, согласно теории атома, не может перейти, как принято говорить, «спонтанно», путём излучения света, ни на основной, ни на один из других нижележащих уровней, называются *метастабильными уровнями*, соответствующее состояние атома — метастабильным состоянием и сам атом в таком состоянии — *метастабильным атомом*. Для того чтобы электрон всё же вернулся с метастабильного уровня на основной уровень энергии, нужно, чтобы электрон сперва был поднят новым столкновением первого рода или поглощением соответствующего кванта световой энергии, на другой, более высокий уровень, с которого он может перескочить непосредственно на основной уровень с превращением энергии возбуждения атома в энергию излучения. Более детальное рассмотрение вопроса о метастабильных состояниях в квантовой механике показывает, что спонтанный переход с метастабильного уровня на уровень, лежащий ниже, всё же возможен, но только вероятность такого перехода чрезвычайно мала, переходы чрезвычайно редки. Предоставленный самому себе атом остаётся на верхнем энергетическом уровне в среднем в течение времени, много большего, чем нужно для того, чтобы в лабораторных условиях газового разряда атом был выведен из этого состояния под действием одной из ука-

занных выше причин или при взаимодействии со стенкой разрядной трубки. Поэтому в обычных условиях *запрещённые* спектральные линии, соответствующие переходам с метастабильных состояний, не могут быть обнаружены вследствие их крайне малой интенсивности. Однако не в лабораторном, а в мировом масштабе такие *запрещённые* линии удаётся обнаружить. Так в некоторых туманностях звёздного неба, представляющих собой газы в очень разреженном состоянии, были обнаружены при спектроскопическом исследовании довольно яркие линии, не наблюдаемые в земных условиях. Первоначально эти спектральные линии приписывали гипотетическому неизвестному элементу небулию. Впоследствии для небулия не оказалось места в периодической системе элементов, и эти линии были расшифрованы как *запрещённые* линии, принадлежащие к спектрам N II и O III, т. е. к спектру ионизованного атома азота и к спектру дважды ионизованного атома кислорода. В условиях, имеющих место в туманностях, столкновения атомов между собой или с другими частицами происходят много реже, чем средняя продолжительность пребывания атома в метастабильном состоянии, и метастабильный атом успевает излучить квант света. Переход электрона с основного уровня на метастабильный путём неупругого столкновения первого рода не запрещён. Атом, в котором такой переход произошёл, сохраняет состояние возбуждения гораздо дольше, чем обыкновенный возбуждённый атом. Время пребывания атома в метастабильном состоянии в значительной степени зависит от давления газа, наличия в нём примесей и от других деталей режима разряда. Один из способов определения этого времени состоит в определении того промежутка времени после прекращения действия первоначального возбуждающего метастабильные состояния потока электронов, в течение которого наложенное на газ напряжение, хотя и ниже ионизационного потенциала, приводит к ионизации газа. Другой, более строгий метод основан на том, что метастабильные уровни являются конечными уровнями для линий определённых спектральных серий. Понятно, что при отсутствии в газе метастабильных атомов линии таких серий не могут появляться в спектре поглощения газа, потому что атом без электронов на метастабильном уровне не в состоянии поглотить соответствующий квант энергии. Таким образом наличие этих линий в спектре поглощения свидетельствует о наличии в газе атомов в данном метастабильном состоянии. Схема опыта такова. Свет от источника проходит через разрядную трубку, наполненную тем газом, метастабильные состояния которого требуется исследовать, и затем падает на щель спектрографа. При наличии разряда в трубке в фотографируемом спектре резко выступают указанные выше линии поглощения. Если сперва выключить разряд в трубке, а затем лишь через некоторое короткое время t пропустить через неё свет от источника и сделать снимок спектра, то линии поглощения, соответствующие метастабильным состояниям, выступают тем

слабее, чем больше промежуток времени t . Включение и выключение разряда и открывание щели, через которую свет проходит в трубку от источника, совершается автоматически при помощи механического приспособления или «ячейки Керра». Время между моментом выключения разряда и моментом открытия щели постепенно увеличивают, пока оно не достигнет такого значения, при котором соответствующие линии пропадают совершенно. Этот последний промежуток τ и соответствует времени существования атома в возбуждённом метастабильном состоянии. τ принято называть «продолжительностью жизни» метастабильного атома.

Как показали эти опыты, «продолжительность жизни» различных метастабильных состояний одного и того же атома различна. (Опыты Доргело с метастабильными состояниями неона дали для состояний $^3P_0 — 1/2000$ сек., $^3P_2 — 1/240$ сек.) Порядок величины τ по данным различных исследований, довольно хорошо согласующимся между собой, равен в различных случаях десятитысячным, тысячным и даже сотым долям секунды [607, 627].

§ 4. Неупругие соударения II рода. В явлении перехода атома из метастабильного состояния при столкновении с какой-либо другой частицей в нормальное, мы встречаемся с новым элементарным процессом в газе, называемым *неупругим соударением второго рода*. Представление о необходимости существования соударений второго рода было выведено Клейном и Росселандом [608] из теоретических соображений при рассмотрении условий равновесного состояния в газе, в котором постоянно происходят процессы взаимодействия между атомами, с одной стороны, световым излучением и свободными электронами, с другой. Такие равновесные состояния можно наблюдать экспериментально при высоких температурах в предоставленном самому себе газе (изотермическая плазма — гл. XV). Между тем в этом случае, для того чтобы равновесие не нарушалось и концентрация любого рода частиц и распределение их по скоростям оставались постоянными, необходимо, чтобы в газе, наряду с каждым из разнообразных элементарных процессов ионизации, возбуждения, излучения и т. д., имел бы место также и процесс, прямо противоположный первому. Так, например, если бы в газе происходило только возбуждение частиц газа ударами электронов, то концентрация быстрых электронов непрерывно бы уменьшалась, а излучение квантов света, сопровождающее возбуждение, приводило бы к убыли энергии в газе. На самом деле в случае равновесного состояния число быстрых электронов пополняется за счёт соударений, при которых энергия возбуждения частиц газа передаётся взаимодействующим с ними медленным электронам, а излучение энергии возбуждёнными частицами восполняется путём поглощения фотонов невозбуждёнными частицами газа. Такая необходимость протекания в газе, находящемся в равновесном состоянии элементарного процесса любого типа как в прямом, так и в обратном направлении, причём в общей сложности

действие каждого элементарного процесса уравнивается действием прямо противоположного, составляет содержание *принципа детального равновесия*. В явлениях электрического разряда газ не находится в вполне термодинамически равновесном состоянии. В каждом продольном сантиметре разрядной трубки газ поглощает в 1 секунду энергию электрического тока в количестве, равном произведению продольного градиента потенциала в разряде на силу разрядного тока. При стационарном режиме такое же количество энергии отдаётся внешнему миру в виде излучения газа и стенок трубки, а также в виде тепла путём теплопроводности и конвекции окружающей трубку среды. Детальное равновесие всех прямых и обратных процессов в этом случае уже не обязательно имеет место; так например, образование положительных ионов и свободных электронов происходит в объёме газа, а исчезновение их — на стенках трубки. Но природа каждого как прямого, так и обратного процесса и условия его протекания остаются неизменными. В частности, зависимость вероятности осуществления какого-либо процесса при соответствующем соударении от определяющих эту вероятность условий (скорость взаимодействующих частиц и т. п.) та же, что и в равновесных условиях. Это позволило Клейну и Росселанду подойти к вопросу о вероятности соударений II рода с количественной стороны.

Рассмотрим процесс возбуждения частиц газа до состояния (a) с энергией возбуждения $\mathcal{E}_a$ электронами, обладающими энергией $\mathcal{E}_1$ (точнее от $\mathcal{E}_1$ до $\mathcal{E}_1 + d\mathcal{E}$). Вероятность такого возбуждения обозначим через $w(\mathcal{E}_1)d\mathcal{E}$. После неупругого столкновения I рода энергия электрона будет $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_a$. Процессом, обратным рассматриваемому, будет неупругое соударение II рода электрона, обладающего энергией $\mathcal{E}_2$ (точнее от $\mathcal{E}_2$ до $\mathcal{E}_2 + d\mathcal{E}$) с возбуждённой частицей газа в состоянии (a). Передача энергии возбуждения $\mathcal{E}_a$ электрону приведёт к тому, что после соударения его кинетическая энергия будет $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_a$. Вероятность такого соударения обозначим через $w'(\mathcal{E}_2)d\mathcal{E}$, концентрации электронов с кинетической энергией $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — через dn_1 и dn_2 . Число процессов возбуждения, имеющих место в единице объёма газа в единицу времени, равно числу столкновений электронов с энергией $\mathcal{E}_1$ с невозбуждёнными частицами газа N_1 , умноженному на вероятность $w(\mathcal{E}_1)d\mathcal{E}$. Точно так же число неупругих соударений II рода в том же объёме и за то же время равно числу соответствующих столкновений N_2 , умноженному на $w'(\mathcal{E}_2)d\mathcal{E}$. Если мы допустим, что числа столкновений N_1 и N_2 пропорциональны $dn_1 \cdot n$ и $dn_2 \cdot n_a$, где n — концентрация невозбуждённых, n_a — концентрация возбуждённых частиц газа при факторе пропорциональности k , то мы непосредственно придём к установленному Клейном и Росселандом в 1921 году на основании идеи о детальном равновесии соотношению [608, 589], стр. 211

$$k dn_1 n w(\mathcal{E}_1) = k dn_2 n_a w'(\mathcal{E}_2) \quad (178)$$

или

$$dn_1 n w(\mathcal{E}_1) = dn_2 \cdot n_a w'(\mathcal{E}_2). \quad (179)$$

Однако открытая с тех пор зависимость средней длины свободного пути электрона от скорости, а также элементарное соображение о том, что даже газокINETические диаметры невозбуждённой и возбуждённой частицы газа могут быть различны, приводят к тому, что фактор пропорциональности k может иметь в левой и правой частях выражения (178) различные значения. К поставленной задаче можно подойти строже. Вместо простых вероятностей $w(\mathcal{E}_1)$ и $w'(\mathcal{E}_2)$, относящихся к единичным столкновениям, оказывается целесообразнее ввести величину эффективного поперечного сечения частицы газа для данного процесса q , так как эта величина отражает как вероятность $w(\mathcal{E})$, так и указанные выше обстоятельства ([1], стр. 97—99). Но так как по существу такое уточнение ничего нового в представления о неупругих столкновениях II рода не вносит, то для простоты мы приведём здесь подсчёт Клейна и Росселанда. При равновесном состоянии ионизированного газа распределение электронов по энергиям выражается законом Максвелла. Поэтому для dn_1 и dn_2 имеем

$$dn_1 = \frac{2n_e}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \mathcal{E}_1^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}_1}{kT}} d\mathcal{E}, \quad (180)$$

$$dn_2 = \frac{2n_a}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \mathcal{E}_2^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}_2}{kT}} d\mathcal{E}, \quad (181)$$

где n_e — общая концентрация свободных электронов, а T — температура максвелловского распределения. С другой стороны, в тех же условиях термодинамического равновесия согласно теореме Больцмана

$$n_a = \frac{g_2 n e^{-\frac{\mathcal{E}_a}{kT}}}{g_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}{kT}}, \quad (182)$$

где g_1 и g_2 — статистические веса нормального и возбуждённого состояний. С учётом (180), (181), (182) и (179) даёт

$$\frac{dn_1 n w(\mathcal{E}_1)}{dn_2 n_a w'(\mathcal{E}_2)} = \frac{g_2 e^{-\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}{kT}} e^{-\frac{\mathcal{E}_1}{kT}}}{g_1 e^{\frac{\mathcal{E}_2}{kT}}} \cdot \frac{\mathcal{E}_1^{\frac{1}{2}}}{\mathcal{E}_2^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{w(\mathcal{E}_1)}{w'(\mathcal{E}_2)}$$

или после сокращения

$$g_1 w(\mathcal{E}_1) \mathcal{E}_1^{\frac{1}{2}} = g_2 w'(\mathcal{E}_2) \mathcal{E}_2^{\frac{1}{2}}. \quad (183)$$

Введение понятий об эффективном поперечном сечении частиц газа q_{12} для соударения первого рода и q_{21} для соударения II рода приводит к аналогичному выражению ([1], стр. 97—99)

$$g_1 q_{12} \mathcal{E}_1 = g_2 q_{21} \mathcal{E}_2. \quad (184)$$

Уравнение детального равновесия в форме (183) или (184) тотчас же приводит к заключению, что вероятности прямого и обратного процессов для каждого из этих процессов тесно связаны одна с другой; то же имеет место и по отношению к эффективным поперечным сечениям частиц газа в обоих случаях. Далее, если энергия электрона в процессе соударения I рода $\mathcal{E}_1$ лишь очень незначительно превышает энергию возбуждения $\mathcal{E}_a$, то, так как $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_a$, то $\mathcal{E}_2$ очень мало. Поэтому из (183) и (184) следует, что если при соударении II рода скорость свободного электрона до столкновения мала, то вероятность соударения II рода и эффективное поперечное сечение частиц газа для этого процесса очень велики. Неупругие соударения II рода происходят при столкновениях с возбуждёнными частицами газа не только электронов, но и других частиц.

Существование неупругих столкновений II рода, приводящих к увеличению скорости свободных электронов в газе, наглядно доказано опытами Лейпунского и Латышева. Схема этих опытов аналогична схеме опытов Франка и Герца с двумя сетками (рис. 86). Опыт проводился в парах ртути. Между катодом и первой сеткой N_1 накладывалось напряжение U , меньшее чем первый потенциал возбуждения ртути. Электроны испытывали лишь упругие столкновения. Между второй сеткой N_2 и пластинкой P накладывалось задерживающее напряжение, несколько большее, чем U ; пластинка P находилась при потенциале более низком, чем потенциалы катода, так что ни один электрон не попадал на неё. Но при освещении ртутных паров между сетками N_1 и N_2 излучением ртутной дуги возбуждались метастабильные состояния атомов ртути, обладающие энергией 4,7 э.в. В результате столкновений метастабильных атомов ртути с электронами происходили соударения второго рода. Поэтому, для того чтобы электроны не попадали на пластинку P и прибор в цепи этой пластинки не показывал тока, приходилось задавать между сеткой N_2 и пластинкой P задерживающий потенциал, превышающий по абсолютной величине потенциал, ускоряющий электроны между катодом и сеткой N_1 не менее чем на 4,7 вольта. Увеличение энергии электронов путём соударений II рода необходимо учитывать в ряде случаев газового разряда, например, при истолковании сравнительной интенсивности излучения тех или иных спектральных линий. Если частица, сталкивающаяся с возбуждённой частицей, — электрон, то энергия может быть передана ему лишь в виде кинетической энергии увеличения скорости движения электрона. Если вторая сталкивающаяся частица — атом A , требующий для возбуждения или ионизации меньшего количества энергии, чем потенциальная энергия той возбуждённой частицы, с которой атом A сталкивается, то в результате столкновения второго рода атом A окажется возбуждённым или ионизированным. При неупругом столкновении I рода на возбуждение или ионизацию второй частицы затрачивается кинетическая энергия взаимодействующей с ней первой частицы. При неупру-

гом столкновении II рода второй частице передаётся в виде потенциальной или кинетической энергии потенциальная энергия первой частицы. Наглядное доказательство существования соударений второго рода представляет собой явление, называемое *сенсibilизированной флуоресценцией*. Если подвергнуть пары ртути, находящиеся в каком-либо сосуде, действию ультрафиолетового света с

длиной волны 2536,7 Å, соответствующей резонансному излучению ртути, то пары ртути сами начинают излучать свет такой же длины волны. Если подмешать к парам ртути пары таллия и осветить смесь каким-либо монохроматическим светом, то никакого свечения паров таллия не наблюдается, даже если будем освещать светом, даваемым разрядом в парах таллия.

Но как только трубка освещается резонансным излучением ртути 2536,7 Å, то, несмотря на очень малое количество присутствующих в ней паров таллия, трубка вспыхивает зелёным светом, соответствующим зелёной линии в спектре таллия. Резонансное излучение возбуждает атомы ртути; возбуждённые атомы ртути путём столкновений второго рода возбуждают атомы таллия; возбуждённые атомы таллия спонтанно возвращаются в нормальное состояние, излучая зелёную линию таллия. Об аналогичных опытах с сенсibilизированной флуоресценцией калия см. [628].

При опытах с простой флуоресценцией натриевых или ртутных паров столкновения второго рода сказываются в явлении тушения флуоресценции. Это явление заключается в том, что при прибавлении к парам ртути или натрия посторонних газов интенсивность света, излучаемого флуоресцирующими парами, уменьшается по мере увеличения давления примеси. При этом увеличении возрастает число столкновений атомов ртути или натрия с атомами примеси, и потому возрастает вероятность столкновений второго рода. Иллюстрацией могут служить кривые (рис. 95), относящиеся к парам ртути. По оси абсцисс отложено давление примеси, по оси ординат — интенсивность света флуоресценции, причём интенсивность при отсутствии примеси принята за сто. Термином «тушение» пользуются не только по отношению к флуоресценции. Под тушением понимают любое уменьшение концентрации возбуждённых, в том числе и метастабильных, атомов путём неупругих соударений II рода, независимо от того, к каким последствиям это уменьшение приводит.

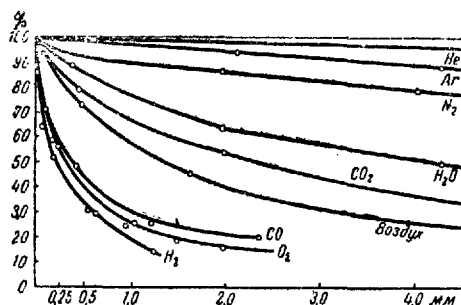


Рис. 95. Тушение флуоресценции паров Hg в присутствии различных газов в зависимости от парциального давления последних.

При наличии в газе атомов в метастабильных состояниях вероятность столкновений второго рода возрастает. Поэтому метастабильные состояния играют в явлениях газового разряда большую роль. На разборе некоторых относящихся сюда явлений мы остановимся в соответствующих главах (например, влияние метастабилей на потенциал зажигания — так называемый эффект Пеннинга [609]. О неупругих соударениях II рода см. также [667]).

§ 5. Ионизация при соударениях положительных ионов с частицами газа. Теория газового разряда, в частности теория Таунсенда, учитывает возможность ионизации атомов газа при столкновении их с ионами. Установлено, что при тех скоростях, которыми в большинстве случаев обладают положительные ионы в газовых разрядах и которые определяются проходными ими разностями потенциалов в несколько десятков или сотен вольт, ионизирующая способность положительных ионов по отношению к молекулам того же газа, которому принадлежат ионы, очень мала. С другой стороны, очень быстро движущиеся α -частицы производят сильную ионизацию того газа, через который они проходят. Долгое время не удавалось установить для положительных ионов чего-либо соответствующего ионизационным потенциалам при столкновениях электронов, и только работы сравнительно недавнего времени содержат некоторые данные в этом отношении. Приводим таблицу ионизационных потенциалов из работы Бекка и Музона [629], относящуюся к ионизации благородных газов ионами щелочных металлов.

Таблица 10

Газ	Металл				
	Li+	Na+	K+	Rb+	Cs+
Ne	307	175	320	420	437
Ar	100	105	95	180	(365)
Kr	(420)	(400)	80	100	143
Xe	250	(300)	120	145	105

Бекк и Музон считают эти потенциалы определёнными с точностью до ± 10 V.

Более поздние исследования, проведённые с более чувствительной аппаратурой, дают для начала ионизации столкновениями положительных ионов несколько более низкие значения кинетической энергии положительных ионов [630—637, 639—641].

Для иллюстрации порядка величины рассматриваемого явления приводим ещё из работ Суттона и Музона ряд цифр, дающих число ионизаций, происходящих на 1 см пути иона Na⁺ при скорости иона,

соответствующей разности потенциалов в 750 V, и при давлении газа в 0,01 мм Hg.

Ar	Ne	N ₂	H ₂	Воздух
0,06288	0,00112	0,00124	0,0000	0,06098

Эффективность ионизации газа его собственными ионами чрезвычайно мала [642, 643, 653, 654, 669, 670]. Сталкиваясь с атомами и молекулами, положительные ионы производят также и возбуждение их [645—651, 656—662]. То же могут производить и быстрые нейтральные атомы, возникающие в результате процессов перезрядки [644, 652, 662]. Неопределённость ионизационного потенциала и малая эффективность ионизации при столкновении положительных ионов с нейтральными частицами газа находят довольно простое объяснение в следующих обстоятельствах. Движение двух сталкивающихся в газе частиц от момента времени непосредственно перед началом их взаимодействия и до окончания последнего можно рассматривать как движение изолированной системы. Движение этой системы складывается из движения её центра тяжести и из движения каждой из частиц относительно последнего. Согласно законам механики движение центра тяжести остаётся неизменным. Возбуждение или ионизация одной из частиц при их столкновении представляет собой переход кинетической энергии в потенциальную внутри системы и не может совершаться за счёт энергии движения центра тяжести. Допустим для простоты расчёта, что одна из соударяющихся частиц — первая с массой m_1 движется до соударения со скоростью v_1 , вторая с массой m_2 неподвижна в той системе координат, к которой мы относим движение каждой частицы и их центра тяжести. Удар принимаем за центральный. Начало координат поместим в центре неподвижной частицы. Расстояние между центрами частиц до их соударения в любой момент времени будем обозначать через r ; расстояние центра тяжести системы от начала координат — от центра второй частицы — через x . Тогда, как известно, будем иметь:

$$x = r \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \quad (185)$$

Скорость движения первой частицы до соударения $v_1 = \frac{dr}{dt}$. Скорость движения центра тяжести обеих частиц как до, так и после соударения будет $\frac{dx}{dt} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{dr}{dt}$. Кинетическая энергия движения обеих частиц, вместе взятых, до соударения K равна $\frac{m_1 v_1^2}{2}$. Энергия поступательного движения центра тяжести системы будет

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (m_1 + m_2) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 &= \frac{1}{2} (m_1 + m_2) \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1 \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{m_1^2 v_1^2}{m_1 + m_2} = \\ &= \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} K. \end{aligned} \quad (186)$$

Эта часть общей энергии K неизменно сохраняет форму кинетической энергии центра тяжести всей системы. Следовательно, наибольшая доля кинетической энергии системы, которая может быть затрачена на возбуждение или ионизацию, равна

$$\left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2}\right) K = \frac{m_2}{m_1 + m_2} K. \quad (187)$$

При соударении электрона с частицей газа множитель $m_2/(m_1 + m_2)$ очень близок к единице: кинетическая энергия электрона может

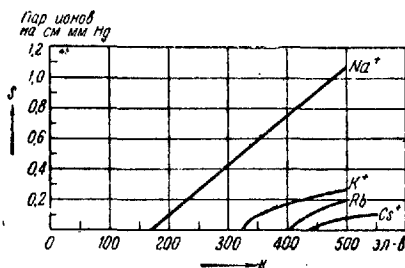


Рис. 96. Относительная ионизация неона ионами щелочных металлов при давлении 1 мм Hg и 0° С в зависимости от энергии ионов.

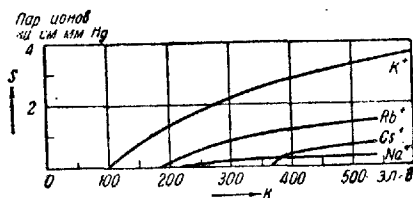


Рис. 97. Относительная ионизация аргона ионами щелочных металлов при давлении 1 мм Hg и 0° С в зависимости от энергии ионов.

малости его массы во много раз больше скорости положительного иона. Поэтому за то время, в течение которого быстрый электрон передаёт долю своей энергии нейтральной частице газа, электрон успевает удалиться, и избыток энергии, приобретённый нейтральной частицей, неизбежно ведёт к изменению её энергетического состояния. Наоборот, вследствие гораздо меньшей скорости положительного иона при соударении его с частицей газа электроны, входящие в состав как этой частицы, так и иона, совершают большое число оборотов вокруг соответствующего ядра, или, другими словами, и нейтральная частица и ион подвергаются воздействию лишь *медленно*

почти целиком перейти при неупругом столкновении I рода в потенциальную энергию возбуждения или ионизации. При столкновении положительного иона какого-либо газа с нейтральной частицей того же газа m_1 очень близко к m_2 , множитель $m_2/(m_1 + m_2)$ даже в самом благоприятном случае центрального удара не может быть больше $\frac{1}{2}$, на возбуждение и ионизацию затрачивается в среднем лишь некоторая сравнительно небольшая доля кинетической энергии положительного иона. Второе обстоятельство, резко отличающее процесс неупругого соударения положительного иона от такого же соударения электрона, заключается в том, что при одном и том же запасе кинетической энергии скорость электрона вследствие

изменяющегося электрического поля, оказывающего значительное воздействие на расположение уровней энергии электронов как в частице, так и в ионе. Благодаря этому может случиться, что переход одного из электронов на более высокий уровень будет облегчен из-за сближения этих уровней, и произойдет возбуждение или ионизация нейтральной частицы (ион возбудить или ионизовать труднее вследствие избыточного положительного заряда). Но в большом числе случаев при начавшемся удалении иона от частицы электронные системы того и другой вернутся в нормальное состояние, а временно приобретенная ими потенциальная энергия вновь перейдет в кинетическую энергию их относительного движения. При взаимодействии иона с нейтральной частицей энергия деформации их строения распределена между частицей и ионом, чего нет в случае электронного удара. Поэтому шансы на ионизацию или возбуждение уменьшаются по сравнению с этим последним случаем. Для процессов ионизации и возбуждения положительными ионами аналогично ионизации и возбуждению электронами существуют свои функции или вероятности ионизации или возбуждения, вместо которых опять-таки целесообразно вводить величину эффективного поперечного сечения частиц газа по отношению к каждому данному процессу. Эти еще мало изученные вероятности и эффективные сечения являются функциями энергии положительного иона. Для иллюстрации приводим на рис. 96, 97 и 98 кривые относительной ионизации благородных газов ионами щелочных металлов [663].

В обычных условиях газового разряда ионизация ударами положительных ионов в объеме газа имеет лишь весьма второстепенное значение. Гораздо больше ионизация в случае распространения в газе пучков весьма быстрых сравнительно легких ионов: протонов, дейтонов и α -частиц. Некоторые количественные данные см. в § 4 главы VII.

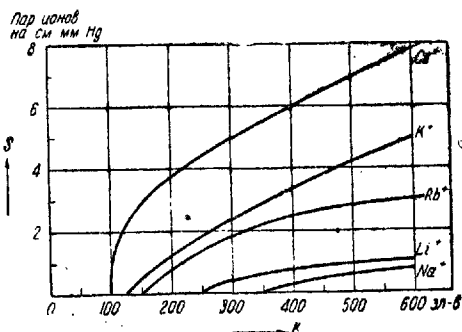


Рис. 98. Относительная ионизация ксенона ионами щелочных металлов при давлении 1 мм Hg и 0° С в зависимости от энергии ионов.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ.

ИОНИЗАЦИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЧАСТИЦАМИ ГАЗА КВАНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ. ТЕРМИЧЕСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ И ТЕРМИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ. ДРУГИЕ ОБЪЁМНЫЕ ПРОЦЕССЫ ИОНИЗАЦИИ И ВОЗБУЖДЕНИЯ ГАЗА.

§ 1. *Объёмная фотоионизация газа.* *Объёмной фотоионизацией газа*, или объёмным фотоэффектом в газе, называется ионизация газа в результате поглощения частицей газа кванта излучения. Объёмный фотоэффект происходит не только под действием коротковолнового излучения, проникающего в газ извне, но также и под действием радиаций, генерируемых внутри той области газа, в которой происходит разряд. На наличие такого коротковолнового излучения в разряде уже давно указывал ещё Дж. Дж. Томсон [673]. Однако та значительная роль, которую играет объёмный фотоэффект в газе в некоторых типах газовых разрядов, была обнаружена лишь недавно при попытках объяснить механизм так называемой положительной короны и при возникновении новой теории искрового разряда — теории стримеров. Наиболее простой случай фотоионизации в объёме имеет место при поглощении атомом или молекулой кванта излучения с энергией, соответствующей соотношению

$$h\nu \geq eU_i. \quad (188)$$

Наименьшим ионизационным потенциалом обладает атом цезия. Этот ионизационный потенциал равен 3,88 вольта и соответствует энергии кванта ультрафиолетового излучения с длиной волны λ_0 3184 Å. Отсюда следует, что в случае любого газа или пара простая фотоионизация в объёме не может происходить под действием видимого света. В случае таких газов, как молекулярные азот, кислород, водород, требуется излучение с длиной волны, равной или меньшей, чем данные, приведённые в таблице 11¹).

¹) λ_0 легко подсчитать в ангстрёмах для любого газа по формуле $\lambda_0 = \frac{12340}{U_i}$ (189), где U_i — ионизационный потенциал газа в вольтах. (188)

вытекает из соотношения $h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = U_i e$ (190).

Таблица 11

Работа ионизации составных частей воздуха и некоторых других газов в эл.-в. и теоретический порог их объемной фотоионизации в Å (а) по [4], т. 1, стр. 67; (б) по [309], стр. 258

Газ	Работа ионизации эл.-в.	Порог фотоионизации Å	Газ	Работа ионизации эл.-в.	Порог фотоионизации Å
N ₂ (а)	15,8	780	H ₂ (а)	15,4	800
N (а)	14,5	850	H (а)	13,5	910
O ₂ (а)	12,5	900	He (а)	24,5	505
O (а)	13,5	910	Ar (а)	15,7	785
H ₂ O (б)	13,2	940	Ne (а)	21,5	570
CO ₂ (б)	14,3	860	Kr (а)	14,0	880
			Xe (а)	12,1	1 020
CO (б)	14,1	880	Cl ₂ (б)	13,2	940
NO (б)	9,5	1 300	Br ₂ (б)	12,8	670
CH ₄ (б)	14,4	840	I ₂ (б)	10,0	1 230
C ₂ H ₆ (б)	12,8	970	HCl (б)	13,8	890
C ₂ H ₄ (б)	12,2	1 010	HBr (б)	13,2	940
C ₂ H ₂ (б)	12,3	1 000	HI (б)	12,8	970
NH ₃ (б)	11,1	1 110	H ₂ S (б)	10,4	1 190

Аналогично вероятности ионизации при неупругом столкновении I рода, являющейся функцией кинетической энергии электрона, сталкивающегося с частицей газа, для процесса фотоионизации газа в объеме также существует определенная вероятность, зависящая от природы частицы газа и представляющая собой функцию длины волны производящего ионизацию света (от энергии $h\nu$ светового кванта). Для иллюстрации приводим на рис. 99 графики спектрального распределения фотоионизации в парах цезия, снятые Молером, Фут и Шенау [672] при давлениях паров цезия, соответствующих 182° С и 230° С. Как показывают эти кривые, ход вероятности фотоионизации газа в зависимости от энергии светового кванта может иметь сложный вид. Эта вероятность может и не быть равной нулю при длинах волн, больших, чем соответствует соотношению (188). Соотношение

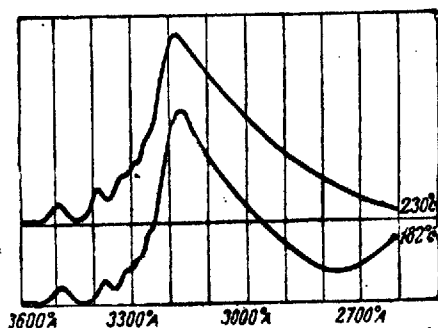


Рис. 99. Спектральное распределение фотоионизации в парах цезия.

(188) было прежде всего проверено для паров щелочных металлов. Ввиду малых значений U_i наблюдение и измерение объёмного фотоэффекта в этих парах представляют собой некоторые трудности. Пары щелочных металлов образуют на поверхности электродов тонкие плёнки, сильно понижающие работу выхода. Граница внешнего фотоэффекта с такого катода лежит в области гораздо более длинных волн, чем

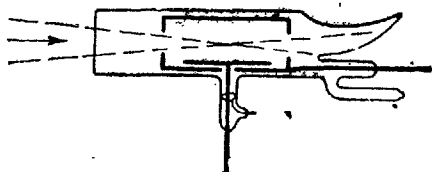


Рис. 100. Схема прибора Молера и Бекнера для наблюдения объёмной фотоионизации.

соответствует соотношению (188). Объёмная фотоионизация перекрывается внешним фотоэффектом с катода. Поэтому при опытах с объёмным фотоэффектом в газе надо строить всю аппаратуру так, чтобы то излучение, объёмный фотоэффект которого исследуется, не могло попасть на катод. На рис. 100 показана схема опытов Молера и Бекнера и Кобленца [474]. Попадающее в прибор излучение сфокусировано так, что оно не попадает на электроды и рассеивается в «световой ловушке», устроенной в части трубки, противоположной месту входа лучей. Внешняя оболочка прибора сделана из кварца. Один из электродов цилиндрический (на рис. 100 представлен в разрезе); второй электрод окружён первым. В этих опытах наблюдались и измерялись чувствительным гальванометром токи через пары цезия и рубидия при облучении этих газов радиацией определённых длин волн.

Другой, значительно более чувствительный, метод обнаружения объёмной фотоионизации предложен Молером, Фут и Шенау [475] и основан на рассеянии при появлении положительных ионов между катодом и анодом пространственного заряда, лимитирующего ток с раскалённой металлической нити. Схема прибора показана на рис. 101. W — тонкая нагреваемая током вольфрамовая проволока; C — сетчатый анод. Напряжение между катодом и анодом соответствует точке вольтамперной характеристики, в которой последняя имеет большую крутизну. Появление положительных ионов, при облучении находящихся в приборе паров щелочных металлов или газов, вы-

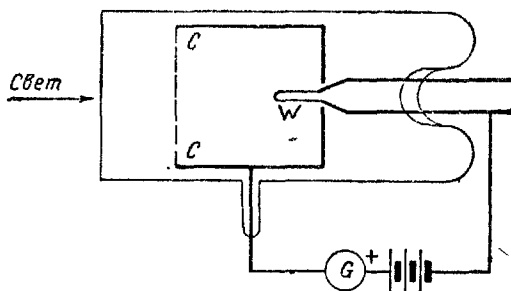


Рис. 101. Схема метода Молера, Фута и Шенау для исследования объёмной фотоионизации.

зависит от температуры. Появление положительных ионов, при облучении находящихся в приборе паров щелочных металлов или газов, вы-

зывает увеличение напряжённости поля около катода W и возрастание электронного тока. Это возрастание значительно потому, что ионы движутся в поле во много раз медленнее электронов и, пока каждый ион успеет дойти до катода и нейтрализуется там, созданное им добавочное поле освободит большое число электронов из окружающего катод электронного облака.

Результаты исследований, произведённых этими, а также некоторыми другими методами [473—489], обнаружили ожидаемый согласно соотношению (188) порог объёмной фотоионизации для цезия при $\lambda = 3184 \text{ \AA}$, для рубидия при $\lambda = 2968 \text{ \AA}$ и для калия при $\lambda = 2856 \text{ \AA}$. При этих длинах

волн токи через прибор резко увеличиваются. Но вместе с тем оказалось, что фотоионизация газа имеет место и при излучении с большей длиной волны, чем соответствует соотношению (188). В случае калия этот последний эффект оказался настолько сильным, что долго не удавалось нащупать искомого порога при $2856 \text{ \AA}$. Это показывает, что в ряде случаев процессы, разыгрывающиеся при объёмной фотоионизации, сложнее, чем простой отрыв валентного электрона от атома. Эти усложняющие процессы могут быть различного рода. Так, некоторые кривые тока, снятые Молером, Фут и Шенау [675],

имеют пики, точно соответствующие линиям главной спектральной серии цезия — рис. 102. Это наводит на мысль, что в данном случае первоначально происходит не ионизация, а только возбуждение атома цезия, затем возбуждённый атом получает добавочное количество энергии, приводящее к завершению этой ступенчатой ионизации путём какого-либо другого элементарного процесса, имеющего место при взаимодействии возбуждённого атома с другими частицами. В случае паров цезия исследования зависимости фотоионизации от интенсивности действующего излучения, от плотности газа, от плотности электронного тока и от температуры заставляют остановиться на предположении, что возбуждённый атом цезия реагирует с невозбуждённым, образуя вместе с ним двухатомную молекулу, причём энергия ионизации молекулы меньше, чем энергия возбуждения атома. Образование и существование молекул в одноатомных по своей природе газах играет вообще существенную роль в явлении ступенчатой фотоионизации.

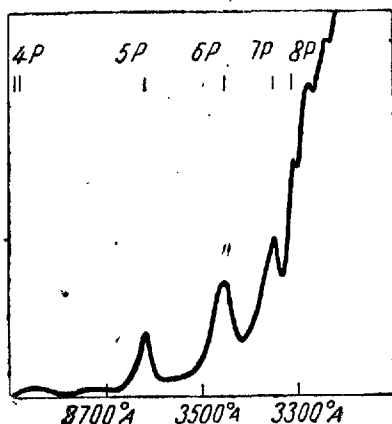


Рис. 102. Фотоионизация излучением с длиной волны, большей чем порог ионизации, и отдельные пороги возбуждения.

Таковыми же ступенчатыми процессами, более или менее сложными, объясняется и твёрдо установленная экспериментами ионизация паров ртути при поглощении резонансной линии спектра ртути $2537 \text{ \AA}$ [690—693]. Предполагается, что сперва происходит образование двух возбуждённых атомов ртути, причём один из атомов находится в состоянии 6^3P_1 ($U_a = 4,9$ вольт), другой в метастабильном состоянии 6^3P_0 ($U_a = 4,7$ вольт); затем эти атомы образуют молекулярный ион ртути Hg_2^+ с потенциалом ионизации около 9,6 вольт.

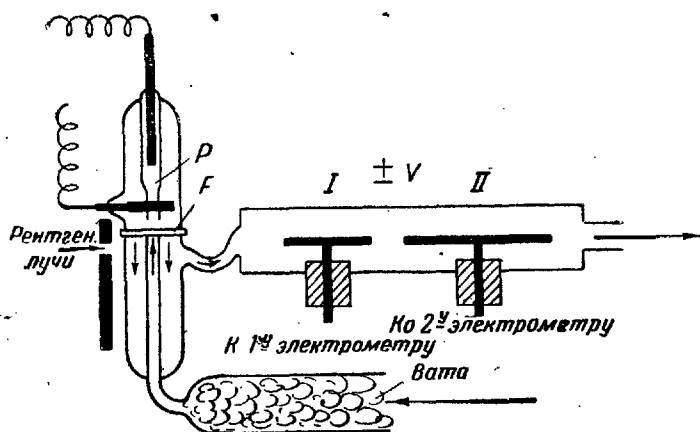


Рис. 103. Схема прибора Юза для исследования объёмной фотоионизации в воздухе.

Ещё более сложен вопрос об ионизации воздуха ультрафиолетовым излучением. Если воздух содержит взвешенные в нём мельчайшие частицы пыли, то за объёмный фотоэффект можно принять ионизацию, происходящую вследствие внешнего фотоэффекта на поверхности взвешенных в газе посторонних частиц.

Случаи таких ошибок были обнаружены путём измерения подвижности положительных носителей заряда. Эта подвижность оказалась чрезвычайно малой ($0,0015 \frac{\text{см/сек}}{\text{вольт/см}}$ при подвижности отрицательных

носителей около $3 \frac{\text{см/сек}}{\text{вольт/см}}$). Вопрос об ионизации воздуха коротковолновым ультрафиолетовым излучением получил однозначное положительное решение в работе Юза [694], проведённой при помощи прибора, схематически изображённого на рис. 103. Наблюдения производились над воздухом, пропускавшимся для освобождения от пыли через трубку с ватой. Ионизация производилась попеременно ультра-

фиолетовым излучением, возбуждавшимся в разрядном промежутке P , и рентгеновыми лучами, пропускавшимися в прибор через диафрагму. Между разрядом в P и потоком воздуха находилось флуоритовое окошко F . В другой серии наблюдений флуоритовое окошко было заменено кварцевым. Появление ионизации воздуха определялось по наличию положительных ионов, улавливаемых заряженной отрицательно и соединённой с электрометром пластинкой I . Наличие в той же трубке пластинки II , соединённой со вторым электрометром, позволяло определять подвижность положительных ионов. Эта подвижность оказалась одной и той же при ионизации воздуха рентгеновскими лучами и при ионизации излучением, прошедшим из P через флуоритовое окошко. При наличии окошка из кварца ионизации не происходило, и наличие положительных ионов электрометром не регистрировалось. Другой контрольный опыт, показавший отсутствие в потоке газа заряженных пылинок, состоял в том, что ионизированный воздух после ионизации впускался в камеру Вильсона, не попадая на своём пути в электрическое поле. В камере Вильсона создавалось разрежение, слишком малое для того, чтобы обнаружить присутствие ионов молекулярных и атомных размеров, но вполне достаточное для того, чтобы получить капельки тумана на взвешенных в воздухе посторонних частицах. Эти контрольные опыты дали отрицательный результат: пылинок в воздухе не было. Флуоритовые пластинки пропускают ультрафиолетовое излучение вплоть до $1250 \text{ \AA}$ (наиболее удачные образцы); тонкие кристаллические кварцевые пластинки — вплоть до $1450 \text{ \AA}$. Отсюда вытекает заключение, что граница объёмного фотоэффекта в воздухе лежит где-то около длины волны в $1350 \text{ \AA}$. Это много больше, чем соответствует теоретической границе для составных частей воздуха согласно таблице 11, и заставляет предполагать наличие при фотоионизации воздуха ступенчатого процесса. Данные Юза были подтверждены другими исследователями, применявшими несколько отличную методику эксперимента [695—697]. О фотоионизации различных газов см. также [690—703], о теории этого явления [705].

Особенно существенное значение в некоторых вопросах газового разряда имеет ионизация газа собственным излучением. Согласно соотношению (188) такая ионизация происходить не может, так как энергия ионизации частиц какого-либо данного газа всегда больше энергии возбуждения нормального атома или молекулы. Однако в свете всего сказанного выше о ступенчатом характере объёмного фотоэффекта в газах, в частности в воздухе, фотоионизация собственным излучением возможна. Другое объяснение её — это излучение газом в разряде линий искрового спектра, энергия которых удовлетворяет соотношению (188). Показательны опыты Молера [704]. В одном конце трубки происходил разряд с раскалённым катодом, и вместе с ионизацией возбуждалось коротковолновое излучение газа; в дру-

гом конце трубки наблюдалась фотоионизация газа по методу рассеяния пространственного заряда электронного облака положительными ионами. При помощи этой аппаратуры Молер обнаружил фотоионизацию собственным излучением во всех исследованных им газах

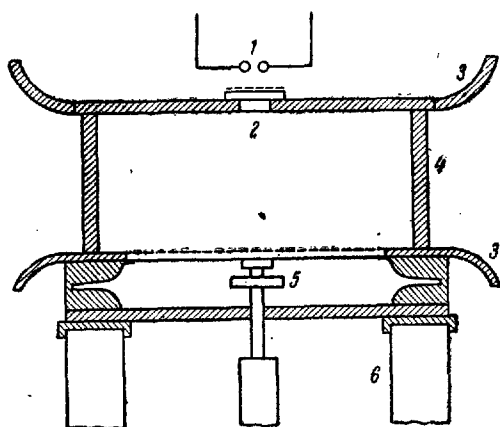


Рис. 104. Схема камеры Ретера: 1—источник излучения (искра); 2—кварцевое окошко; 3—электроды камеры; 4—стеклянные стенки; 5—поршень для расширения газа в камере; 6—подставки.

(в том числе в парах цезия и калия, в аргоне и в неоне) за исключением водорода, у которого, по существу дела, не может быть искрового спектра. О водороде см. также [706].

Наличие фотоионизации собственным излучением в воздухе показал Ретер в своих опытах наблюдения электронных лавин при помощи камеры Вильсона [707, 710]. Нижние и верхние основания камеры служили плоскими электродами разрядного промежутка (рис. 104). Эти электроды имели форму электродов

Роговского [135, 136]. Нижний электрод в середине был сетчатый. Под ним помещалось поршневое приспособление для разрежения пересыщенных паров этилового спирта, заполнявших камеру вместе с воз-

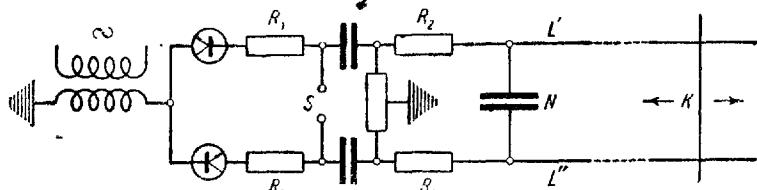


Рис. 105. Электрическая схема в опыте Ретера: S —масляный выключатель, R_{12} сопротивления (R_2 равно половине волнового сопротивления лехеровской системы), N —камера Ретера, K —подвижной мост, положение которого определяет длительность импульса напряжения на камере, $L'L''$ —система лехеровских проводов.

духом. Электрическая схема Ретера представлена на рис. 105 и 106. На камеру накладывалась ударная волна напряжения, бегущая по лехеровской системе. Изменяя положение моста K на лехеровских проводах, можно было изменять длительность того промежутка времени, в течение которого электроды находились под высоким напряжением.

Эта длительность выбиралась всегда такой, что пробой разрядного промежутка не мог завершиться. В соответствующий момент автоматически приводился в движение поршень и производилось разрежение паров в камере.

В своих основных опытах Ретер наблюдал первоначальные стадии искрового разряда. Для получения электронов, образующих электронные лавины, он освещал катод ультрафиолетовой радиацией искры через отверстие в аноде, покрытое кварцевой пластинкой.

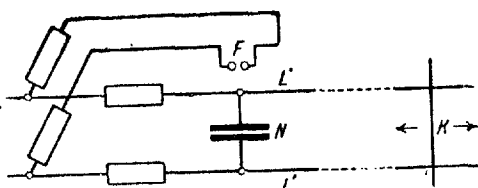


Рис. 106. Положение искры F , вызывающей фотоэффект на катоде камеры, в электрической схеме Ретера.

В интересующей нас сейчас серии опытов Ретера [708] в боковой стеклянной стенке камеры было проделано закрытое металличе-

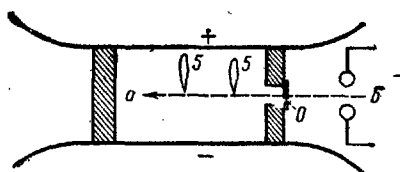


Рис. 107. Схема опытов Ретера для обнаружения объемной фотоионизации, производимой излучением искрового разряда.

ской пластинкой отверстие O (рис. 107). В пластинке просверлено отверстие диаметром 2 мм. Это отверстие закрыто (рис. 108) очень тонкой пленкой целлулоида, пропускающей короткое ультрафиолетовое излучение.

Перед отверстием помещался разрядный промежуток, в котором возбуждался искровой разряд. Излучение этого разряда проходило в камеру через отверстие, но благодаря системе диафрагм на катод попасть не могло. В результате Ретер наблюдал и фотографировал в камере следы электронных лавин, растущих к аноду от линии av , соответствующей проникающим в камеру через целлулоидную пленку ультрафиолетовым лучам. Число наблюдаемых в камере лавин уменьшалось по мере удаления от отверстия. Этим было весьма наглядно доказано обра-

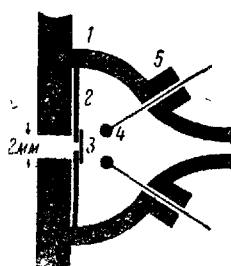


Рис. 108. Окно в камере Ретера для впуска коротковолновой ультрафиолетовой радиации, излучаемой электрической искрой: 1 — стенки бокового отростка камеры; 2 — целлулоидная пластинка, прилегающая к отверстию в стенке камеры; 3 — весьма тонкий (10^{-6} — 10^{-5} см) целлулоидный листочек, прикрывающий отверстие $\varnothing 0,015$ см, просверленное в пластинке 2; 4 — электроды искрового промежутка.

зование свободных электронов вследствие фотоионизации воздуха излучением, получаемым при искровом разряде в воздухе же.

§ 2. Термическая ионизация и термическое возбуждение. Так как при высокой температуре газа сильно увеличивается число быстро движущихся частиц газа, то естественно ожидать, что при высокой температуре многие из столкновений частиц друг с другом могут повести к переходу кинетической энергии движения частиц в энергию их возбуждения или ионизации, подобно тому, как под действием той же причины происходит явление химической диссоциации сложных газов, например, реакция $I_2 = I + I$. Действительно, мы знаем много примеров свечения и ионизации газа при высокой температуре. Достаточно упомянуть о свечении паров натрия в пламени

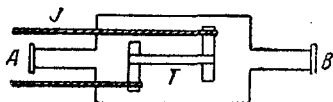


Рис. 109. Схема прибора Кинга для исследования термической ионизации паров щелочных металлов.

бунзеновской горелки и об электропроводности этого пламени. В данном случае, как и во многих других, свечение и ионизацию объясняют химическими реакциями, так как температура пламени слишком низка, чтобы количественно оправдать наблюдаемую ионизацию столкновениями атомов. Однако произведён ряд тщательно поставленных опытов, несомненно доказавших существование термического возбуждения и термической ионизации [709, 710].

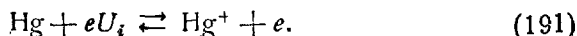
Понятно, что такие опыты легче всего удаются с газами, имеющими наиболее низкие потенциалы ионизации, т. е. с парами щелочных металлов, особенно цезия. В этом случае достаточно нагревания до температуры около 3000°K . Для наблюдения термического возбуждения Кинг помещал щелочной металл в графитовую трубку T (рис. 109), открытую с обоих концов. Эта трубка находилась внутри эвакуируемой камеры, снабжённой окошками A и B , и нагревалась током I в несколько сот ампер.

Одним из критериев температурного излучения является совпадение с излучением чёрного тела в той же части спектра (Гибсон — пары таллия при $1350\text{—}1450^\circ \text{K}$). Другой критерий — постепенное появление, по мере увеличения температуры, спектральных линий, требующих всё большей и большей энергии возбуждения.

В своих опытах Кинг действительно наблюдал по мере повышения температуры печи постепенное появление линий со всё более и более высокими исходными уровнями энергии. Проводимость паров щелочных металлов также постепенно увеличивалась с температурой. В парах ртути (ионизационный потенциал $10,4 \text{ V}$) термическое возбуждение и термическая ионизация имеют место в разряде в отшнурованном положительном столбе при давлении паров ртути в 1 атмосферу и выше. В этом случае температура газа, определённая оптическими приёмами, оказывается равной $5000\text{—}6000^\circ \text{K}$. Исследования относительной интенсивности искровых и дуговых линий поглощения

в спектрах звёзд, обладающих очень высокой температурой, показывают, что в атмосфере этих звёзд некоторые элементы, в частности кальций, почти нацело термически ионизованы.

Наряду с термической ионизацией постоянно имеет место и обратный процесс: рекомбинация положительного иона и электрона в нейтральную частицу газа при их встрече в благоприятных условиях. Ионизацию и рекомбинацию можно охватить формулой (пишем для ртути)



Член eU_i соответствует энергии ионизации. Верхняя стрелка относится к процессу ионизации, нижняя — к процессу рекомбинации. Термически ионизированный газ представляет собой такую же термодинамически равновесную систему, как, например, жидкость и насыщенный её пар или термически диссоциированный молекулярный газ. Поэтому к термической ионизации можно прилагать законы и формулы термодинамики. Так именно и поступили Эггерт и Сага [711, 712], применившие термодинамические расчёты к явлению термической ионизации для того, чтобы количественно проверить гипотезу о термической ионизации кальция в звёздных атмосферах.

В случае однократной ионизации (отделение одного электрона) формула Сага имеет вид

$$\frac{\alpha^2 p}{1-\alpha} = (2\pi m)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}} T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}_i}{kT}}. \quad (192)$$

Здесь α обозначает отношение концентрации неионизированных частиц к их первоначальному общему числу, p — сумму парциальных давлений нейтрального, ионного и электронного газов; $\mathcal{E}_i$ — энергия ионизации ($\mathcal{E}_i = eU_i$). Формула Сага вытекает из хорошо известного в физической химии закона действия масс, который в приложении к данному случаю принимает вид

$$\frac{p_p p_e}{p_n} = K, \quad (193)$$

где p_p , p_e и p_n — соответственно парциальное давление газа положительных ионов, электронного газа и нейтрального газа; K — константа, зависящая от температуры. Обозначим через n первоначальную концентрацию нейтральных частиц газа, через n_p и n_e — концентрации ионов и электронов, через n_n — концентрацию нейтральных частиц при наличии термической ионизации. Будем иметь:

$$n_p = n_e = \alpha n, \quad (194)$$

$$n_n = n - n_p = n - n_e. \quad (195)$$

Общее число частиц в кубическом сантиметре будет $n_n + n_p + n_e$ или согласно (195) $n + n_p$. Разделим числитель и знаменатель левой части (193) на общее давление газа p в квадрате. Получим

$$\frac{\frac{p_p \cdot p_e}{p} \cdot p}{\frac{p_n}{p}} = K. \quad (196)$$

При каждой данной температуре общее и парциальные давления p , p_p , p_e , p_n пропорциональны концентрациям n , n_p , n_e , n_n . Поэтому вместо (196) можем написать:

$$\frac{\frac{n_p}{n + n_p} \cdot \frac{n_e}{n + n_p}}{\frac{n_n}{n + n_p}} p = K, \quad (197)$$

и далее, перенося $n + n_p$ в знаменатель и пользуясь выражениями (194) и (195)

$$\frac{n_p n_e}{(n - n_p)(n + n_p)} p = \frac{\alpha^2 n^2}{n^2 - n_p^2} \cdot p = K, \quad (198)$$

или, разделив числитель и знаменатель на n^2 ,

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} p = K. \quad (199)$$

Замена K в (199) по термодинамической формуле, выражающей зависимость K от температуры, приводит к формуле Сага (192) или, объединяя все физические константы и выражая p в барах (т. е. в динах на $см^2$):

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} p = 1,33 T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}}, \quad (200)$$

где T — температура в $^{\circ}K$, eU_i — энергия ионизации в эргах, k — константа Больцмана, равная $1,37 \cdot 10^{-16}$ эрг на $^{\circ}K$.

Обычно во всех случаях термической ионизации в газовых разрядах α — малая величина по сравнению с единицей¹⁾. Поэтому выражение (200) можно упростить и написать:

$$\alpha^2 = \frac{A}{p} T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}}. \quad (201)$$

Если выражать p не в барах, а в миллиметрах ртутного столба, то константа $A = 2,4 \cdot 10^{-4}$. (200) и (201) показывают, что степень ионизации α зависит не только от температуры газа, но и от его давле-

1) В парах ртути при $T = 6300^{\circ}K$ и $p = 1$ атм $\alpha = 0,46 \cdot 10^{-2}$,

ния. При малых α можно принимать p равным тому давлению, которое имело бы место при температуре T , если бы термической диссоциации не было ¹⁾.

Измеряя электропроводность паров металла при определённой температуре и зная подвижность ионов и электронов, можно вычислить по формуле (3) концентрацию ионов n и далее степень ионизации α . Вставляя α и T в формулу (212), можно определить ионизационный потенциал данного металлического пара. Следующая таблица содержит во втором столбце вычисленные таким способом ионизационные потенциалы [713]. В третьем столбце приведены те же потенциалы, определённые по измерению границы соответствующей спектральной серии.

Таблица 12²⁾

Металл	U_i из электропроводности пламени (в вольтах)	U_i из границы спектр. серии (в вольтах)
Cs	4,00	3,87
Rb	4,26	4,15
K	4,35	4,32
Li	5,46	5,36

Цифры этой таблицы хорошо подтверждают теорию температурной ионизации. Ленгмюр и Кингдон указали, что формула Сага, а также фор-

мулы, выведенные в качестве её дальнейшего развития, дают очень хорошие результаты в приложении к атмосфере звёзд. В случае применения их к газу в лабораторных условиях, находящемуся неминуемо внутри какого-либо замкнутого сосуда, требуется введение поправок, учитывающих эмиссию электронов стенками сосуда. Ленгмюр и Кингдон [714, 720] дают следующую формулу, по их мнению, одинаково хорошо приложимую во всех случаях:

$$\lg_{10} \frac{n_e \cdot n_p}{n_n} = -\frac{5040 U_i}{T} + \frac{3}{2} \lg_{10} T + 15,385; \quad (202)$$

здесь n_e , n_p и n_n — число электронов, положительных ионов и нейтральных атомов газа в 1 см^3 , U_i — ионизационный потенциал в вольтах, T — абсолютная температура. См. также [727]; экспериментальная проверка теории Сага см. [715—726].

Формулы (200—202) относятся к идеализированному случаю, когда имеет место только ионизация и притом одного только газа, не содержащего примесей. Фактически наравне с ионизацией происходит также и возбуждение нейтральных частиц до целого ряда энергетических уровней.

Точный расчёт всего явления при полном учёте всех возможных степеней возбуждения, а также многократной ионизации встречает

¹⁾ Это равносильно допущению $n_p \ll n$, $n \approx n_n$.

²⁾ [589], стр. 197.

большие затруднения. Что касается оценки концентрации n_a возбуждённых атомов с энергией возбуждения eU_a , то n_a определяется по теореме Больцмана

$$n_a = n e^{-\frac{eU_a}{kT}}, \quad (203)$$

где n — концентрация нейтральных частиц до термического возбуждения газа. Формула (203) справедлива в первом приближении опять-таки только, пока число ионизированных или возбуждённых до каких-либо других уровней частиц мало по сравнению с общим числом частиц.

Что касается до самого механизма термической ионизации, то ближайшее рассмотрение возможных элементарных процессов не позволяет ограничиваться представлением об ионизации путём одних только соударений между собой быстрых нейтральных частиц газа. Так как при термической ионизации мы имеем дело с термодинамическим равновесием, то средняя кинетическая энергия электронов должна быть равна средней кинетической энергии нейтральных частиц. Ионизация последних поэтому происходит и при соударениях с электронами. Кроме того, для термического равновесия необходимо, чтобы объём, занимаемый газом, был очень велик или же, чтобы рассматриваемый газ был ограничен теплонепроницаемой оболочкой, постоянно находящейся при температуре газа. И в том и в другом случаях объём, занимаемый газом, будет постоянно пронизываться равновесным (чёрным) излучением соответствующей температуры. В составе такого излучения всегда будут кванты, энергия которых достаточна для фотоионизации частиц газа. Поэтому в общем явление термической ионизации некоторую роль должен играть и объёмный фотоэффект. Необходимо, однако, заметить, что-как бы ни происходила термическая ионизация, термодинамический вывод уравнения (200) остаётся одинаково приложимым при условии, что состояние всей системы — состояние термодинамического равновесия. Теорию термической ионизации вырожденного газа см. [728]

§ 3. Ионизация газа рентгеновскими лучами. Одним из мощных и довольно удобных для применения внешних ионизаторов является облучение газа рентгеновскими лучами. Ионизация рентгеновскими лучами происходит так же, как и фотоионизация за счёт энергии кванта электромагнитного излучения, в данном случае кванта рентгеновского излучения. Поэтому ионизацию рентгеновскими лучами можно отнести к явлениям фото ионизации в обширном смысле этого слова. Наряду с этим фотоионизация рентгеновскими лучами отличается от фотоионизации ультрафиолетовым излучением рядом дополнительных элементарных процессов и может быть разделена на три отдельных случая:

1) При встрече кванта рентгеновского излучения с частицей газа происходит поглощение этого кванта и отрыв одного из слабо связанных с атомом электронов, например, одного из валентных

электронов. Так как энергия связи удаляемого из атома электрона в этом случае много меньше, чем энергия поглощённого кванта, то избыток энергии поглощённого кванта передаётся освобождённому из атома «фотоэлектрону» в виде большого запаса кинетической энергии. За счёт этой энергии быстро движущийся фотоэлектрон производит путём неупругих столкновений I рода ионизацию большого числа нейтральных частиц газа. В результате рентгеновский квант оставляет в камере Вильсона след, состоящий из целого ряда отдельных тонких зигзагообразно расположенных полосок тумана.

2) Поглощённый атомом квант рентгеновского излучения вырывает электрон из одной из внутренних электронных оболочек атома. В этом случае первичный «фотоэлектрон» покидает атом с небольшой скоростью и не способен производить ионизацию газа. Но на свободное место, образовавшееся в одной из внутренних электронных оболочек атома перескакивает электрон с одной из более удалённых от ядра атома электронных оболочек. Этот перескок сопровождается излучением нового кванта рентгеновского излучения. Энергия этого нового кванта много меньше энергии первичного, и новый квант при поглощении его каким-либо атомом в том же газе способен освободить электрон лишь из одной из внешних оболочек. Освобождённый при этом фотоэлектрон обладает сравнительно большой кинетической энергией, делающей его способным ионизовать большое число частиц газа [729].

3) При встрече кванта рентгеновского излучения с атомом происходит не поглощение кванта нацело, а так называемое комптоновское рассеяние [730]. Квант излучения отдаёт одному из внешних электронов атома часть своей энергии и своего импульса и отлетает по новому направлению в виде кванта с меньшей частотой ν , чем первоначальная. Электрон покидает атом со сравнительно малой скоростью. Теоретический расчёт показывает, что ионизация в результате комптоновского рассеяния может иметь место в парах цезия лишь при длине волны рентгеновского излучения $\lambda \leq 12 \text{ \AA}$, а в гелии — $\lambda \leq 5 \text{ \AA}$. При этой предельной длине волны ионизация газа в результате эффекта Комптона незначительна; фотоэлектроны сами газ не ионизуют. Наоборот, при очень малой длине волны, например, в случае γ -лучей, ионизация путём эффекта Комптона играет существенную роль (при λ порядка $0,01 \text{ \AA}$). В этом случае фотоэлектроны обладают большими скоростями, энергия фотоэлектрона порядка 10^6 э.в., и электроны ионизуют путём неупругих соударений I рода большое число частиц газа.

Так как ионизация газа рентгеновскими лучами идёт параллельно с уменьшением интенсивности проходящего через газ пучка лучей по закону $I = I_0 e^{-\mu x}$, то о сравнительной величине ионизации рентгеновскими лучами в разных газах и при различных длинах волн можно судить по величине коэффициента поглощения рентгеновского излучения μ в различных случаях. Для иллюстрации приводим на рис. 110

ход коэффициента поглощения μ монохроматического рентгеновского излучения в зависимости от длины волны в различных газах и парах при давлении 1 мм Hg и при 0° C.

При процессах, описанных выше под пунктом 2, коэффициент поглощения рентгеновского излучения и интенсивность ионизации газа изменятся скачком при переходе λ через границу каждой серии рентгеновского спектра, так как при каждом таком переходе открывается новая возможность отрыва электрона от следующей по порядку электронной оболочки, расположенной ближе к ядру. На

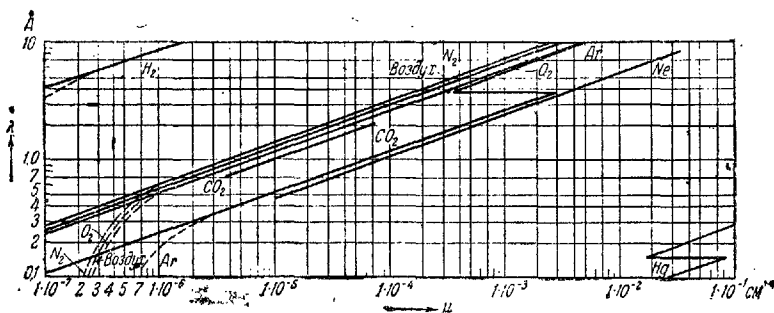


Рис. 110. Ход коэффициента поглощения μ монохроматического рентгеновского излучения в различных газах и парах в зависимости от длины волны излучения λ при давлении 1 мм Hg и 0° C. Показанные пунктиром части кривых соответствуют сумме коэффициента поглощения μ и коэффициента рассеяния σ .

рис. 110 такие скачки можно видеть в случае O_2 и в случае паров ртути.

§ 4. Ионизация газа радиоактивными излучениями. Ионизация газа радиоактивными излучениями сводится в случае α - и β -лучей к ионизации путём неупругих соударений I рода (ядер гелия и быстрых электронов [731—734]), а в случае γ -лучей — к фотоионизации газа квантами излучения, обладающими очень большой энергией [735—737]. В отношении β -лучей установлено, что вероятность ионизации при каждом отдельном соударении электрона и в этой области очень больших скоростей электронов продолжает убывать с увеличением скорости и по мере приближения скорости электронов к скорости света приближается к нулю.

Заряженная частица любого рода, проникающая в газ с некоторым запасом кинетической энергии, большим, чем средняя энергия частиц газа, проходит в газе определённое расстояние, пока её энергия не уменьшится до уровня средней энергии частиц газа. Это расстояние называется «длиной свободного пробега» частицы данного рода в данном газе. Число электрон-вольт e , получающееся как частное от деления первоначальной энергии частицы на число ионизаций, производимых ею на длине свободного пробега, представляет

собой среднюю энергию, затрачиваемую частицей при образовании одной пары ионов с учётом потери энергии при упругих столкновениях и на возбуждение частиц газа, и является для данного газа и данного рода частиц константой на определённом довольно большом интервале первоначальной энергии частицы.

Общее число ионизаций, производимых заряженной частицей данного рода на длине свободного пробега, носит название «полной ионизации». Полная ионизация

$$N = \frac{K}{\epsilon}, \quad (204)$$

где K — первоначальная энергия быстрой частицы.

Для иллюстрации значений ϵ в случае электронов приводим таблицы 13 и 14 ([4], том I, стр. 47).

Таблица 13

Средняя величина энергии ϵ , необходимая для образования одной пары ионов ударами электронов, обладающих энергией больше $4 \cdot 10^3$ эл.-в. в различных газах (по [4], т. I, стр. 47)

Газ	Ne	Ar	Kr	O ₂	N ₂	Воздух
ϵ эл.-в. . . .	43 ± 8	29 ± 1	32 ± 3	31	36	$32,4 \pm 0,5$

Таблица 14

Средняя величина энергии ϵ , необходимая для образования одной пары ионов ударами электронов, обладающих энергией в пределах от $0,5 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^3$ эл.-в. в различных газах (по [4], т. I, стр. 47)

Газ	Ar	He	H ₂	N ₂	CO ₂	Воздух
ϵ эл.-в.	33	31	36	45	45	45

В случае α -частиц при $K > 1 \cdot 10^4$ эл.-в. ϵ имеет в пределах ошибок экспериментального определения те же значения.

Длина свободного пробега электрона R_e обратно пропорциональна плотности газа и, следовательно, при прочих равных условиях прямо пропорциональна абсолютной температуре T и обратно пропорциональна давлению газа p . R_e тем больше, чем больше энергия электрона и чем меньше молекулярный вес M газа. Все эти зависимости охватываются эмпирической формулой, справедливой для электронов с начальной кинетической энергией $K \geq 2 \cdot 10^3$ эл.-в.

$$R_e = 1,4 \cdot 10^{-7} \frac{TK^2}{pM} \text{ см}; \quad (205)$$

p выражено здесь в миллиметрах ртутного столба.

В случае α -частиц и в случае пучка быстро движущихся протонов длина свободного пробега R_p также обратно пропорциональна плотности данного газа. Но зависимость R_p от начальной кинетической энергии α -частицы или протона иная, чем в случае электронов. При начальных скоростях, больших чем $1 \cdot 10^9$ см/сек, R_p пропорционально K в степени $3/2$. Как и в случае электронов, *относительной ионизацией* называется число пар ионов, образуемых быстрой тяжёлой частицей на 1 см пути в данном газе. Относительная ионизация зависит от массы и от скорости быстрой частицы, так как этими величинами определяется характер соударения и происхо-

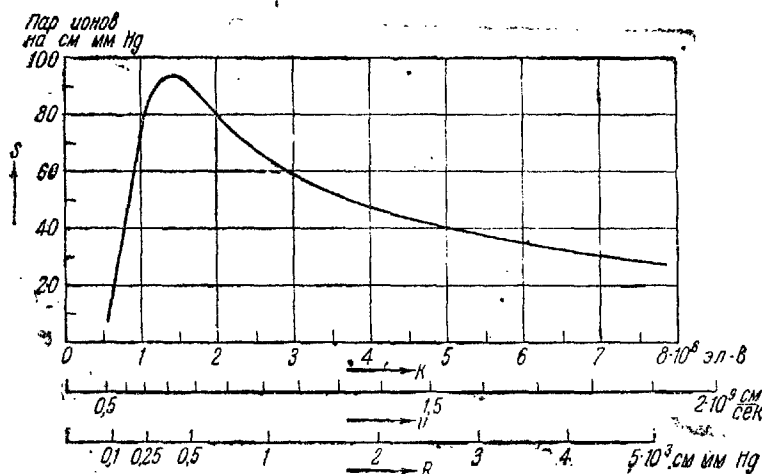


Рис. 111. Относительная ионизация α -частицами в воздухе при давлении 1 мм Нг и 0°C в зависимости от их энергии K и линейной скорости v .

дящая при нём передача энергии электрону, отрываемому при ионизации от частицы газа. Измерение относительной ионизации, равно как и установление длины свободного пробега, является одним из методов определения природы новых элементарных частиц, наблюдаемых в космических лучах, а также при исследовании ядерных реакций. На рис. 111 приведена кривая, иллюстрирующая относительную ионизацию в воздухе α -частицами в зависимости от их скорости, на рис. 112 такие же кривые для электронов, протонов и α -частиц, показывающие увеличение относительной ионизации при переходе от лёгких частиц к более тяжёлым.

В пучках более или менее быстро движущихся ионов, кроме ионизации, наблюдается ещё явление *перезарядки*. Это явление заключается в особом рода взаимодействии положительного иона и нейтральной частицы газа, при котором происходит переход электрона от нейтральной частицы к положительному иону, без измене-

ния скоростей их движения в газе. В результате получаются быстро движущаяся нейтральная частица газа (бывшая до этого положительным ионом) и медленно движущийся положительный ион (прежняя нейтральная частица). Обмен электронами происходит тем легче, чем ближе друг к другу ионизационные потенциалы взаимодействующих частиц. В процессах перезарядки принимают участие и в результате перезарядки получаются также и отрицательные, а равно и двукратно заряженные ионы [738—742].

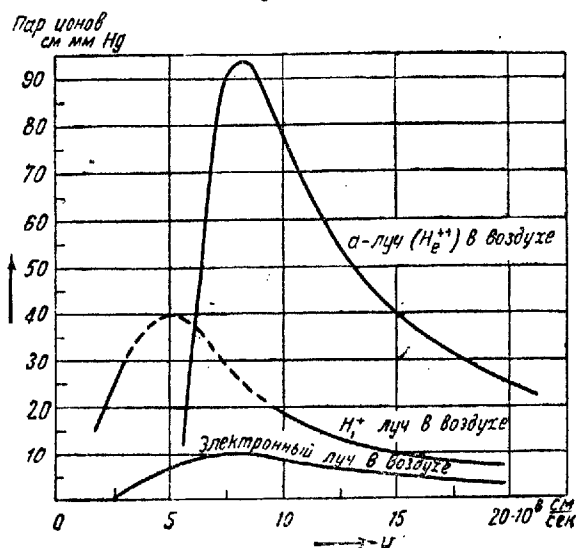


Рис. 112. Кривые относительной ионизации для α -частиц, протонов и электронов в воздухе при давлении 1 мм Hg 0°C в зависимости от их линейной скорости v .

§ 5. Остаточная ионизация. Действие космических лучей. С ионизацией газа радиоактивными излучениями приходится иметь дело не только при специально поставленных для её наблюдения лабораторных опытах. Действием радиоактивных излучений, исходящих из радиоактивных веществ, находящихся в почве и вообще в коре земного шара, объясняется та остаточная ионизация, которая является в лабораторных условиях предпосылкой возникновения самостоятельного разряда в любом разрядном промежутке, не подвергаемом действию какого-нибудь специального внешнего ионизатора. Тем же действием объясняется и постоянное наличие ионов в земной атмосфере.

Но остаточная ионизация не исчезает, как бы тщательно мы ни отгораживали газ от земных радиоактивных излучений. Мало того

при подъёме вверх от поверхности земли остаточная ионизация сперва уменьшается в связи с уменьшением интенсивности земных радиоактивных излучений, достигающих данной высоты. Затем, начиная с высоты около $1\frac{1}{2}$ км, остаточная ионизация вновь увеличивается и на больших высотах достигает больших значений. Для иллюстрации этого факта приводим во втором столбце таблицы 15 число ионов, образующихся в течение 1 секунды в 1 см^3 воздуха на разных высотах по сравнению с тем же числом на уровне моря [743—745].

Эти факты послужили первым толчком к открытию и исследованию космического всепроникающего излучения, идущего на землю из межпланетного пространства.

Таблица 15

Разность ΔN между числом пар ионов, образуемых в земной атмосфере на данной высоте H и на уровне моря

H км	ΔN пар/сек	H км	ΔN пар/сек
0	0	5	+ 16,5
1	- 1,5	6	+ 28,7
2	+ 1,2	7	+ 44,2
3	+ 4,0	8	+ 61,3
4	+ 8,3	9	+ 80,4

Область исследования космического излучения представляет собой в настоящее время одну из обширных, очень интересных и важных областей современной физики, тесно связанную с физикой атомного ядра, и не может быть затронута нами здесь сколько-нибудь подробно¹⁾. Благодаря исследованию космического излучения при помощи камеры Вильсона были открыты позитроны, а затем ещё новый тип элементарных частиц — мезотроны. В космических лучах

следует отличать их первичные компоненты и вторичные излучения, являющиеся продуктами элементарных электроинных и ядерных процессов, происходящих на больших высотах. Среди всех этих излучений имеются лучи как корпускулярного характера — потоки быстрых протонов, мезотронов и т. д., так и волнового — крайне жёсткие γ -лучи. При соударении наиболее богатых энергией компонент космического излучения с атомами некоторых элементов происходят ядерные реакции. При этом имеет место появление в пучке космических лучей новых элементарных частиц, а также происходят так называемые ливни: внезапное одновременное появление большого числа частиц, производящих усиленную ионизацию газа. Способы исследования космических лучей: применение камеры Вильсона и применение счётчиков Гейгера.

Космическое излучение надо считать источником остаточной ионизации во всех тех случаях, когда газ надёжно защищён от действия любых других ионизаторов и температура его недоста-

¹⁾ О-сылаем читателя к обзорам [745—759].

точно высока для того, чтобы причиной остаточной ионизации могла являться термическая ионизация.

В заключение этой главы отметим, что в газе могут возникать объёмные заряды от распылённых в нём твёрдых или жидких частиц. Одной из причин этого явления может быть внешний фотоэффект, имеющий место на поверхности посторонних твёрдых частиц — пример: явления электризации воздуха в очень высоких облаках, состоящих из ледяных игл, или влияние пылинок, находящихся в газе, на некоторые явления при разрядах с острий (глава XXI § 7). В явлениях атмосферного электричества значительную роль играет эффект зарядки водяных капель при их разбрызгивании и превращении крупных капель в мелкие. Этот эффект играет существенную роль при образовании скопления электрических зарядов в грозовых облаках и тучах. Разбивание капель происходит на границе быстрых восходящих токов воздуха в переднем крае тучи.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ ¹⁾.

ОБРАЗОВАНИЕ И РАЗРУШЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ. РЕКОМБИНАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РАЗРЯДЕ [755].

§ 1. Строение отрицательных ионов и их стабильность. При изучении процессов, происходящих в газовом разряде, установлено, что носителями отрицательного заряда являются не только свободные электроны, но и частицы с молекулярной или атомной массой — так называемые *лёгкие* молекулярные или атомарные *отрицательные ионы*, а также частицы с массой, соответствующей целой группе молекул, образовавших одну отрицательно заряженную частицу — *тяжёлые* или *многомолекулярные отрицательные ионы* ²⁾.

Этот последний тип отрицательных ионов встречается, впрочем, лишь в разрядах при большой плотности газа (например, во влажном воздухе при атмосферном давлении). В разрядах при низком давлении встречаются обычно лишь лёгкие отрицательные ионы. В дальнейшем изложении под названием отрицательный ион мы будем понимать эти лёгкие молекулярные и атомарные ионы. Наиболее убедительно существование таких ионов доказывается на опыте масс-спектрографическими методами (Тиксен [756]). В исследованных в этом отношении газах обнаружены отрицательные ионы O^- , O_2^- , NO_2^- , NO_3^- , OH^- , H^- , H_2O^- , а также отрицательные ионы галогенов: фтора, хлора, брома и иода. В благородных газах: аргоне, неоне и гелии, а также в азоте отрицательных ионов не обнаружено. В сухом воздухе и в кислороде чаще встречается атомарный ион O^- , чем молекулярный O_2^- . Некоторыми исследователями обнаружены на их масс-спектрограммах также многократно заряженные отрицательные ионы.

Установлено, что стабильность наблюдаемых отрицательных ионов различная.

Согласно теории атома, отрицательный ион надо рассматривать как систему с рядом возможных квантовых состояний. Для того чтобы отрицательный ион был стабильным, энергия его нормального

¹⁾ Вся та часть восьмой главы, которая посвящена образованию и разрушению отрицательных ионов, в основном была написана доцентом Сергеем Константиновичем Моралёвым.

²⁾ «Cluster ions» — по английской терминологии.

состояния должна быть меньше, чем энергия нормального состояния соответствующего нейтрального атома. Разность энергий между нормальными состояниями атома и иона $\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}$ называется *сродством атома к электрону*. Величина положительного сродства к электрону и будет определять стабильность отрицательного иона. Эта величина, в первом приближении, может рассматриваться как энергия связи добавочного электрона. На электрон действует поле остальных атомных электронов и ядра. Это эффективное силовое поле, действующее на электрон, убывает с расстоянием значительно быстрее, чем кулоновское поле. Рассматривая возможность образования отрицательных ионов, необходимо иметь в виду, что число стационарных состояний присоединённого электрона ограничено, и по принципу Паули занимать одно и то же энергетическое состояние могут не более чем два электрона с противоположно направленными векторами спина. Это сильно ограничивает число элементов, могущих образовывать отрицательные ионы. Например, в водородном атоме может образоваться стабильный отрицательный ион, состоящий из протона и двух электронов на первом энергетическом уровне. Можно точно так же провести рассуждения для других атомов периодической таблицы. Атомы с целиком заполненными электронными оболочками едва ли смогут образовать отрицательные ионы, так как присоединённый электрон должен находиться в состоянии с главным квантовым числом на единицу большим, чем у внешних атомных электронов. Вместе с тем целиком заполненная внешняя электронная оболочка атома, очень хорошо защищает приближающийся к атому лишний электрон от поля положительного ядра. Поэтому образование отрицательных ионов благородных газов почти совершенно невероятно. Для атомов с неполными внешними оболочками нужно ожидать, что те, у которых оболочки ближе всего к заполнению (фтор, хлор, бром и иод), образуют наиболее стабильные отрицательные ионы, так как инертное в химическом отношении поведение газов с замкнутыми восемью электронными оболочками показывает, что такое строение атома гарантирует наибольшую его устойчивость. Поэтому вполне естественно ожидать, что и отрицательные ионы галогидных атомов с такой же замкнутой восьми-электронной оболочкой должны быть очень стабильны и будут легко образовываться. Все эти качественные рассуждения находятся в согласии с наблюдениями.

Когда электрон присоединяется, образуя отрицательный ион, энергия связи атомных электронов изменяется, и это может оказать решающее влияние на знак сродства к электрону. *Энергия отрицательного иона, образованного из атома с Z -электронами, будет отличаться от энергии атома на:*

$$-\mathcal{E}_1 + \sum_{i=1}^{i=Z} (\mathcal{E}_i^0 - \mathcal{E}_i^-), \quad (206)$$

где $\mathcal{E}_1$ — энергия связи присоединённого электрона, $\mathcal{E}_i^0$ — энергия i -того электрона до прибавления добавочного электрона и $\mathcal{E}_i^-$ — после прибавления.

Для того чтобы сродство к электрону было положительно, нужно, чтобы:

$$\mathcal{E}_1 > \sum_{i=1}^{i=Z} (\mathcal{E}_i^0 - \mathcal{E}_i^-). \quad (207)$$

О величине в правой части неравенства (207) невозможно говорить в общем виде, и здесь необходимы детальные расчёты. Такие расчёты были проведены Хиллерасом для водородного атома [757]. Хиллерас получил при этом энергию сродства $0,700 \pm 0,015$ эл.-в., применяя вариационный метод; Та-Ю-Бу [758] получил величину сродства к электрону для лития 0,54 эл.-в. Для более сложных атомов наиболее пригодным оказался метод Хартри [759] (самосогласующегося

Таблица 16 (по [755], стр. 15)

Значения энергии образования отрицательных ионов A («электронного сродства») для различных атомов A . Второй столбец — значения A , выведенные путём экстраполяции из значений работы ионизации изоэлектронных ионов ряда соседних элементов (ионов, имеющих то же число электронов и то же строение электронных оболочек); третий столбец — значения A , вычисленные методами волновой механики; четвёртый — значения, определённые рядом других экспериментальных приёмов

1	2	3	4	1	2	3	4
Атом	эл.-в.	эл.-в.	эл.-в.	Атом	эл.-в.	эл.-в.	эл.-в.
H	+0,76	+0,70	—	Al	—0,16	—	—
He	—0,53	<0	—	Si	+0,60	—	—
Li	+0,34	+0,54	—	P	+0,15	—	—
Be	—0,57	—	—	S	+2,06	—	—
B	+0,12	—	—	Cl	+3,70	—	3,75 до 3,83
C	+1,37	—	—	Ar	(—1,0)	—	—
N	+0,04	—	—	Br	—	—	+3,54 до 3,82
O	+3,80	—	+2,2 +4,13	I	—	—	+3,14 до 3,24
F	+3,94	—	—	Hg	+1,79	—	—
Ne	—1,20	—	—	Ni	+0,23	—	—
Na	+0,08	—	—	O ⁻	—	—	6,51)
Mg	—0,87	—	—				

1) Энергия образования двукратно заряженного отрицательного иона O⁻² из однократно заряженного.

поля) с поправками Фока [760], учитывающими эффект электронного обмена. Расчёты были проведены для хлора и фтора.

При рассмотрении строения отрицательных ионов, образованных молекулами, необходимо принимать во внимание влияние движения ядер. Процесс отделения электрона от отрицательного молекулярного иона может не сопровождаться переходом к нормальному ядерному состоянию нейтральной молекулы.

Экспериментально энергия срoдства к электрону определена для очень небольшого числа элементов.

Подытоживая результаты различных методов экспериментальных и теоретических, нужно сказать, что электронное срoдство известно наиболее хорошо для Н, О, I, Вг, F. Для всех же остальных элементов сведения являются преимущественно результатами экстраполяции эмпирических данных и поэтому не особенно надёжны. В таблице 16 приводим значения электронного срoдства элементов в электрон-вольтах.

§ 2. Способы образования отрицательных ионов. Простейший способ образования отрицательного иона — прямой захват свободного электрона нейтральным атомом. Если перед столкновением электрон имел кинетическую энергию K и электронное срoдство атома равно A , то при захвате освобождается энергия $K + A$. Можно предполагать, что эта избыточная энергия переходит в излучение или передаётся третьему телу. В первом случае захват электрона нейтральным атомом вызовет непрерывный спектр испускания, простирающийся в сторону коротких волн от предельной длины волны

$$\lambda = \frac{hc}{A}. \quad (208)$$

Вероятность излучения может быть оценена так. Время, нужное электрону с энергией 10^1 эл.-в. для пересечения атомного поля, составляет, примерно, 10^{-15} сек. За это время он будет иметь те же шансы излучения, как и связанный электрон в возбуждённом (неметастабильном) состоянии. Но средняя продолжительность пребывания атома в возбуждённом состоянии τ порядка 10^{-8} сек. Вероятность того, что за это время возбуждённый атом излучит квант энергии и вернётся на нормальный энергетический уровень, равна

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \approx 0,632.$$

Отсюда делают заключение, что для постороннего электрона, пролетающего через поле атома в течение 10^{-15} сек, вероятность отдать лишнюю энергию путём излучения и осесть в атоме на стабильном уровне по порядку величины равна $\frac{10^{-15}}{10^{-8}} = 10^{-7}$, т. е. отрицательный ион может быть образован при одновременном излу-

чении избыточной энергии только в одном случае из примерно 10^7 встреч с атомом.

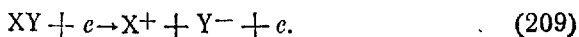
Интенсивность соответствующего излучения при обычной концентрации свободных электронов в разряде должна быть ничтожно мала. Этим объясняется, что попытки наблюдения радиации, излучаемой при захвате электрона нейтральным атомом, были до сих пор бесплодны [761, 762.].

При захвате электронов в столкновениях трёх тел вероятность передачи энергии зависит от природы третьего тела и от вероятности соответствующего элементарного процесса и будет больше, если «третьим телом» явится атом или молекула, чем если это будет свободный электрон. Если избыток энергии целиком переходит в потенциальную энергию третьего тела (резонансный перенос), то, как показывает Массей ([755], стр. 38—39), уже будут иметь значение такие сравнительно низкие концентрации «третьих тел», как 10^{16} на см^3 . Если же резонансный перенос невозможен, и излишняя энергия переходит в кинетическую энергию относительного движения атомных систем, то, чтобы вероятность присоединения электрона к атому была сравнима с вероятностью в случае того же присоединения, сопровождаемого излучением, требуются концентрации 10^{20} на см^3 и более. Молекулы, имеющие несколько междядерных степеней свободы, будут наиболее действенными третьими телами, так как в этом случае число различных способов, которыми может быть передана избыточная энергия, больше.

Если третьим телом являются электроны, то для того, чтобы эффект присоединения был сравним с тем, которое сопровождается излучением, необходима чрезвычайно большая концентрация электронов — 10^{18} на см^3 — мало вероятная в разряде.

Когда система, захватывающая электрон, представляет собой молекулу, состоящую из двух или более атомов, возникают другие возможности для освобождения энергии при захвате электрона. Энергия может быть передана молекуле при изменении энергии относительного движения атомных ядер. Здесь могут иметь место следующие случаи:

- 1) Электрон захватывается, и происходит диссоциация с образованием атома и иона с некоторой кинетической энергией.
- 2) Когда электрон захватывается, освобождающаяся энергия приводит молекулу в вибрационно-возбуждённое состояние [772]. При низких давлениях газа молекулярный ион XY^- не успевает освободиться от избытка колебательной энергии путём столкновений и в большинстве случаев диссоциирует.
- 3) Электрон может возбудить молекулу до нестабильного состояния, после чего молекула диссоциирует на положительный и отрицательный ион по формуле



Здесь электрон не захватывается, а просто является источником энергии, необходимой для электронного перехода в молекуле. Такой процесс образования ионов прямой диссоциацией наступает при определённой энергии электрона и продолжается до довольно высоких значений этой энергии, но вероятность такого процесса будет велика только для полярных молекул. Из других процессов, приводящих к образованию отрицательных ионов, необходимо рассмотреть ещё следующие:

4) Захват связанного электрона атомом или молекулой. Здесь реакция происходит по типу:



Эта реакция возможна только тогда, когда электронное сродство атома X больше, чем энергия ионизации атома Y . Единственным случаем, когда это условие выполняется, является столкновение между атомами F и Cs . Такое образование отрицательных ионов является частным случаем явления перезарядки частиц газа в разряде.

5) Извлечение электронов из металла: а) нейтральный атом, ударяющийся о металлическую поверхность, может извлечь электрон из металла и образовать отрицательный ион. Вероятность этого процесса может быть большой, если электронное сродство атома A больше, чем работа выхода ϕ .

б) Вероятность образования отрицательного иона может быть значительной, если с поверхностью металла сталкивается возбуждённый атом. Условием для захвата электрона в этом случае будет:

$$\mathcal{E}' + A > \phi, \quad (211)$$

где $\mathcal{E}'$ — энергия возбуждения атома. Условие (211) может выполняться для удара о многие металлы, и процесс может стать значительным источником отрицательных ионов.

в) При ударе положительного иона о поверхность металла возможен одновременный захват двух электронов [769—770]. Повидимому, процесс происходит следующим образом: положительный ион сначала захватывает первый электрон, образует атом в возбуждённом состоянии, а возбуждённый атом, пока он остаётся около поверхности металла, захватывает второй электрон.

§ 3. Экспериментальные методы исследования присоединения электронов к молекулам. Изучение присоединения электронов к молекулам ведётся двумя методами. Первый метод использует электронные пучки определённой скорости. Второй изучает движение электронного облака через рассматриваемый газ.

Наиболее подробные исследования методом электронных пучков в кислороде и окиси углерода были произведены Тэт и Лозье [763, 764]. На рис. 113 схематически изображён прибор, в кото-

ром B — нить накала, D — анод, E и F — диафрагмы. Электронный пучок между B и D ускорялся до требуемой энергии и затем проходил вдоль оси цилиндрического пространства между H и K , затем, пройдя диафрагмы S и L , собирался на электроде M . Для того, чтобы удержать луч у оси цилиндра, вся система находилась в продольном магнитном поле с напряжённостью около 150 гаусс. O и P представляют концентрические наборы тонких дисков, электрически соединённых с H и K . R — металлический цилиндр, а N — коаксиальный защитный цилиндр, изолированный от R . Нити нахо-

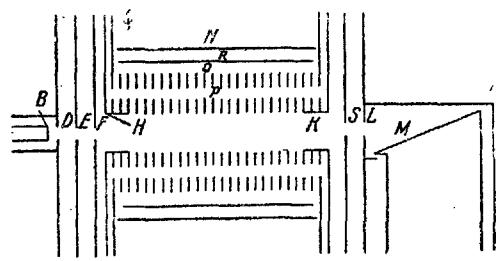


Рис. 113. Схема прибора Тэт и Лозье для исследования соударений электронов с молекулами.

дились в высоком вакууме, создаваемом отдельной системой насосов, тогда как исследуемый газ в цилиндрическом пространстве имел давление от 10^{-4} до 10^{-5} мм Hg. Образованные электронами ионы (отрицательные и положительные), выходящие в радиальных направлениях, собираются металлической поверхностью

цилиндра R . С помощью вспомогательных концентрических дисков можно собрать ионы одного знака и изучить распределение их скоростей по методу задерживающего потенциала.

Были проведены исследования столкновения электронов в O_2 и CO .

Для этих газов обнаружено, что при различных энергиях электронов образуется более одной группы отрицательных ионов.

Измерение кинетической энергии ионов позволило определить сродство к электрону в кислороде, считая, что, если T — энергия относительного движения продуктов диссоциации, K — кинетическая энергия электронов перед захватом, D — энергия диссоциации нормального состояния и A — электронное сродство, то:

$$T = K - (D - A). \quad (212)$$

Так как D — известно, а T и K могут быть измерены, то можно определить A .

Рассмотрим опыты с электронным облаком [765—767]. Пусть поток электронов движется через газ под действием однородного электрического поля E . Пусть p будет вероятность того, что электрон, проходя расстояние в один $см$ в направлении поля, присоединяется к газовой молекуле. Убыль электронного тока на расстоянии dx будет:

$$dl = -I_p dx. \quad (213)$$

Отсюда отношение электронных токов в двух точках x_1 и x_2 составит:

$$\frac{I_2}{I_1} = e^{-r(x_2 - x_1)}. \quad (214)$$

Для того чтобы определить вероятность захватывания электрона при одном соударении, необходимо найти зависимость для ρ от числа соударений и от направленной и хаотической скоростей электрона. Если h будет вероятность захватывания электрона при столкновении, λ — средний свободный пробег электрона, c — средняя скорость хаотического движения и u — скорость направленного движения, то:

$$\rho = \frac{hc}{\lambda u}. \quad (215)$$

Средняя скорость и скорость направленного движения электрона связаны между собой уравнением подвижности Ланжевена:

$$u = 0,75 \frac{e\lambda}{mc} E. \quad (216)$$

Таким образом для определения h необходимо измерить ρ и найти u как функцию от $\frac{E}{p}$, где p — давление газа.

На рис. 114 изображен прибор, применявшийся в опытах с электронным облаком ([755], стр. 57). Электроны, получившиеся при освещении катода P , направляются к аноду A . Однородность электрического поля обеспечивается охранными кольцами B , C , D и E . Между катодом и анодом устанавливается сетка G , состоящая из тонких проволочек, между которыми накладывается переменный потенциал от колебательного контура O (частота порядка 10^6 пер/сек). Вторая сетка G' изображена сдвинутой в сторону.

Сначала измерялся ток на анод без переменного поля на первой сетке, затем с переменным полем. Первая сетка затем убиралась и такие же измерения производились с другой сеткой. Затем определялось $\frac{I_2}{I_1}$ и, наконец, ρ .

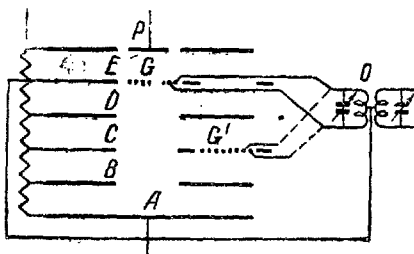


Рис. 114. Схема прибора Леба и Кравата для исследования образования отрицательных ионов в пучке электронов, передвигающихся в газе в равномерном поле от P к A , E , D , C , B — «охранные кольца», G и G' — фильтрующие сетки, улавливающие электроны и пропускающие отрицательные ионы. Каждые две соседние проволоки сеток G и G' подключены к различным полюсам источника переменного напряжения (трансформатор O). Каждая из сеток G и G' может быть поставлена на пути пучка электронов и удалять из него отрицательные ионы, образованные от P до данной сетки. Измеряется общий ток ионов и электронов на пластинку A .

При помощи этого метода исследована вероятность захватывания электрона в различных частных случаях, а также зависимость этой вероятности от энергии захватываемого электрона и от давления газа. Сделан также ряд вероятных заключений об имеющих место в исследованных случаях процессах захватывания [755, 765—767]. Отметим, что в парах воды при очень малой энергии электронов и высоких давлениях наблюдается увеличение вероятности захватывания.

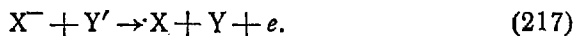
§ 4. Разрушение отрицательных ионов. Экспериментальное исследование явлений отделения электронов ещё более затруднено, чем исследование захватывания, главным образом, вследствие практической трудности получения больших концентраций отрицательных ионов, необходимых для наблюдения действия различных разрушающих факторов [768].

Каждому процессу присоединения свободного электрона к нейтральному атому соответствует обратный процесс отделения; их вероятности могут быть связаны, исходя из принципа детального равновесия (гл. VI, стр. 204).

Рассмотрим отдельные индивидуальные реакции, приводящие к отделению электрона в порядке их эффективности.

а) Если *работа выхода металла больше электронного сродства*, то при столкновении отрицательного иона с металлической поверхностью вероятность передачи электрона в металл будет большой. Поэтому металлические поверхности играют очень важную роль в разрушении отрицательных ионов.

б) Отрицательные ионы легко разрушаются *при столкновениях с возбуждёнными атомами*, особенно если энергия возбуждения слегка превосходит электронное сродство. В этом случае энергия относительного движения ядер может не меняться. Излишняя энергия может быть взята электроном. Реакция может быть записана в следующем виде:



в) Вероятность «фотоионизации» для больших частот света может стать значительной.

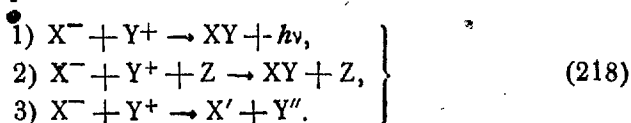
г) *Разрушение отрицательных ионов электронами и тяжёлыми частицами.* Этот процесс обратен образованию отрицательных ионов захватом свободного электрона в присутствии третьего тела. При столкновениях с электронами вероятность разрушения может быть вычислена так же, как вероятность ионизации нейтральных атомов. Грубая оценка вероятности ионизации отрицательных ионов показывает, что максимум вероятности достигается для электронов с энергией в шесть-семь раз больше энергии электронного сродства A [771].

Условия, при которых столкновения с атомами или молекулами могут привести к разрушению отрицательного иона, определяются величиной относительной энергии движения иона и атома. Если энер-

гия относительного движения превосходит энергию электронного сродства самое меньшее в 10 раз, то вероятность отделения при столкновении значительна.

д) *Разрушение отрицательного иона, сопровождающееся образованием молекул.* Кинетическая энергия относительного движения отрицательного иона и нейтрального атома, подсчитанная по кинетической теории газов, имеет такой порядок величины, что вероятность соединения атома X и иона Y^- при столкновении в молекулу XY весьма незначительна (порядка 10^{-5}).

е) *Столкновения отрицательных и положительных ионов.* Отрицательный ион X^- и положительный ион Y^+ могут взаимодействовать следующим образом:



(1) и (3)—реакции двух тел, и их вероятность не будет меняться с давлением. (2)—реакция трёх тел, которой можно пренебречь при низких давлениях. Излучательный процесс (1) можно сравнить с радиационной рекомбинацией электронов и положительных ионов. За исключением случая очень медленных ионов он никогда не происходит с вероятностью, значительно большей 10^{-6} на столкновение.

Значение реакции (3) зависит от энергии относительного движения ионов и может быть значительным при энергии ионов в несколько электрон-вольт.

В предыдущем изложении имелась в виду вероятность индивидуальных процессов того или иного рода. Во всякой смеси, содержащей отрицательные ионы, для оценки относительного значения различных типов столкновений, приводящих к отделению электрона, необходимо ещё учесть частоту этих столкновений. По вопросу об образовании и о разрушении отрицательных ионов см. также [772—776] трактовку отрицательного иона в волновой механике см. [790].

§ 5. Рекомбинация заряженных частиц. Из всех процессов уничтожения отрицательных ионов, перечисленных выше, особое место в явлениях разряда занимает процесс, происходящий при встрече положительного и отрицательного ионов и приводящий к образованию двух нейтральных частиц газа. Этот процесс называется процессом *рекомбинации положительных и отрицательных ионов*, или короче *рекомбинацией ионов*. Аналогично процесс образования нейтральной частицы газа за счёт положительного иона и свободного электрона называется коротко *рекомбинацией электронов*. Подойдём теперь к этим явлениям не как к элементарным процессам, имеющим место в мире молекул, атомов, ионов и электронов, а с точки зрения макроскопических явлений в разряде и посмотрим, как происходит изменение концентрации заряженных частиц в газе

вследствие этих процессов. Допустим, что в ионизованном газе заряженные частицы представляют собой положительные и отрицательные ионы. Концентрации их пусть будут соответственно n_p и n_n . Число рекомбинаций ионов в 1 см^3 за единицу времени будет при прочих равных условиях пропорционально числу встреч (числу столкновений) положительного иона с отрицательным ионом. А это число столкновений в свою очередь будет пропорционально как числу положительных, так и числу отрицательных ионов в 1 см^3 газа. Поэтому для убыли числа ионов какого-либо знака в 1 см^3 за единицу времени мы вправе написать

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = -\alpha_i n_p n_n. \quad (219)$$

Множитель пропорциональности α_i в выражении (219) называется коэффициентом рекомбинации ионов и является макроскопическим параметром, характеризующим этот процесс. В случае, когда концентрации положительных и отрицательных ионов одинаковы, т. е. когда $n_p = n_n = n$, (219) превращается в

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_i n^2. \quad (220)$$

Если бы все отрицательно заряженные частицы представляли собой свободные электроны и если бы одновременно с рекомбинацией не происходило образование отрицательных ионов, то совершенно так же мы могли бы написать

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_e}{dt} = -\alpha_e n_p n_e. \quad (221)$$

При рекомбинации заряженных частиц существенно следующее. Для рекомбинации не только необходима встреча двух противоположно заряженных частиц, но нужно ещё, чтобы скорость движения этих частиц одной относительно другой не была слишком велика и не позволяла бы этим частицам свободно пролетать мимо друг друга, подобно тому как быстро движущаяся комета пролетает около солнца, не попадая на него и не включаясь в солнечную систему. Поэтому для того, чтобы рекомбинация заряженных частиц могла иметь место, очень существенна потеря кинетической энергии заряженной частицей при столкновении с нейтральными частицами газа во время приближения ко второй заряженной частице. Так как при упругих столкновениях доля энергии, теряемой быстрой частицей, пропорциональна отношению масс, обменивающихся энергией частиц, то положительный и отрицательный ионы имеют гораздо больше шансов подойти друг к другу с достаточно малой для рекомбинации относительной скоростью, чем свободный электрон, приближающийся к положительному иону. Кроме того, при рекомбинации электрона и положительного иона избыточная энергия излучается, и осущес-

ствление всего процесса зависит ещё от вероятности излучения, которая очень мала. Поэтому коэффициент рекомбинации электронов α_e во много раз меньше, чем коэффициент рекомбинации ионов α_i ; α_i —порядка 10^{-6} ; α_e —порядка 10^{-10} . α_e очень сильно зависит от средней кинетической энергии электронов в ионизированном газе (от «температуры» электрона газа). α_e определяется оптическим путём по яркости различных линий и сплошного фона спектра свечения рекомбинации [780].

В газах, способных в той или иной степени образовывать отрицательные ионы, рекомбинация электронов и положительных ионов происходит в основном ступенчатым путём: свободные электроны сперва присоединяются к нейтральным молекулам, образуя с ними отрицательные ионы, затем при встрече отрицательного иона с положительным происходит их взаимная рекомбинация. В таком случае уравнение (221) должно быть заменено следующими тремя уравнениями:

$$\frac{dn_p}{dt} = -\alpha_i n_p n_n - \alpha_e n_p n_e; \quad (222)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = -\beta_n n_e - \alpha_e n_p n_e; \quad (223)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = +\beta_n n_e - \alpha_i n_p n_n. \quad (224)$$

Здесь β_n —коэффициент, характеризующий вероятность образования отрицательного иона при данной концентрации нейтральных частиц газа n_n . Мы не имеем права полагать β_n постоянным при различных n_n , так как при различных концентрациях нейтральных частиц газа удельный вес различных элементарных процессов образования отрицательных ионов может быть различным.

В том случае, если в начальный момент времени $t=0$ концентрация отрицательных ионов равна нулю (в газе налицо заряженные частицы лишь в виде положительных ионов и электронов), то решение уравнений (222), (223) и (224) приводит для изменения концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов со временем к кривым (рис. 115).

В том случае, когда ионизация газа вызвана действием внешнего ионизатора, образующего q пар ионов в одну секунду, а исчезновение ионов происходит исключительно путём рекомбинации их

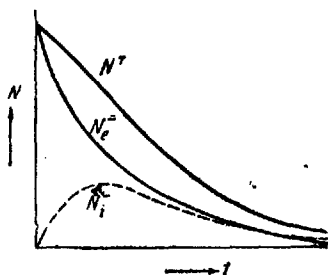


Рис. 115. Изменение во времени концентрации положительных ионов N^+ , электронов N_e^- и отрицательных ионов N_i^- , согласно уравнениям (222), (223) и (224).

в объёме газа, стационарное состояние ионизированного газа будет иметь место, если

$$q = \alpha_i n^2. \quad (225)$$

В случае равновесного состояния ионизированного газа, когда n остаётся постоянным вследствие одновременного действия рекомбинации и внешних ионизаторов, коэффициент рекомбинации можно связать со средней продолжительностью жизни иона τ . Определим последнюю равенством

$$n = \frac{dn}{dt} \tau \quad \text{или} \quad \tau = \frac{n}{\frac{dn}{dt}}. \quad (226)$$

При этом мы как бы допускаем, что исчезновение каждого иона происходит постепенно с одинаковой для всех ионов скоростью $\frac{dn}{dt}$, и принимаем за τ то время, за которое при этом условии исчезнут все ионы. Согласно (226),

$$\left| \frac{dn}{dt} \right| = \frac{n}{\tau}, \quad (227)$$

в то же время, согласно (220),

$$\left| \frac{dn}{dt} \right| = \alpha_i n^2. \quad (228)$$

Отсюда находим

$$\frac{n}{\tau} = \alpha_i n^2 \quad \text{или} \quad \alpha_i = \frac{1}{\tau n}; \quad \tau = \frac{1}{\alpha_i n}. \quad (229)$$

Таким образом, если мы знаем n -концентрацию ионов, соответствующую равновесному режиму газа, подвергаемому действию внешнего ионизатора, то мы можем определить τ , соответствующее условиям данного опыта. Как и следовало ожидать, согласно (229), τ тем меньше, чем больше концентрация ионов и чем больше коэффициент рекомбинации α_i . В случае атмосферного воздуха α_i порядка 10^{-6} , n около земной поверхности при обычном электрическом состоянии атмосферы — порядка 10^8 . Средняя продолжительность жизни ионов, создаваемых действием радиоактивного излучения земной коры и космическим излучением, в этом случае большая — порядка 1000 секунд.

При искусственной ионизации воздуха, вместе с увеличением n , τ становится много меньше и принимает значения, равные малым долям секунды. В газовом разряде выражения (226) и (229) неприменимы, так как в разряде ионы исчезают не только путём взаимной рекомбинации в объёме газа: в некоторых случаях рекомбинация и уничтожение ионов на стенках разрядной трубки во много раз превосходят рекомбинацию ионов в объёме газа. В случае газового разряда α_i изменяется также вследствие того, что скорость встречающихся ионов под действием электрического поля возрастает.

При действии внешнего ионизатора на газ равновесная концентрация ионов n_{∞} достигается не сразу. Предполагая, что образование ионов происходит только под действием постороннего ионизатора, причём в каждом кубическом сантиметре газа образуется в 1 секунду q новых пар ионов, а исчезновение ионов имеет место только путём их взаимной рекомбинации, и ограничиваясь случаем, когда рекомбинацией на стенках можно пренебречь по сравнению с рекомбинацией в объёме (например, в случае больших давлений или очень большого объёма, занимаемого газом), пишем:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha_i n^2. \quad (230)$$

Найдём интеграл уравнения (230). Обозначим произвольную постоянную через $\ln B$ и перейдём от логарифмов к числам. Найдём:

$$\frac{1 + \sqrt{\frac{\alpha_i}{q}} n}{1 - \sqrt{\frac{\alpha_i}{q}} n} = B e^{2\sqrt{\alpha_i q} \cdot t},$$

или, решая относительно n :

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} \frac{B e^{2\sqrt{\alpha_i q} \cdot t} - 1}{B e^{2\sqrt{\alpha_i q} \cdot t} + 1} = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} \frac{B - e^{-2\sqrt{\alpha_i q} \cdot t}}{B + e^{-2\sqrt{\alpha_i q} \cdot t}}. \quad (231)$$

Первоначальное число ионов в 1 см³ обозначим через n_0 . Полагая $n = n_0$, при $t = 0$ находим постоянную B :

$$B = \frac{\sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} + n_0}{\sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} - n_0}. \quad (232)$$

n стремится асимптотически к стационарному значению n_{∞} , которое найдём, полагая в (231) $t = \infty$:

$$n_{\infty} = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}. \quad (233)$$

То же значение получаем, полагая в исходном уравнении (230)

$$\frac{dn}{dt} = 0.$$

В том случае, когда действие ионизатора прекращается в некоторый момент времени $t = 0$ при $n = n_1$, (230) превращается в

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_i n^2. \quad (234)$$

Интегрирование уравнения (234) даёт

$$n = \frac{n_1}{1 + \alpha_i n_1 t}. \quad (235)$$

Для определения n один электрод трубки или сосуда, в котором находится ионизированный газ, соединяется с электрометром, затем на другой электрод на короткое время накладывается большой положительный или отрицательный потенциал. В трубке создаётся сильное поле, под действием которого все положительные или все отрицательные ионы весьма быстро собираются на электрометре. Измеряется заряд Q , который, таким образом, получает электрометр. Если V — объём сосуда, то очевидно, что Q и n связаны соотношением:

$$Q = neV, \quad (236)$$

которое и служит для определения n ; q определяется по плотности тока насыщения i , так как в этом случае рекомбинацией ионов можно пренебречь, и α_i определяется из формулы

$$q = \frac{i}{e} \quad (237)$$

(235) — путём измерения n в различные моменты времени. Можно также воспользоваться для этого формулой (233), предварительно определив q . Об учёте диффузии ионов при рекомбинации см. [791]. Коэффициент рекомбинации α_i является характерной для данного газа величиной [780]. О величине α_i можно судить по данным таблицы 17.

Таблица 17

Газ	Воздух	O ₂	H ₂	CO ₂	H ₂ O (при 100° C)
$\mu 10^6$	1,603	1,612	1,440	0,868	около 0,86

Попытки подсчёта коэффициента рекомбинации α_i из теоретических соображений на основании элементарных процессов можно найти у Дж. Дж. Томсона ([7], т. I, стр. 40—61) и у Энгеля и Штенбека ([4], т. I, стр. 221—226). Энгель и Штенбек, делая ряд довольно грубых приближений и допущений, приходят к кривым зависимости α_i от давления газа, изображённым на рис. 116. Сплошные кривые — экспериментальные для CO₂ и для воздуха. Пунктирные прямые в левой стороне рисунка — результат подсчётов для малых давлений, в правой — для больших давлений газа.

В тех случаях, когда число столкновений между ионами в объёме газа становится малым и соизмеримо с числом ударов ионов о стенки при подсчёте скорости исчезновения ионов, необходимо учитывать процессы их нейтрализации на стенках разрядной трубки, а также на поверхности других соприкасающихся с газом тел. Это замечание наиболее существенно в случае малого объёма, занимае-

мого газом (узкие щели, тонкие капилляры и т. п.). О теориях рекомбинации ионов см. также [781], экспериментальные данные — [785—789].

В некоторых случаях для α_i были получены очень большие значения, много больше обычных. Предполагают, что такие ненормальные значения α_i указывают на два рода явлений. При ионизации газа пучком быстро движущихся α -частиц ионизация происходит не равномерно по всему объёму газа, а отдельными каналами, как бы пробитыми в газе α -частицами. В этом случае α_i имеет на самом деле нормальное значение, но q определено заведомо неправильно,

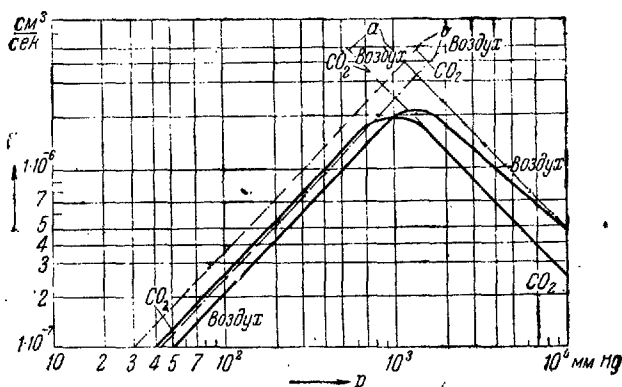


Рис. 116. Зависимость коэффициента рекомбинации α_i положительных и отрицательных ионов от давления газа p для воздуха и для CO_2 согласно теоретическим подсчётам Энгеля и Штенбека ([4], стр. 225).

так как ионизация и рекомбинация происходят лишь в этих каналах, а не равномерно по всему объёму газа [782—784]. См. также [777, 778, 779].

При малых давлениях газа возвращение ионизованных частиц газа в нейтральное состояние происходит путём рекомбинации электронов с положительными ионами. Наряду с коэффициентом α_e в этом случае пользуются также «вероятностью рекомбинации» электронов w_e . За w_e принимают вероятность рекомбинации электрона на 1 см его пути в газе, или, другими словами, отношение числа рекомбинаций электронов, занимающих данный объём, на 1 см пути каждого из них, к общему их числу в этом объёме. При рекомбинации электронов необходимо учитывать два существенно различных случая: 1) непосредственная рекомбинация свободного электрона и положительного иона, при которой избыточная энергия электрона излучается в виде светового кванта (свечение рекомбинации). Этот

процесс является элементарным процессом, обратным процессу фотоионизации газа в объёме; вероятность такого излучения очень мала, и эта малость ведёт к очень малому значению коэффициента α_0 . 2) Рекомбинация при одновременном взаимодействии положительного иона и двух электронов (тройное соударение). В этом случае один электрон нейтрализует положительный ион, а другой принимает на себя выделяющуюся при этом процессе энергию ионизации и отлетает с увеличенной скоростью. Такое тройное соударение представляет собой элементарный процесс, обратный процессу ионизации путём неупругого соударения первого рода. Вероятность рекомбинации путём тройного соударения зависит от концентрации электронов в разряде. При низких давлениях очень существенную роль в явлении рекомбинации электронов играют граничащие с газом поверхности твёрдых или жидких тел: эти тела принимают на себя энергию ионизации. Но ещё более существенно, что у изолированной стенки или у любого введённого в газ изолированного тела (зонд, сетка, анодная манжета в ртутном выпрямителе) происходит процесс амбиполярной диффузии (описанный ниже в гл. X и XV). Вследствие этого процесса происходит постоянный приток электронов и положительных ионов на стенку и нейтрализация их там. В случае наличия постоянных или переменных электрических полей, как это имеет место, например, в газоразрядных выпрямителях, задача об исчезновении заряженных частиц в газе, или, как принято говорить, задача о деионизации газа, усложняется ещё более.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В ГАЗЕ [792—799].

§ 1. Беспорядочное тепловое движение заряженных частиц в газе. Диффузия. Как и всякие другие микрочастицы, электроны и ионы являются носителями тепловой энергии и постоянно находятся в беспорядочном тепловом движении. При отсутствии поля это движение такое же, как и обычное тепловое движение частиц: ни одно направление движения не имеет преимуществ перед другим; различные скорости распределены между отдельными частицами по законам случайных явлений; скорость каждой частицы меняется по величине и направлению после каждого её столкновения (взаимодействия) с другой частицей. В первом приближении мы имеем право более детально не учитывать таких редких явлений среди общего числа столкновений, как ионизация толчком, образование отрицательных ионов, рекомбинация положительных ионов и электронов и другие неупругие столкновения. Мы вправе рассматривать ионизованный газ с молекулярно-кинетической точки зрения как смесь нейтрального газа, и отдельных газов, составленных совокупностью электронов, положительных ионов, отрицательных ионов, возбуждённых частиц. Каждому из этих газов мы вправе приписывать своё парциальное давление и говорить о его концентрации.

В том случае, когда нарушается постоянство концентрации частиц какого-либо рода, их тепловое движение принимает характер диффузионного движения. Избыточное количество частиц данного рода N , проходящих через квадратный сантиметр какой-либо плоскости, проведённой в рассматриваемом газе, в течение одной секунды в сторону уменьшающейся концентрации и изменение концентрации n в данной точке определяются общими законами диффузии.

$$N = -D \frac{\partial n}{\partial x} \quad (238)$$

$$\text{и} \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (239)$$

Ось X проведена при этом перпендикулярно к рассматриваемой площадке. D — коэффициент диффузии данного рода частиц в данном газе при данных условиях. Знак минус в равенстве (238) появляется потому, что диффузия происходит в сторону убывающей

концентрации: $\frac{dn}{dx}$ отрицательно, а D — существенно положительная величина. Коэффициент диффузии D связан со средней арифметической скоростью теплового движения частиц данного рода $\bar{v}$ и со средней длиной их свободного пути в данных условиях λ известным соотношением:

$$D = \frac{\lambda \bar{v}}{3}. \quad (240)$$

Соотношение (240) приближённое: теоретическое значение коэффициента при $\lambda \bar{v}$ зависит от характера взаимодействия между частицами и от метода учёта последнего.

Способ экспериментального определения коэффициента диффузии заряженных частиц следующий.

Если продувать ионизированный газ через узкую металлическую трубку, то число ионов, исчезающих путём диффузии на стенках, будет много больше числа ионов, исчезающих вследствие рекомбинации внутри самого газа, — это тем вернее, чем уже трубка и чем больше поверхность стенок по отношению к объёму трубки. Число исчезающих ионов можно определить, измеряя i при входе газа в трубку и при выходе из неё.

Для того чтобы иметь более простые условия опыта и определить D для ионов одного знака, ионы противоположного знака отсасывают, заставляя газ предвари-

Таблица 18

Газ	D_+	D_-	$\frac{D_-}{D_+}$
Воздух	0,028	0,043	1,54
Азот	0,029	0,041	1,41
Углекислота	0,023	0,026	1,13
Водород	0,123	0,190	1,54
Кислород	0,026	0,039	1,58

тельно пройти через металлическую трубку, заряженную электричеством того же знака, как и ионы, коэффициент D которых хотят определить. Затем определяют в условиях установившегося стационарного потока заряд 1 см^3 газа до поступления в трубку, в которой измеряют диффузию, и по выходе из неё и отсюда подсчитывают число ионов, исчезающих благодаря диффузии на стенки. Концентрацию частиц данного знака в этом случае определяют так: газ пропускают через металлическую трубку, соединённую с электрометром или баллистическим гальванометром и находящуюся под напряжением противоположного знака, и определяют, с одной стороны, объём прошедшего через эту трубку газа, с другой — количество осевшего на трубке заряда.

Опытами подобного рода найдены коэффициенты диффузии при 15°C и атмосферном давлении, приведённые в таблице в качестве ориентировочных данных. В том случае, когда внешнее поле отсутствует или ничтожно мало и все составляющие ионизированный газ частицы (например, положительные и отрицательные ионы и нейтраль-

ный газ) находятся в термодинамическом равновесии, можно, определив коэффициент диффузии D и зная температуру ионизованного газа, найти длину свободного пути данного рода частиц λ при условиях поставленного опыта. О диффузии электронов см. [836, 837].

§ 2. Характер движения заряженных частиц в газе при наличии внешнего поля. Подвижность ионов и электронов. При наличии в газе электрического поля напряжённости E движение заряженной частицы — иона или электрона — несколько отличается от обычного хаотического движения частиц газа: на беспорядочное тепловое движение частицы под действием поля накладывается направленное движение вдоль силовой линии поля. Путь заряженной частицы от одного столкновения до другого уже не прямолинейный, а параболический, загибающийся в направлении силовой линии. Частица будет постепенно приближаться к электроду, знак заряда которого противоположен знаку заряда частицы. Описываемый частицей за какой-либо промежуток времени Δt путь Δs со всеми его поворотами и зигзагами будет больше, чем то расстояние Δx , которое частица за это время проходит в направлении силовой линии. Отношение $\frac{\Delta s}{\Delta x} = h$ называется *фактором обхода*. Пусть число столкновений, испытываемых заряженной частицей за то же время Δt , равно ν . Тогда $L = \frac{\Delta x}{\nu}$ будет представлять собой величину «среднего свободного пробега частицы в направлении силовой линии поля». На участке Δx частица приобретает под действием поля добавочную энергию $eE\Delta x$. При каждом упругом или неупругом столкновении заряженная частица теряет в среднем некоторую определённую долю f своей энергии $\mathcal{E}$. Общее количество энергии, теряемой частицей при всех столкновениях на участке Δx , будет равно: $\nu f\mathcal{E}$. Пока

$$\nu f\mathcal{E} < e \cdot E \Delta x, \quad (241)$$

энергия частицы при движении от одного электрода к другому увеличивается. Вместе с тем увеличивается и скорость движения. Так как упругие столкновения составляют значительную долю всех столкновений и так как средняя доля энергии f , теряемая частицей при каждом упругом столкновении, постоянна, то с увеличением $\mathcal{E}$ увеличивается и $\nu f\mathcal{E}$, т. е. увеличивается количество энергии, теряемое частицей на пути Δx . Когда $\nu f\mathcal{E}$ делается равным $eE\Delta x$, средняя по времени энергия частицы перестаёт изменяться, наступает стационарный режим движения частицы, и средняя скорость её движения по направлению от одного электрода к другому делается постоянной. Этот случай имеет место для положительных и отрицательных ионов в газе при не слишком сильных полях. Та скорость, с которой ион или электрон продвигается в этом случае по направлению силовой линии при напряжённости поля, равной единице, называется «*подвижностью*»

электрона или иона. Теория и эксперимент показывают, что для ионов скорость u пропорциональна напряжённости поля

$$u = KE, \quad (242)$$

где K — подвижность. Для электронов зависимость несколько более сложная. Таким образом при движении заряженных частиц в газе при наличии электрического поля сперва на некотором расстоянии от исходной точки пути и в течение некоторого времени от момента начала движения имеет место неустановившееся движение с постоянно увеличивающейся компонентой скорости в направлении силовых линий поля. Так как с увеличением кинетической энергии частицы количество энергии, отдаваемое ею при каждом упругом столкновении, становится всё больше и больше, а приобретаемое в среднем на расстоянии свободного пути количество энергии остаётся неизменным, то увеличение скорости заряженной частицы по мере её движения вперёд становится всё меньше и меньше. Скорость переносного движения (дрейфа) частицы приближается к своему предельному значению $u = KE$ асимптотически [800]. То расстояние l от начала движения, которое заряженная частица проходит до того места, где её движение можно принять за установившееся, и то время τ , которое затрачивается на прохождение этого расстояния, зависят от доли энергии, теряемой частицей в среднем при каждом столкновении. С другой стороны, l и τ тем больше, чем меньше плотность газа; l и τ зависят от напряжённости поля E . Всё это не всегда учитывают при создании упрощённой теории той или иной области газового разряда. В случае положительных и отрицательных ионов, движущихся в газе большой плотности (например, при атмосферном давлении), l и τ очень малы; ими можно пренебрегать. Но это, например, недопустимо при построении теории катодных частей тлеющего разряда при малых давлениях газа.

В качестве подвижности иона даётся либо скорость в $см/сек$ при градиенте поля 1 CGSE на 1 $см$, либо скорость в $см/сек$ при градиенте 1 вольт на 1 $см$.

§ 3. Экспериментальные методы определения подвижности ионов и электронов. Наиболее старый и наименее совершенный метод определения подвижности ионов — это «метод продувания газа» [822, 823]. Принципиальная схема этого метода представлена на рис. 117. N_1 и N_2 — две помещённые в газ сетки. Сетка N_1 соединена с электрометром. На N_2 наложено напряжение, положительное по отношению к N_1 . Между N_1 и N_2 на газ действует внешний ионизатор. При продувании газа через сетки в направлении стрелки от N_1 к N_2 положительные ионы будут двигаться под действием электрического поля справа налево со скоростью $K_p E$, поток газа будет относить их слева направо со скоростью потока w . Положительные ионы только в том случае будут попадать на сетку N_1 и соединённый с ней электрометр будет заряжаться положительно, если $K_p E > w$.

Для того чтобы определить K_p , изменяют разницу потенциалов между сетками N_1 и N_2 и отмечают, при какой напряжённости поля E электрометр начинает заряжаться при данной скорости газа w . Заряжая сетку N_2 отрицательно по отношению к N_1 , таким же образом определяют подвижность отрицательных ионов K_n .

Широкое распространение получил метод определения подвижностей Резерфорда [818, 819, 821]. Газ ионизуется на или у поверхности плоского электрода B (рис. 118). Между B и параллельным ему вторым электродом C , находящимся от первого на расстоянии d , накладывается переменное поле напряжённости

$E_0 \sin \frac{2\pi t}{T}$. Электрод C соединён с электрометром E . Если подвижность имеет постоянную, не зависящую от напряжённости поля величину K , то путь s , проходимый ионами за время одного полупериода, в течение которого они двигаются под

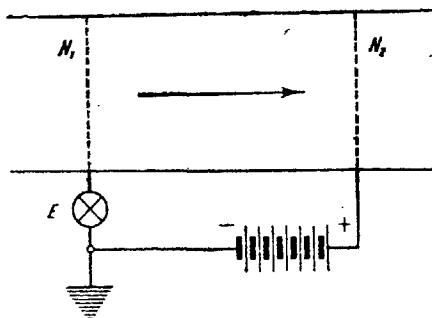


Рис. 117. Схема метода продувания.

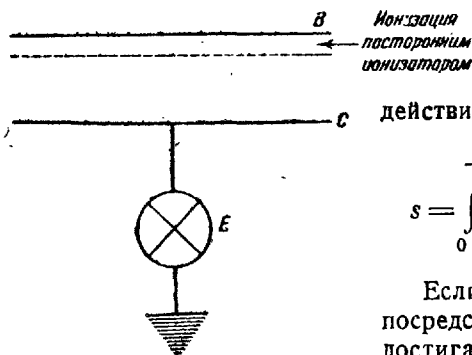


Рис. 118. Схема метода Резерфорда.

действием поля от B к C , равен

$$s = \int_0^{\frac{T}{2}} K E_0 \sin \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{T \cdot K E_0}{\pi}. \quad (243)$$

Если $s < d$, то образованные в непосредственной близости от B ионы не достигают противоположного электрода C и соединённый с ним электрометр тока не показывает. Для определения подвижности уменьшают расстояние d или увеличивают амплитуду напряжённости поля E_0 , пока через электрометр не пойдёт ток, и находят K по формуле

$$K = \frac{\pi d}{T \cdot E_0}. \quad (244)$$

Метод Резерфорда может быть использован также и при применении периодически прерываемого постоянного тока.

Сделав электрод B в виде сетки, можно определять методом Резерфорда подвижность не только ионов, образованных около по-

верхности электрода B каким-либо ионизатором, но также и ионов, образованных в газовом разряде между сеткой B и каким-либо третьим электродом A , помещённым позади B (метод Франка).

Третий заслуживающий большого внимания способ определения подвижностей заключается в применении «запирающих сеток». Перед электродом B (рис. 119) помещают сетку N_1 , состоящую из ряда параллельных проволок. Такую же сетку N_2 помещают перед электродом C . Проволоки каждой из сеток присоединяют поочередно к про-

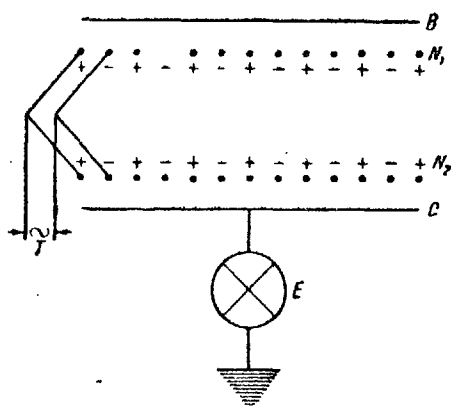


Рис. 119. Схема метода «запирающих сеток».

тивоположным полюсам источника переменного напряжения, создавая таким образом переменное поле между каждыми двумя соседними проволоками [801, 802, 811—815]. Каждая из сеток N_1 и N_2 пропускает ионы, совершенно не притягивая их и не уменьшая силы ионного тока, только в те моменты, когда переменное поле между проволоками сетки проходит через нуль. Если между B и C наложено постоянное напряжение, ионы полностью могут пройти через запирающие сетки N_1 и N_2 от B к C только в том случае,

если время пролёта от N_1 до N_2 равно целому кратному полупериода переменного напряжения, наложенного на проволоки сетки. Варьируя напряжение между сетками U , определяют, при каких U и T ионный ток, приходящий на электрод C , имеет максимумы, и отсюда подсчитывают K . Метод запирающих сеток применим не только к определению подвижности, но также и для отделения электронного тока от ионного [803—804].

Для определения подвижности электронов Таунсендом применён метод одновременного отклонения распространяющегося в газе пучка электронов электрическим и магнитным полем [806, 824, 825]. Фотоэлектроны, образованные на катоде K , — рис. 120, a и b — попадают через щель S в область равномерного поля между R и R_0 . Равномерность поля обеспечена добавочными электродами R_1 , R_2 , R_3 . Пучок электронов претерпевает в газе некоторое рассеяние и улавливается пластинками n_1 , n_2 и n_3 . Система пластинок n_1 , n_2 и n_3 сдвинута относительно оси пучка на расстояние b , и поэтому токи на сегменты n_1 и n_3 , I_1 и I_3 не равны между собой. Включая магнитное поле перпендикулярно к плоскости чертежа и изменяя напряжённость этого поля H , отклоняют пучок электронов так, чтобы добиться равенства токов I_1 и I_3 . Скорость смещения пучка движу-

щихся в электрическом поле электронов под действием магнитного поля

$$u_y = K_e e H \bar{u}, \quad (245)$$

где

$$\bar{u} = K_e e E \quad (246)$$

— средняя скорость движения электронов в электрическом поле между R и R_0 . Отношение отклонения пучка под действием магнитного поля

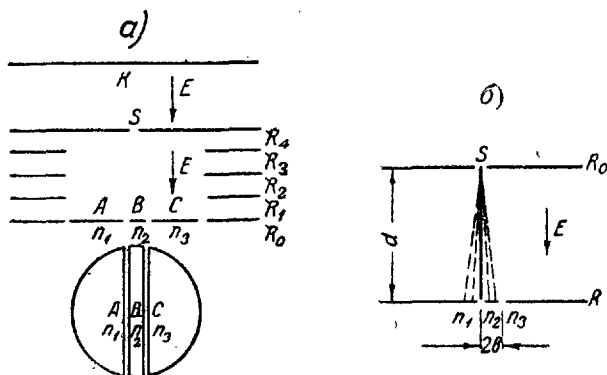


Рис. 120. Схема метода Таунсенда для определения подвижности электронов.

к расстоянию d между R и R_0 равно отношению скоростей u_y и $\bar{u}$. Отсюда при $I_1 = I_3$

$$\frac{K_e e H \bar{u}}{K_e e E} = \frac{H \bar{u}}{E} = \frac{b}{d} \quad (247)$$

или

$$\bar{u} = \frac{E b}{H d}. \quad (248)$$

Подбирая для каждого E значение H , соответствующее $I_1 = I_3$, можно определить зависимость $\bar{u}$, а следовательно, и подвижности электронов K_e от E .

При помощи того же прибора, измеряя токи I_1 , I_2 и I_3 при симметричном расположении пластинок n_1 , n_2 и n_3 относительно оси пучка, Таунсенд исследует диффузию пучка электронов в газе.

Измерение подвижности ионов является основным методом изучения ионов, образуемых в газах при атмосферном давлении. Ионизация газов при атмосферном давлении, в частности атмосферного воздуха, изучалась в значительной степени самостоятельно при исследовании явлений атмосферного электричества, независимо от исследования разряда в газах при низких давлениях.

Те методы отклонения заряженных частиц в электрическом и магнитном поле, которые при низких давлениях дают такие прекрасные

возможности определения природы ионов, как «массовый анализ» Томсона и Астона, при высоких давлениях совершенно неприменимы. Единственным методом изучения природы ионов, имеющихся в свободной атмосфере, является измерение их подвижности. Как показали эти измерения, ионы, образующиеся в земной атмосфере под действием солнечного излучения и других причин, весьма различны. Получаемые результаты сильно зависят от условий опыта: от места земной поверхности, где производится опыт, от времени дня и года, от состояния атмосферы (погоды), от свойств и условий земного покрова в данной местности (суша, море, присутствие или отсутствие растительности), от близости выходящих из глубины источников и т. д. При искусственной ионизации воздуха и других газов подвижность отчасти зависит от природы ионизатора и в сильной степени от возраста ионов, т. е. от времени, протекающего от момента образования ионов до момента измерения их подвижности. Всякое изменение подвижности ионов данного газа рассматривается как изменение природы иона. Те ионы, которые встречаются наиболее часто в данном газе, если он имеет атмосферное давление и комнатную температуру, называются «нормальными» ионами.

В табл. 19 приведены подвижности нормальных ионов некоторых газов в см/сек.

Таблица 19

Газ	K_p	K_n	K_n/K_p
Воздух	1,372	1,909	1,377
Водород	6,70	7,95	1,186
Азот	1,27	1,84	1,449
Кислород	1,29	1,79	1,387
Углекислота	0,81	0,85	1,049
Водяной пар (100° C)	1,10	0,95	0,864
Этиловый спирт (79° C)	0,39	0,41	1,051
Ацетон (темп. кип.) .	0,31	0,29	0,935

Как видно из этой таблицы, подвижность тем меньше, чем тяжелее, больше и сложнее (органические вещества) молекула газа или пара. Величины подвижностей положительного и отрицательного ионов близки друг к другу.

Что касается зависимости подвижности ионов от таких факторов, как давление и температура, то нужно заметить, что изменение этих факторов влечёт за собой и изменение природы ионов. При неизменной природе иона подвижность его обратно пропорциональна плотности газа и, следовательно, при постоянной температуре обратно пропорциональна давлению.

Результаты измерения подвижности ионов в смесях газов при больших давлениях приводят к тому, что обычно в этих смесях нет, как можно было бы ожидать, ионов, соответствующих каждой компоненте смеси в отдельности, а образуются один род положительных и один род отрицательных ионов. Некоторые газы, в особенности пары воды, при прибавлении их к чистому газу, хотя бы в очень небольшом количестве, очень сильно уменьшают подвижность ионов, в особенности отрицательных. Кроме паров воды, так же действуют (в убывающем порядке по величине этого эффекта) пары спиртов, жирных кислот, ацетона, хлороформа, эфиров; весьма слабо действуют углеводороды. Уменьшение подвижностей объясняется образованием молекулами примеси сложных ионных комплексов. В очень чистых инертных газах наблюдались очень большие подвижности отрицательных ионов: N_2 —120; Ar —206; H_2 —500 $см^2/V сек.$ С другой стороны, при различных способах ионизации газа наблюдались «тяжёлые» ионы с подвижностями, в 100—10 000 раз меньшими, чем подвижности нормальных ионов.

Большие подвижности отрицательных ионов объясняются появлением свободных электронов: по теории, развитой Дж. Дж. Томсоном, отрицательно заряженная частица может проходить часть пути от катода до анода в виде свободного электрона, а часть — в виде отрицательного иона. Происходит постоянное разрушение и постоянное новообразование отрицательных ионов. В этом случае определяемая на опыте подвижность может оказаться некоторой средней величиной, большей, чем подвижность отрицательных ионов, и меньшей, чем подвижность электронов. Значения подвижности меньше нормальных указывают на образование в газе тяжёлых многомолекулярных ионов. Чрезвычайно малые подвижности следует приписать расплывённым в газе посторонним твёрдым и жидким частицам. Эти частицы двигаются в газе под действием поля, с одной стороны, и трения газа — с другой, равномерно, со скоростью, определяемой для не слишком мелких частиц законом Стокса

$$v = \frac{eE}{6\pi a\eta}, \quad (249)$$

где e — заряд частицы, a — её радиус, η — коэффициент внутреннего трения данного газа.

Большинство описанных в литературе измерений подвижностей положительных и отрицательных ионов произведено при малых значениях $\frac{E}{p}$, т. е. при больших давлениях и не слишком больших напряжённостях поля. В этих условиях подвижности оказываются не зависящими от напряжённости поля. Прежние измерения, произведённые некоторыми авторами при атмосферном давлении и напряжённостях поля свыше 10 kV, дали противоречивые результаты. Из исследования коронного разряда Таунсендом [805] можно заключить,

что влияние напряжённости поля на подвижность ионов в атмосферном воздухе очень сильно зависит от степени влажности воздуха. В тщательно просушенном воздухе, но без дополнительной просушки прибора, в котором производились измерения, Таунсенд наблюдал увеличение подвижности с увеличением $\frac{E}{p}$. При тщательной просушке всего прибора подвижность при том же $\frac{E}{p}$ увеличилась ещё в несколько раз. Вопрос о зависимости подвижности от напряжённости поля, или, точнее говоря, от отношения $\frac{E}{p}$, был решён экспериментально в отношении положительных ионов в 1934 г. Митчелом и Ридлером в лаборатории Тиндала [807], а в отношении отрицательных ионов в 1938 году И. И. Балогом в Научно-исследовательском институте Физики Московского государственного университета [808, 809]. Как в случае положительных, так и в случае отрицательных ионов оказалось, что с увеличением $\frac{E}{p}$ подвижность ионов в определённом интервале остаётся постоянной, затем, начиная с некоторого критического значения $\left(\frac{E}{p}\right)_c$, возрастает, так что в первом приближении при $\frac{E}{p} > \left(\frac{E}{p}\right)_c$ зависимость K от E при данном p можно аппроксимировать линейным законом

$$K = K_0 + K_2(E - E_0) = K_1 + K_2E, \quad (250)$$

где

$$K_1 = K_0 - K_2E_0. \quad (251)$$

Для различных ионов $\left(\frac{E}{p}\right)_c$ и наклон прямолинейного отрезка при $\frac{E}{p} > \left(\frac{E}{p}\right)_c$ различны. Эти количественные данные нашли теоретическое объяснение в работах Хирши 1938 года [810]. Согласно подсчётам Хирши, при дальнейшем увеличении $\frac{E}{p}$ рост K должен смениться убыванием этой величины.

Приводим на рис. 121 результаты измерений подвижности отрицательных ионов Балогом для кислорода, тщательно очищенного и осушенного пропусканием через активированный уголь при температуре жидкого воздуха, — кривая I, для чистого сухого воздуха — кривая II и для чистого воздуха, содержащего 2,3% водяных паров — кривая III.

Кривая III показывает, что при малых значениях $\frac{E}{p}$ подвижность влажного воздуха уменьшается с уменьшением напряжённости поля или с увеличением давления, стремясь при очень малых $\frac{E}{p}$, обычно имевших место при измерении подвижности другими исследователями, к «табличным» значениям K для воздуха, не подвергавше-

гося специальной просушке. Такое поведение подвижности отрицательных ионов во влажном воздухе объясняется образованием тяжёлых комплексных ионов, состоящих из молекул воды, облепивших первоначально появившийся молекулярный ион. Исследования Балоба проведены по методу, представляющему собой небольшое видоизменение методов запирающих сеток Тиндаля и Ван-дер Граафа [811—814]. Исследования подвижности ионов и электронов см. также [833—835, 838—842].

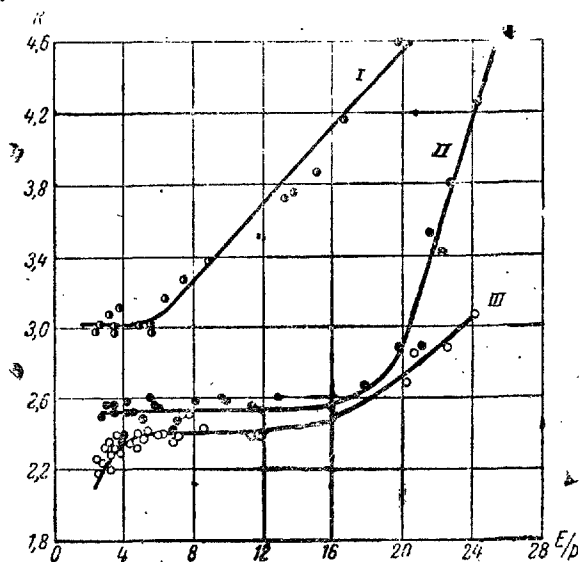


Рис. 121. Зависимость подвижности отрицательных ионов от $\frac{E}{p}$ в кислороде, сухом, очищенном от CO_2 воздухе и во влажном, очищенном от CO_2 воздухе.

§ 4. Теории подвижности ионов и электронов. При элементарном подходе к вопросу о подсчёте подвижности заряженных частиц в газе делается ряд допущений, сильно упрощающих задачу. В результате получаемые для подвижности численные значения сильно отличаются от данных опыта, но получаемые соотношения позволяют сделать ряд общих заключений о характере зависимости подвижности от ряда параметров (в том числе от плотности газа), а также дают возможность показать, что подвижность ионов при малых напряжённости поля E не должна зависеть от E , тогда как подвижность электронов тем меньше, чем больше E .

Первое упрощающее задачу допущение заключается в том, что средняя длина свободного пути заряженной частицы определяется исключительно диаметром заряженной частицы и диаметром нейтраль-

ной частицы газа, или, другими словами, столкновения между данной заряженной частицей и всеми другими частицами газа происходят как соударения твердых шаров (допущение I). Второе упрощающее допущение заключается в том, что заряженная частица при каждом столкновении теряет всю свою направленную скорость, сохраняя только скорость теплового беспорядочного движения, и, таким образом, начинает новый свободный пробег без начальной направленной скорости (допущение II). Третье допущение, относящееся специально к движению положительных и отрицательных ионов в газе, состоит в том, что направленная компонента скорости движения заряженной частицы мала по сравнению со скоростью беспорядочного движения.

Обозначим через λ_1 длину свободного пути заряженной частицы (в её тепловом движении), через τ_1 — промежуток времени, за который частица летит свободно от столкновения до столкновения, через l_1 — длину того пути, который частица при этом проходит в направлении поля, через λ , τ , l — средние значения тех же величин, через v — скорость теплового движения, через u_τ — усредненную скорость поступательного движения частицы на отрезке λ_1 , через E — напряженность электрического поля, через m — массу частицы, через e — её заряд. В таком случае ускорение, сообщаемое полем частице, будет равно $\frac{eE}{m}$, и, следовательно, будем иметь

$$l_1 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau_1^2, \quad \tau_1 = \frac{\lambda_1}{v}; \quad (252)$$

отсюда

$$u_\tau = \frac{l_1}{\tau_1} = \frac{e\lambda_1}{2mv} E. \quad (253)$$

Для того чтобы от усредненной скорости на данном свободном пути λ_1 перейти к средней скорости переносного движения заряженной частицы, обозначим число свободно пробегаемых этой частицей отрезков (оно же число столкновений) при продвижении на 1 см в направлении поля через n и найдём среднюю величину $\bar{u}_\tau$ на всех этих отрезках. Вероятность того, что частица пробежит свободно путь, лежащий в пределах от λ до $\lambda + d\lambda_1$, равна

$$\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda. \quad (254)$$

Поэтому число столкновений, при которых свободный пробег лежит в указанных пределах, равно

$$dn_{\lambda_1} = \frac{n}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda_1. \quad (255)$$

Так как скорость теплового движения частицы различна на различных участках, то при подсчёте среднего значения u_τ на всех участках

нам необходимо ещё учесть вероятность того, что скорость теплового движения на данном участке лежит в пределах от v до $v + dv$. При максвелловском распределении скоростей эта вероятность даётся выражением:

$$\frac{dn_v}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv, \quad (256)$$

где v_0 — средняя наиболее вероятная скорость максвелловского распределения.

В случае частиц газа, взаимодействующих при соударениях как сталкивающиеся упругие шары, длина свободного пути не зависит от значения скорости v . Поэтому, согласно теореме теории вероятностей о вероятности сложного события, заключаем, что число столкновений, при которых длина свободного пути заряженной частицы лежит в пределах от λ_1 до $\lambda_1 + d\lambda_1$, а скорость той же частицы в пределах от v до $v + dv$, равно

$$dn_{\lambda_1 v} = dn_{\lambda_1} \cdot \frac{dn_v}{n} = n \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} d\lambda_1 dv. \quad (257)$$

Среднее значение скорости переносного движения частицы в направлении поля будет

$$u = \bar{u}_x = \frac{1}{n} \int_{v=0}^{v=\infty} \int_{\lambda_1=0}^{\lambda_1=\infty} u_x dn_v dn_{\lambda_1}. \quad (258)$$

Подставляя найденные выше значения, находим:

$$u = \frac{eE}{m\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{2v}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv \int_0^{\infty} \frac{\lambda_1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda_1, \quad (259)$$

и окончательно

$$u = \frac{eE\lambda}{\sqrt{\pi}mv_0} = 0,56 \frac{eE\lambda}{mv_0}. \quad (260)$$

Введя в (260) вместо наиболее вероятной скорости максвелловского распределения один раз среднюю арифметическую скорость $\bar{v}$, а другой — среднюю квадратичную c , найдём аналогичные выражения

$$u = \frac{2}{\pi} \frac{eE\lambda}{m\bar{v}} = 0,64 \frac{eE\lambda}{m\bar{v}}, \quad (261)$$

$$u = \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \frac{eE\lambda}{mc} = 0,69 \frac{eE\lambda}{mc}. \quad (262)$$

Объединим все три формулы в одну

$$u = a \frac{eE\lambda}{m\omega}, \quad (263)$$

где a — численный коэффициент величиной от 0,5 до 1, а ω — средняя скорость иона, без уточнения этого понятия.

Пределы применимости общей формулы (263) шире, чем пределы применимости формул (260), (261), (262), так как в таком виде закон подвижности приложим и к тому случаю, когда средняя скорость иона несколько больше, чем средняя скорость нейтральных частиц газа, а также, когда для ионов распределение скоростей не соответствует максвелловскому распределению, а лишь более или менее приближается к последнему.

Таким образом, определяя подвижность K как отношение скорости поступательного движения заряженной частицы к напряжённости поля, имеем для K выражение

$$K = a \frac{e}{m} \frac{\lambda}{\omega}. \quad (264)$$

Так как в случае молекулярных, а также комплексных ионов допущение III соответствует действительности и в связи с этим допущение II близко к истине, то из соотношений (263) и (264) можно вывести заключение, что подвижность положительных и отрицательных ионов не зависит от напряжённости поля. Скорость переносного движения ионов прямо пропорциональна напряжённости поля, пока эта напряжённость не настолько велика, чтобы существенно повысить среднюю энергию беспорядочного движения ионов по сравнению со средней энергией нейтральных частиц газа.

Вместе с тем подвижность K оказывается пропорциональной λ — средней длине свободного пути иона в газе. Следовательно, K обратно пропорционально плотности или давлению газа. Экспериментальные данные оправдывают этот вывод в пределах применимости законов подобия газового разряда. Так как ω прямо пропорционально квадратному корню из абсолютной температуры газа T , а λ прямо пропорционально первой степени той же температуры, то, согласно (264), подвижность ионов должна была бы быть пропорциональной $\sqrt{T}$. Опыт не оправдывает этого вывода упрощённой теории. Чтобы устранить это противоречие, пришлось в дальнейшем отказаться от допущения I. Соотношение (264) носит название *уравнения Ланжевена* и установлено им при первом наброске теории подвижности [826—828].

Электроны благодаря их малой массе претерпевают гораздо менее интенсивный обмен энергией с частицами газа, чем ионы. Поэтому поддерживаемая наличием поля средняя энергия беспорядочного движения электронов даже при сравнительно небольших

значениях $\frac{E}{p}$ много больше, чем средняя энергия нейтральных частиц газа, и зависит от напряжённости поля E . Следовательно, от E зависит также и средняя, наиболее вероятная скорость v_0 .

Обозначим через $\frac{d\mathcal{E}}{dt}$ среднее количество энергии, передаваемой одним электроном в 1 секунду молекулам газа при наличии среди электронов максвелловского распределения скоростей со значением наиболее вероятной скорости v_0 . Массу электрона обозначим через m_e , а усреднённую долю энергии, передаваемую электроном нейтральной частице газа при каждом столкновении, — через f .

Расчёт показывает ¹⁾, что в этом случае

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2m_e v_0^3 f}{\sqrt{\pi} \lambda}. \quad (265)$$

При стационарном режиме разряда количество энергии $\frac{d\mathcal{E}}{dt}$, теряемое электроном при столкновениях за единицу времени, равно количеству энергии, приобретаемому электроном за то же время под ускоряющим действием поля. Так как за 1 секунду электрон проходит в направлении поля путь, равный скорости его переносного движения u , то приобретаемое электроном количество энергии равно eEu , и, следовательно, мы вправе написать в случае стационарного состояния:

$$\frac{2m_e v_0^3 f}{\sqrt{\pi} \lambda} = euE. \quad (266)$$

Исключим v_0 из равенств (266) и (260). После несложных преобразований найдём:

$$u = C \sqrt{\frac{e\lambda}{m_e}} \cdot \sqrt[4]{f} \cdot \sqrt{E}, \quad (267)$$

где C — численный множитель.

Разделив левую и правую части равенства (267) на E , найдём для подвижности электрона выражение

$$K_e = \frac{C \sqrt{\frac{e\lambda}{m_e}} \sqrt[4]{f}}{\sqrt{E}} = \frac{K_0}{\sqrt{E}}, \quad \text{где } K_0 \text{ — константа.} \quad (268)$$

Согласно (267) и (268), установившаяся скорость переносного движения электронов в газе прямо пропорциональна не первой степени напряжённости поля E , как это имеет место в случае ионов, а лишь $\sqrt{E}$. Подвижность электронов K_e обратно пропорциональна $\sqrt{E}$.

¹⁾ [4], том I, стр. 240, формула (378).

Только что разобранный случай является предельным, так как при подсчёте количества энергии, передаваемого одним электроном в 1 секунду нейтральным частицам газа, не приняты во внимание скорость движения и энергия частиц газа. При чрезвычайно малых напряжённостях поля, когда средняя энергия беспорядочного движения электронов весьма мало отличается от средней энергии частиц газа, мы имеем другой предельный случай и, согласно (263) и (264), можем написать

$$u_e = a \frac{e\lambda}{m\bar{v}} E; \quad (269)$$

$$K_e = a \frac{e\lambda}{m\bar{v}}. \quad (270)$$

Во всех реальных случаях, лежащих между предельными, установившаяся скорость переносного движения электронов пропорциональна E^b , где b — степень, лежащая между единицей и половиной; K обратно пропорционально E^{1-b} . На практике газового разряда наиболее часто встречаются случаи, близкие к первому предельному случаю, соответствующему равенствам (267) и (268).

Уравнение подвижности Ланжевена (264) и равенство (240) дают возможность вывести соотношение между подвижностью и коэффициентом диффузии.

Разделим почленно равенство (264) на равенство (240). Найдём:

$$\frac{K}{D} = \frac{2}{\pi} \frac{e\lambda}{m\bar{v}} \frac{3}{\lambda\bar{v}} = \frac{6}{\pi} \frac{e}{m\bar{v}^2} = \frac{9e}{4\pi c^2}. \quad (271)$$

Заменим в (271) среднюю квадратичную скорость $\bar{v}$ её выражением через температуру T (принимая распределение скоростей за максвелловское), найдём

$$\frac{K}{D} = \frac{3}{4} \frac{e}{kT}. \quad (272)$$

T здесь характеризует среднюю кинетическую энергию заряженных частиц. Опыт показывает, что соотношение (272) лучше соответствует действительности, чем те приближённые выражения, из которых оно здесь выведено. Соотношением (272) часто пользуются в теории газового разряда для электронов, правда, с различными численными коэффициентами (иногда в упрощённом виде)

$$\frac{K}{D} = \frac{e}{kT}. \quad (273)$$

Всё ещё исходя из рассмотрения взаимодействия иона и молекулы нейтрального газа, как соударения упругих шаров, но, учитывая в то же время различие между массой нейтральной молекулы m и массой иона M , Ланжевен уточнил выражение (264) в виде

$$K = 0,815 \frac{e\lambda_i}{Mc_i} \sqrt{\frac{m+M}{m}} \quad (274)$$

или

$$K = 0,815 \frac{e\lambda_i}{mc_m} \sqrt{\frac{m+M}{M}}. \quad (275)$$

Здесь c_i и c_m — соответственно средняя квадратичная скорость ионов и молекул газа, λ_i — длина свободного пути данного иона в данном газе.

Эти формулы Ланжевена считаются классическими и дают наиболее точное возможное решение при сделанных исходных предположениях. Однако (274) и (275) противоречат результатам опыта: при переходе от одного газа к другому величина подвижности K оказывается зависящей от диэлектрической постоянной газа ϵ , а не является просто пропорциональной длине свободного пути λ , вычисленной, согласно кинетической теории, для того и другого газа.

Основное, наиболее легко обнаруживающееся разногласие выражений (274) и (275) с действительностью заключается в том, что подстановка вместо λ газокинетического значения длины свободного пути для молекулярного или атомарного иона какого-либо газа приводит к значениям подвижности, в несколько раз большим, чем определённые на опыте значения той же величины.

Выход из этого затруднения долгое время искали в том, что приписывали ионам размеры, большие, чем размеры молекулярных или атомарных ионов, т. е. принимали эти ионы за комплексные. Согласно этим представлениям, нейтральные частицы удерживаются около иона так называемыми поляризационными силами. В приближающейся к иону частице под действием поля иона происходит разделение положительного и отрицательного зарядов; образуется диполь. Из электростатики известно, что общий электрический момент единицы объёма диэлектрика равен

$$\mu_1 = \frac{E(\epsilon - 1)}{4\pi}, \quad (276)$$

где E — напряжённость поля, ϵ — диэлектрическая постоянная диэлектрика ¹⁾. Пусть число нейтральных частиц газа в 1 см^3 равно n . В таком случае на долю каждой частицы газа придётся момент

$$\mu = \frac{E(\epsilon - 1)}{4\pi n} \quad (277)$$

1) Поток индукции через 1 см^2 будет $D = \epsilon E = E + 4\pi\sigma$, где σ — плотность поверхностного (фиктивного) заряда диэлектрика, откуда $\sigma = \frac{E(\epsilon - 1)}{4\pi}$. При толщине плоского слоя диэлектрика l и площади поверхности его A электрический момент всего слоя диэлектрика будет $\mu_\tau = A\sigma l$.

В момент единицы объёма $\mu_1 = \frac{\mu_\tau}{Al} = \sigma = \frac{E(\epsilon - 1)}{4\pi}$.

или, принимая во внимание, что $E = \frac{e}{r^2}$, где e — заряд иона, r — расстояние данной точки от центра иона,

$$\mu = \frac{e(\epsilon - 1)}{4\pi nr^2}. \quad (278)$$

Сила, с которой ион притягивает диполь, образованный частицей газа, равна (при $r \gg \frac{\mu}{e}$)

$$F = \frac{2\mu e}{r^3} = \frac{(\epsilon - 1)e^2}{2\pi nr^5}. \quad (279)$$

Таким образом, сила, с которой ион притягивает нейтральную частицу газа, «поляризационная сила», обратно пропорциональна пятой степени расстояния r . При очень малом r притяжение переходит в отталкивание, которое можно аппроксимировать, приняв силу отталкивания обратно пропорциональной девятой степени r . Чтобы комплексный ион был стабильным и выдерживал столкновения с частицами газа, не разрушаясь, надо, чтобы энергия, освобождающаяся при образовании комплексного иона, была больше энергии теплового движения частиц газа. Естественно полагать, что в комплексном ионе расстояние диполя от центра заряда иона близко к диаметру иона d_i . Исходя из этого и из формулы (279), можно рассчитать энергию образования комплексного иона. Но на таком малом расстоянии выражение (279) для закона действия силы F уже очень неточно; вместе с тем F очень быстро меняется с изменением r , а значение d_i известно лишь приблизительно, да и вообще имеет лишь физически мало определённое условное значение. Поэтому в вопросе об устойчивости комплексных ионов теория поляризационных сил не даёт надёжных данных. При расстоянии r , равном $\frac{3}{2}d_i$, конфигурация сгруппировавшихся около молекулярного иона поляризованных нейтральных частиц оказывается уже заведомо неустойчивой, но поляризационные силы имеют величину, всё ещё вполне достаточную для того, чтобы существенно влиять на движение иона среди нейтральных молекул. Поэтому, независимо от вопроса о том, могут ли в данных условиях или нет образоваться комплексные ионы, необходимо сделать заключение, что поляризационные силы, действующие между ионом и нейтральными молекулами, должны укорачивать среднюю длину свободного пути иона в газе. На основании этих представлений первоначальная теория подвижности (теория комплексных ионов и удара упругих шаров) была заменена более совершенной теорией (теория центров сил). Эта новая теория также была создана Ланжевром, но была опубликована им в 1905 г. в мало распространённом журнале [829]. Поэтому, независимо от Ланжевена, представления, лежащие в основе этой теории, были высказаны

Сёзерляндом и Веллишем в 1909 году, а соответствующая теория была разработана Хассе и Куком [830], а также Дж. Дж. Томсоном [831] и Лёбом [832]. Последний пришёл к формуле

$$K = \frac{0,104 \sqrt{\frac{M+m}{m}}}{\frac{\rho}{\rho_0} V^{(\varepsilon-1)_0} M_0}, \quad (280)$$

где $(\varepsilon - 1)_0$ отнесено к нормальным условиям, M_0 — молекулярный вес.

Формула Лёба (280) совпадает с точностью до численного множителя с формулой Ланжевена для соответствующего частного случая.

Общее, более сложное решение Ланжевена имеет вид

$$K = \frac{3}{16I} \frac{0,462 \sqrt{\frac{M+m}{m}}}{\frac{\rho}{\rho_0} V^{(\varepsilon-1)_0} M_0}. \quad (281)$$

Здесь I — некоторое выражение, зависящее от величины

$$V \sqrt{\frac{3(\varepsilon-1)_0 e^2}{8\pi n_0 s^4 M c^2}}; \quad (282)$$

s равно полусумме диаметров частицы газа и иона.

Теории Ланжевена, Кука и Хассе дают неплохое совпадение с экспериментальными данными.

Все теории, о которых мы до сих пор упоминали, приводят к значениям подвижности K , не зависящим от напряжённости поля E .

Подсчётом подвижности при больших значениях $\frac{E}{p}$ занимались Комптон, Лёб, а в более позднее время Хирши. Представления, из которых исходили Комптон и Лёб, в основном следующие. При значениях $\frac{E}{p}$, приводящих к скорости дрейфа ионов, эквивалентной

нескольким десяткам вольт и кинетической энергии ионов, много большей, чем кинетическая энергия нейтральных частиц газа, можно не считаться ни с возможностью образования комплексных ионов, ни с уменьшением длины свободного пути иона вследствие действия поляризационных сил. Задача вновь упрощается, представление о соударении упругих шаров может вновь служить исходным пунктом решения. Вместе с тем в этом случае приходится считаться с тем, что теперь средняя энергия ионов много больше, чем средняя энергия нейтральных частиц газа. В результате Лёб приходит к выражению:

$$K = \frac{0,815 \lambda_0 e}{(2em)^{1/2}} \frac{\left[1 + \frac{m/M}{\frac{1}{2} + \left\{ \frac{1}{4} + \frac{\lambda_0^2 E^2 (M+m)}{6,02 \Omega^2 M m} \right\}^{1/2}} \right]^{1/2}}{\left[\frac{\Omega}{2} + \left\{ \frac{\Omega^2}{4} + \frac{\lambda_0^2 E^2 (M+m)^2}{6,02 M m} \right\}^{1/2} \right]^{1/2}}. \quad (283)$$

Такое же выражение получено и Комптоном с небольшой разницей в численных коэффициентах (0,912 вместо 0,815 и 5,32 вместо 6,02).

Через Ω в формуле (283) обозначена средняя энергия нейтральных частиц газа

$$\frac{3}{2} \cdot kT = \frac{1}{2} MC^2 = e\Omega, \quad (284)$$

выраженная в электрон-вольтах. Средняя энергия ионов после достижения стационарного состояния связана с Ω и с напряжённостью поля соотношением

$$U_T = \left[\frac{\Omega^2}{2} + \left\{ \frac{\Omega^2}{4} + \frac{\lambda_0^2 E^2 (M+m)^2}{6,02 Mm} \right\}^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (285)$$

При выводе (283) и (285) принято максвелловское распределение скоростей среди ионов или очень близкое к последнему. Поэтому от данной теории нельзя ожидать точных результатов, и она даёт только качественное объяснение изменения K с E . Более строгая теория дана Хирши. Однако математические трудности мешают решить задачу до конца.

Согласно теоретическим расчётам Хирши [810], при увеличении $\frac{E}{p}$ в области, в которой теория поляризационных сил Ланжевена уже не применима, подвижность ионов K сперва увеличивается, затем должна уменьшаться.

§ 5. Проявления волновой природы электронов при их движении в газе: неравномерное рассеяние электронов; эффект Рамзауера. Многочисленные данные о движении электронов в электронных трубках, почерпнутые из практики, а также ряд тщательно поставленных количественных опытов отклонения электронов в электрическом и магнитном полях показывают, что к свободным электронам, беспрепятственно движущимся в этих полях, применимы законы электродинамики и механики с учётом зависимости массы электрона от скорости. В частности, свободный электрон может обладать любым значением энергии и любым импульсом, без каких-либо квантовых ограничений. Иначе обстоит дело, когда электрон встречает на своём пути ту или иную частицу и вступает с ней во взаимодействие. Это относится не только к тому случаю, когда электрон, передавая частице часть своей энергии, переводит её из одного энергетического состояния в другое или же захватывается этой частицей (например, при образовании нейтрального атома из положительного иона и электрона), но и к упругим соударениям электронов с другими частицами. Так, распределение электронов, рассеянных частицами газа по различным направлениям их дальнейшего движения, не соответствует распределению, вытекающему из обычных законов механики и электродинамики. Различные направления оказываются далеко не равноценными между собой. При переходе

от малых углов рассеяния к большим наблюдается ряд максимумов и минимумов. В литературе имеется целый ряд попыток подойти к распределению электронов по направлениям, на основе волновой механики. Эти попытки привели к результатам, довольно хорошо соответствующим опыту в случае упругих столкновений электронов, как показывают кривые рис. 122 и 123. На рис. 122 сплошные и пунктирные кривые — результаты теоретических подсчетов, основанных на двух различных исходных допущениях, касающихся атомных полей; кружочки — экспериментальные данные [851]. На рис. 123 сплошные кривые — экспериментальные; пунктирные кривые — теоретические [849]. Для неупругих столкновений совпадение теории с опытом менее хорошее.

Наблюдаемое на опыте специфическое распределение рассеянных

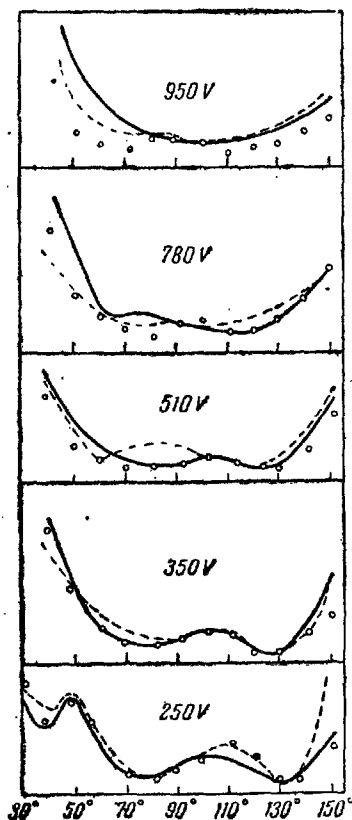


Рис. 122. Распределение по углам электронов различных скоростей, рассеянных в криптоне [851]. Кривые теоретические. Точки экспериментальные.

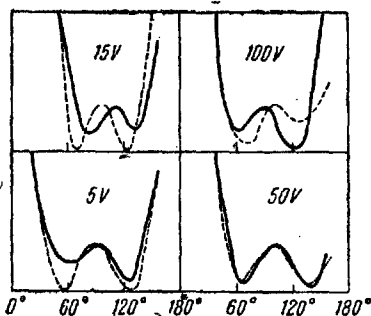


Рис. 123. Распределение по углам электронов различных скоростей, рассеянных в парах кальция. Пунктирные кривые — теоретические; сплошные — экспериментальные.

в газе электронов по различным направлениям можно рассматривать как следствие дифракции электронных волн на частицах газа [852], максимумы и минимумы на кривых рис. 122 и 123 как дифракционные максимумы и минимумы. О рассеянии в газе электронов и ионов см. обзорные статьи [794, 795], а также [843—877].

Второй вопрос, в котором волновая природа электронов играет в некоторых случаях существенную роль, — это вопрос о длине свободного пути электрона в газе.

Обычные представления кинетической теории, при учёте того, что размеры электрона чрезвычайно малы, а скорость движения очень велика по сравнению со скоростью молекул газа, приводят к тому, что средняя длина свободного пути электрона в газе должна быть в $4\sqrt{2}$ раза больше средней длины свободного пути молекулы газа. Опыт показывает, что эти упрощённые представления не полностью

соответствуют реальной действительности.

Длина свободного пути электрона в газе зависит от скорости движения электрона. Обнаружено это явление было Рамзауером [798, 878] прежде всего для движения электронов в благородных газах. Схема опытов Рамзауера такова. Под действием пучка ультрафиолетовых лучей металлическая пластинка Z emits электроны (рис. 124). Эти электроны ускоряются полем между Z и сеткой N , натянутой перед отверстием B_1 . Через B_1 электроны вступают внутрь металлической камеры,

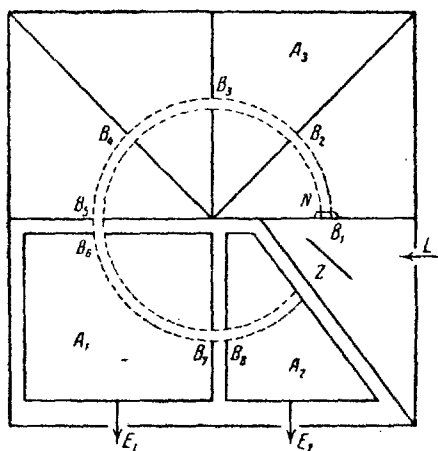


Рис. 124. Схема прибора Рамзауера и Коллата.

разделённой на отдельные секторы перегородками с отверстиями B_2, B_3, B_4, B_5 . Все эти отверстия, а также отверстия B_6, B_7, B_8 в камерах A_1 и A_2 лежат на одной и той же окружности радиуса R . При помощи электромагнита в камерах A_3, A_1, A_2 возбуждается магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости чертежа. Под действием этого поля электроны двигаются по кругам, радиусы которых при данной напряжённости поля зависят от скорости движения электрона. Таким образом через отверстия $B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, B_6, B_7$ и B_8 проходят только те электроны, скорости которых лежат в узких пределах около величины $v = \frac{RH}{c} \frac{e}{m}$. Напряжённость магнитного поля H подбирается в соответствии с ускоряющей электроны разницей потенциалов так, чтобы скоростью v обладало наибольшее число электронов пучка. Камеры A_1 и A_2 служат фарадеевыми клетками, улавливающими электроны. Соединяя обе камеры A_1 и A_2 с электрометром, измеряют ток, соответствующий потоку электронов, прошедшему часть окружности до отверстия B_6 . Соединяя с электрометром лишь

одну камеру A_2 , измеряют ток, соответствующий электронам, прошедшим по тому же кругу до отверстия B_3 . Разделив ток на заряд электрона, находят соответствующие числа электронов. Разность между числами электронов, долетевшими до B_6 и до B_3 , даёт число электронов, выбывших из пучка вследствие столкновений на пути от B_6 до B_3 . Для того чтобы электрон выбыл из числа электронов, описывающих круговой путь, достаточно небольшого изменения скорости электрона или небольшого изменения направления его движения. То и другое может произойти лишь вследствие взаимодействия между молекулами газа и электронами. Таким образом правильное говорить не о числе столкновений электронов с молекулами, а о числе взаимодействий и выводить отсюда, как это делает Рамзауер, радиус сферы действия молекулы данного газа по отношению к электронам определённой скорости. Рамзауер характеризует эту величину численно «суммой поперечных сечений сфер действия» или просто «*эффективным поперечным сечением*» Q всех молекул, находящихся в 1 см^3 .

Выделим в газе тонкий плоский слой площадью поверхности в 1 см^2 и толщиной dx . Сумма эффективных сечений молекул в слое будет $Q dx$. Если электроны равномерно распределены по всему сечению слоя, то число электронов, выбывающих из первоначального пучка n_0 электронов вследствие взаимодействия с молекулами внутри слоя, равно $nQ dx$, где n — число электронов, влетающих в рассматриваемый слой.

С другой стороны, если λ_e — средняя длина свободного пути электрона, то число электронов, свободно пролетающих путь x ,

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda_e}}, \quad (286)$$

и, следовательно, число электронов, выбывающих из пучка на пути dx ,

$$|dn| = \frac{n_0}{\lambda_e} e^{-\frac{x}{\lambda_e}} dx = n \frac{dx}{\lambda_e}. \quad (287)$$

Отсюда

$$nQ \cdot dx = \frac{n}{\lambda_e} dx \text{ и далее } \lambda_e = \frac{1}{Q}, \quad (288)$$

т. е. длина свободного пути электрона в газе равна обратной величине суммы эффективных поперечных сечений молекул в 1 см^3 .

На рис. 125 и 126 приведены кривые, у которых величина Q служит ординатой, а по оси абсцисс отложена пропорциональная скорости электронов величина квадратного корня из разности потенциалов U , ускоряющей электроны до вступления в магнитное поле. С правой стороны каждого чертежа отмечены значения Q , соответствующие диаметру молекул газа, как они получаются в кинетической теории газов. Кривые Рамзауера показывают, что при

ускоряющих потенциалах U около 50 V эффективные сечения молекул по отношению к электронам, а следовательно, и свободные

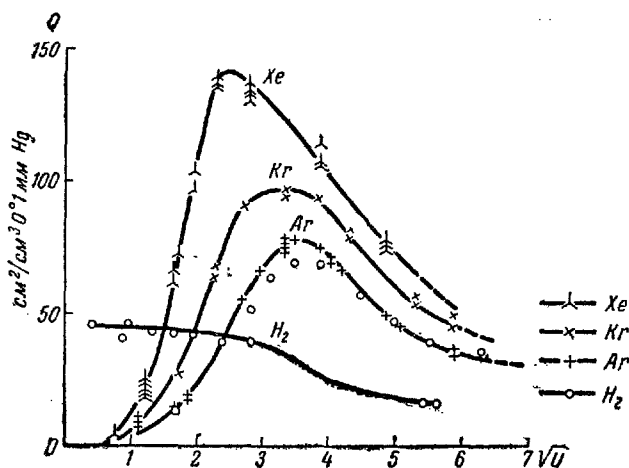


Рис. 125. Кривые Рамзауера для Xe, Kr, Ar и H_2 .

длины путей электронов в благородных газах более или менее соответствуют данным кинетической теории. При уменьшении ско-

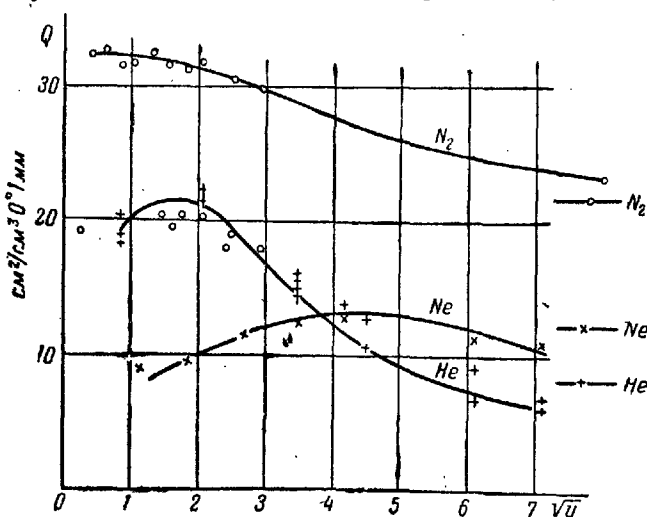


Рис. 126. Кривые Рамзауера для N_2 , Ne, He.

рости движения электронов эффективное сечение атома благородного газа увеличивается, проходит через максимум, снова падает и

становится очень малым при U около 1V. Максимум лежит, примерно, при скоростях, эквивалентных таким U (в вольтах):

He	Ne	Ar	Kr	Xe
3,2	25	13,2	11,3	6,4

Измерения при очень малом U (доли вольта — здесь трудно достичь большой точности) показали, что с дальнейшим уменьшением скорости электрона эффективное сечение молекул, повидимому, вновь увеличивается.

Опыты Рамзауера были повторены другими исследователями при значительных видоизменениях метода и дали такой же ход кривых эффективного сечения в зависимости от скорости электронов. Сам Рамзауер и его школа продолжили эти исследования в отношении большого числа газов и установили связь между общим ходом кривых $Q = f(\sqrt{U})$ и строением молекулы газа. Так, кривые имеют одинаковый вид для N_2 и CO, содержащих одинаковое число электронов в молекуле (рис. 127), или, например, для молекул, внешние электроны которых образуют «насыщенные» симметричные оболочки (атом аргона, CH_4 и др.) [879]. Как и неравномерное рассеяние электронов по различным направлениям, эффект Рамзауера является следствием волновой природы электронов и так же, как неравномерное рассеяние, может рассматриваться как дифракция электронных волн на атомах.

Методы волновой механики дают возможность количественно подсчитать эффект Рамзауера.

Значимость вопроса об эффективном поперечном сечении при изучении явлений газового разряда далеко выходит за пределы эффекта Рамзауера. Величина эффективного поперечного сечения оказывается различной в зависимости от того, о каком взаимодействии электрона с частицами газа идёт речь: упругое столкновение, возбуждение какого-либо данного энергетического уровня, ионизация, столкновение II рода и т. д. Кроме того, эта величина зависит не только от скорости электрона v , но и от направления движения электрона после взаимодействия с частицей газа (от углов ϑ и φ , определяющих это направление в полярной пространственной системе координат), так что $Q_{\vartheta\varphi} = f(v, \vartheta, \varphi)$. Последнее обстоятельство является причиной неравномерного рассеяния электронов. С другой стороны, зависимость средней длины свободного пути λ от v и специфическое распределение рассеянных электронов по углам

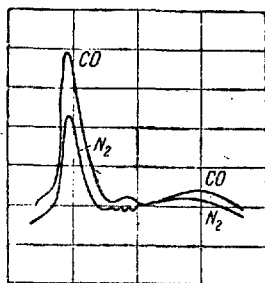


Рис. 127. Кривые Рамзауера для двух изоэлектронных газов N_2 и CO. U — пройденная электроном разность потенциалов.

приводят к тому, что все газокинетические теории подвижности электронов (а в известной мере и ионов) могут быть только приближёнными.

Таким образом, в конечном итоге вопросы о подвижности, об эффекте Рамзауера и о распределении рассеянных в газе электронов по углам тесно связаны как между собой, так и с зависимостью величины эффективного поперечного сечения от v , ϑ , φ и от ряда других параметров, в том числе от вероятности не только какого-либо одного, но всех вообще элементарных процессов, возможных при встрече электрона или иона с частицей газа. Построить теорию движения заряженных частиц в газе на этой широкой основе — дело будущего, но и сейчас эффект Рамзауера должен быть учтён при уточнении теорий газового разряда, особенно в случае благородных газов.

Благородные газы играют большую роль при практических применениях газового разряда. Длина свободного пути электрона в них меняется весьма сильно (Ar около 100 раз). Об исследованиях эффективного сечения молекул по отношению к положительным ионам см. [880—882].

Об эффективном поперечном сечении см. также [883—888]. Кривые Рамзауера для различных газов даны в приложении (гл. XXIV).

О движении электронов в газах, подвижностях электронов и ионов и потерях энергии заряженными частицами при столкновениях см. также [820, 889—896, 816, 817].

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ЗАРЯДЫ; ИХ РОЛЬ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ. МЕТОД ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА.

§ 1. Вольтамперная характеристика при прохождении электрического тока через высокий вакуум. При решении задачи о прохождении электрического тока через высокий вакуум или через газ приходится считаться с электрическим полем, создаваемым всей совокупностью заряженных частиц, находящихся налицо в разрядном промежутке. При подсчёте этого суммарного поля вводят представление о пространственных зарядах и расчёт ведут так, как будто заряд частиц, находящихся в данном небольшом объёме, был распределён равномерно по всему этому объёму. Величину $\rho = ne$ или количество электричества, приходящееся на 1 см^3 , отождествляют с плотностью пространственного заряда и при расчёте исходят из основного уравнения электростатики — уравнения Пуассона:

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho. \quad (289)$$

Начнём с прохождения электрического тока через высокий вакуум.

При решении этой задачи нас может интересовать, с одной стороны, распределение поля, с другой — зависимость силы электронного тока на данный электрод от наложенного на этот электрод потенциала. Ленгмюр [897, 898] дал решение задачи для вакуумной электронной лампы с плоскими, цилиндрическими и шаровыми электродами и затем применил свои решения к явлениям в газовом разряде.

Проведём ось X перпендикулярно к поверхности катода, представляющей собой безграничную плоскость. Пусть анод — такая же плоскость, параллельная плоскости катода и находящаяся от неё на расстоянии x_a . Предположим, что между катодом и анодом настолько высокий вакуум, что действием оставшихся молекул газа на движение электронов и образование положительных ионов можно пренебречь. Катод находится при потенциале нуль, анод — при потенциале V_a .

Упростим задачу, предположив, что:

1) Начальная скорость электронов, покидающих катод, равна нулю. Ошибка, вносимая этим допущением, будет тем меньше, чем

больше V_a по сравнению со средней энергией вылетающих из катода электронов — энергией порядка 0,2 э. в. при температуре раскалённого катода 2400—2500° К.

2) Электронов около катода всегда очень много. Это допущение возможно, пока ток на аноде I_a далёк от тока насыщения. При достижении насыщения вывод перестаёт быть приложимым.

3) Пространственный заряд создаёт такое распределение потенциала V между электродами, что непосредственно у поверхности катода градиент потенциала равен нулю, т. е. $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = 0$. Это допущение необходимо сделать, если принять первое допущение. Если бы напряжённость поля у поверхности катода была больше нуля, то все эмиттируемые электроны немедленно направлялись бы к аноду, I_a равнялось бы «току насыщения» при всяком сколь угодно малом положительном потенциале анода. Если бы $\frac{dV}{dx}$ у катода было меньше нуля, то при наличии первого допущения ни один электрон, освобождающийся на катоде, не мог бы достигнуть анода.

В рассматриваемом нами случае, вследствие симметрии, эквипотенциальные поверхности должны быть параллельны катоду. Уравнение (289) принимает вид:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho. \quad (290)$$

Пишем уравнение живых сил в применении к электрону, покинувшему катод с нулевой начальной скоростью:

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (291)$$

Наконец, обозначая ток с единицы поверхности катода через i , будем иметь:

$$i = -\rho v^1. \quad (292)$$

Исключая ρ и v из (290), (291), (292), находим:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 2\sqrt{2}\pi\sqrt{\frac{m}{e}}iV^{-\frac{1}{2}}. \quad (293)$$

При стационарном режиме плотность отрицательного заряда должна быть постоянной в каждой точке поля и электронный ток i постоянным по времени и одинаковым на всех расстояниях x от катода. Поэтому величину i мы должны принимать в уравнении (293) за постоянную величину.

Умножая обе части уравнения (293) на $2\frac{dV}{dx}dx$, интегрируя в пределах от нуля до x и извлекая квадратный корень из обеих

¹⁾ Знак минус потому, что под i мы понимаем абсолютную величину плотности тока, а ρ в данном случае отрицательно.

частей, находим, принимая во внимание, что $V=0$ при $x=0$ и что, кроме того, согласно третьему допущению, $\frac{dV}{dx}=0$ при $x=0$:

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2mV}{e}}. \quad (294)$$

Разделяя переменные и интегрируя, находим:

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{e}} x + C; \quad (295)$$

так как при $x=0$ $V=0$, то C оказывается равным нулю, и, следовательно:

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{e}} x. \quad (296)$$

Решение уравнения (296) относительно V даёт нам распределение потенциала в пространстве между катодом и анодом:

$$V = \sqrt[3]{\frac{81}{2} \pi^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{e}{m}\right)^{-\frac{1}{3}} i^{\frac{2}{3}} x^{\frac{4}{3}}. \quad (297)$$

Вставляя в (296) вместо x расстояние между катодом и анодом x_a , а вместо V потенциал анода V_a , и решая относительно i , находим зависимость силы электронного тока с единицы поверхности катода от напряжения между катодом и анодом U_a

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt[4]{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{\frac{3}{4}}}{x_a^{\frac{2}{3}}}. \quad (298)$$

Равенство (298) представляет собой формулу Ленгмюра характеристики электронной лампы при плоских электродах и часто называется «законом $\frac{3}{2}$ ».

В том случае, когда катод представляет собой цилиндр радиуса r_0 (например, цилиндрическая вольфрамовая нить), а анод — концентричный с первым цилиндр радиуса r_a , Ленгмюр пользуется цилиндрическими координатами Z, r, φ . Принимая во внимание, что по условиям симметрии $\frac{\partial V}{\partial Z} = 0$ и $\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0$, Ленгмюр пишет уравнение (289) в виде:

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dV}{dr} \right] = -4\pi r. \quad (299)$$

Уравнение (291) остаётся в силе. Уравнение (292) заменяется следующим:

$$i = -2\pi r r_0 v. \quad (300)$$

Здесь i обозначает электронный ток с единицы длины катода; такой же ток проходит через боковую поверхность любого концентрич-

ного с катодом цилиндра высотой в 1 см (поверхность $2\pi r$; ток через единицу поверхности во всех случаях ρv).

Исключая v и ρ из (291), (300) и (299), находим:

$$r \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} = i \sqrt{\frac{2m}{eV}}. \quad (301)$$

Чтобы найти распределение потенциала между цилиндрическими электродами, вызванное пространственными зарядами электронов, надо найти интеграл уравнения (301).

Выражение

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r} \quad (302)$$

удовлетворяет уравнению (301) и является его частным интегралом. В этом нетрудно убедиться подстановкой.

Но (302) не является точным решением задачи, так как, как нетрудно видеть, третье начальное условие не удовлетворяется им. Поэтому Ленгмюр [897, 898] и его сотрудник Адамс заменили выражение (302) следующим:

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r\beta^2}. \quad (303)$$

Здесь β обозначает некоторую неизвестную нам пока функцию, которую требуется подобрать так, чтобы (303) представляло собой интеграл уравнения (301) и в то же время удовлетворяло бы всем начальным условиям.

Нахождение $\frac{dV}{dr}$ и $\frac{d^2 V}{dr^2}$ из (303) и подстановка этих значений в (301) приводят к новому дифференциальному уравнению:

$$3\beta r^2 \frac{d^2 \beta}{dr^2} + r^2 \left(\frac{d\beta}{dr} \right)^2 + 7\beta r \frac{d\beta}{dr} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (304)$$

Ленгмюр и Адамс вводят вместо r новое переменное γ , определяемое соотношением:

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}, \quad (305)$$

и преобразовывают (304) в

$$3\beta \frac{d^2 \beta}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\beta}{d\gamma} \right)^2 + 4\beta \frac{d\beta}{d\gamma} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (306)$$

Интегрирование выражения (306) при помощи ряда приводит к выражению ¹⁾:

$$\beta = \gamma + \frac{2}{5} \gamma^2 + \frac{11}{120} \gamma^3 - \frac{47}{3300} \gamma^4 + 0,00168 \gamma^5 - \dots \quad (307)$$

¹⁾ Та же задача решена независимо от Ленгмюра также проф. Московского университета С. А. Богуславским [901].

Ленгмюр и Блоджетт [899] вычислили коэффициенты 14 членов ряда (307) и дали подробную таблицу функции β^2 в зависимости от $\frac{r}{r_0}$. Для таких значений $\frac{r}{r_0}$, при которых ряд (307) сходится недостаточно быстро, был применён способ вычисления β путём численного интегрирования и метода последовательного приближения. Общий ход функции β^2 оказывается следующим: при $r=r_0$ $\beta^2=0$ β возрастает, равно единице при значении $\frac{r}{r_0}$ около 10 и при $\frac{r}{r_0}=44,05$ достигает максимума, равного 1,09455. Затем β^2 убывает и при значении $\frac{r}{r_0}$ около 9352 вновь равно единице. Дальше β^2 проходит ряд минимумов и максимумов. Максимумы несколько выше, а минимумы несколько ниже единицы, причём амплитуда колебаний величины β^2 постепенно уменьшается; при $\frac{r}{r_0} \rightarrow \infty$ $\beta^2 \rightarrow 1$.

Таким образом, если пренебречь в выражении (303) величиной β^2 , или, что то же, пользоваться вместо него частным интегралом (296), то наибольшая величина ошибки, происходящей от пользования приближённой формулой, равна 9,50%. Вообще же величина этой ошибки зависит от отношения $\frac{r}{r_0}$. Таблица функции β^2 Ленгмюра и Блоджетт приведена нами в приложении.

Необходимо заметить, во избежание недоразумения при чтении книг и статей, вышедших до работы Ленгмюра и Блоджетт [902], что первоначально (в 1913 г.) Ленгмюр и Адамс дали совершенно другую таблицу для функции β^2 , пользуясь рядом, который Адамс принял за быстросходящийся, тогда как ряд этим свойством не обладал. По этой таблице β^2 быстро приближалось к единице с возрастанием $\frac{r}{r_0}$, так что для всех значений $\frac{r}{r_0}$, больших 20, которые только и интересны практически, β^2 отличалось от единицы лишь в пятом знаке и далее. На этом основании формула характеристики (302) считалась очень точной.

Подставляя в (303) численное значение констант, находим для тока с единицы длины катода в амперах при напряжении на аноде U_a в вольтах:

$$i = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{U_a^{\frac{8}{3}}}{\beta^2 r_a} \text{ ампер.} \quad (308)$$

Для распределения потенциала между цилиндрическими коаксиальными катодом и анодом находим:

$$V = \left(\frac{10^5 \beta^2}{1,468} \right)^{\frac{2}{3}} i^{\frac{2}{3}} r^{\frac{2}{3}}. \quad (309)$$

Решение задачи распределения потенциала между шаровыми концентрическими электродами, из которых внутренний шар радиуса r_0 служит катодом, и вывод формулы характеристики для этого случая, данный Ленгмюром и Блоджетт [655], приводят к формулам¹⁾:

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} - \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{r_a^2}, \quad (311)$$

$$V = \left(\frac{9i r^2}{4\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}}} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (312)$$

где i — полный ток со всей поверхности катода, а функция ρ^2 определяется рядом:

$$\begin{aligned} \rho &= \gamma - 0,3\gamma^2 + 0,075\gamma^3 - 0,01432\gamma^4 + 0,00216\gamma^5 - \dots, \\ \rho^2 &= \gamma^2 - 0,6\gamma^3 + 0,24\gamma^4 - 0,074\gamma^5 + \dots, \end{aligned} \quad (313)$$

причём

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}; \quad (314)$$

r_a в (311) соответствует $r = r_a$.

Во всех трёх разобранных случаях — электроды плоские, цилиндрические и сферические — зависимость тока от напряжения следует «закону $^{3/2}$ ».

Вследствие допущений, упрощающих задачу, приведённое выше решение Ленгмюра является лишь первым приближением. Поставленная Ленгмюром задача о зависимости i от U_a решена им также для случая биполярного тока, когда навстречу друг другу между двумя электродами в вакууме движутся заряженные частицы обоих знаков. См., например, [4], т. II, стр. 24, § 9 — случай плоских электродов и там же стр. 29, § 11 случай двух коаксиальных цилиндров.

Формулы (298), (303), (311) справедливы лишь для «средней части» характеристики. При малых U_a сильно сказывается начальная скорость электронов; характеристика идёт выше, чем следует из этих формул, в частности $i \neq 0$ при $U_a = 0$. При больших U_a избытка электронов у катода нет; условие 2 не соблюдается, все электроны, эмиттируемые катодом, идут на анод, ток равен «току насыщения».

В случае электронной лампы с катодом в виде нити, нагреваемой током накала, насыщение наступает не одновременно для раз-

¹⁾ Метод решения совершенно аналогичен случаю цилиндрических электродов. Исходное уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dV}{dr} = 2\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{m}{e}} i V^{\frac{1}{2}}. \quad (310)$$

личных точек нити вследствие падения потенциала вдоль нити, и переход от следующей «закону $3/2$ » средней части характеристики к прямой насыщения имеет вид постепенного загиба кривой.

Посмотрим, к чему приводит отказ от первого из упрощающих задачу условий. Допустим, что электроны, покидающие катод, имеют некоторые конечные начальные скорости, распределённые по Максвеллу. Так как при потенциале анода ниже потенциала насыщения не все электроны, покидающие катод, долетают до анода, то в этом случае наличие отрицательного пространственного заряда приводит к тому, что около катода существует поле, замедляющее движение электронов и возвращающее часть из них к катоду. Около анода поле направлено в противоположную сторону, так как потенциал анода выше потенциала катода. Следовательно, при переходе от катода к аноду потенциал сперва убывает, затем возрастает. На некотором расстоянии от катода существует «поверхность минимального потенциала». Через поверхность минимального потенциала прорываются к аноду только те электроны, начальная скорость которых превосходит величину v_0 , определяемую равенством:

$$\frac{mv_0^2}{2} = eU_m, \quad (315)$$

где U_m — разность потенциалов между катодом и поверхностью минимального потенциала.

На рисунке 128 схематически представлен ход кривой распределения потенциала между плоскими катодом и анодом, соответствующий: а) отсутствию пространственных зарядов — прямая I, б) формуле (299), выведенной без учёта начальных скоростей электронов — кривая II, касающаяся оси абсцисс в начале координат, в) действительному распределению потенциала при наличии начальных скоростей — кривая III.

Из условий симметрии заключаем: в случае плоских параллельных электродов поверхность минимального потенциала также представляет собой параллельную катоду плоскость; в случае коаксиальных круглых цилиндров — круглую цилиндрическую поверхность с той же осью, что и у катода.

В том случае, когда цепь анода не замкнута и на анод не наложено извне никакого потенциала, движение электронов сводится к их беспорядочному тепловому движению. Электроны оседают на аноде

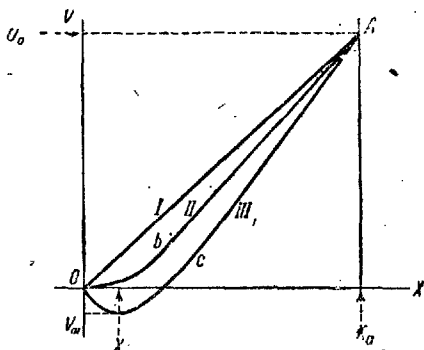


Рис. 128. Распределение потенциала между плоскими электродами, из которых один эмиттирует электроны: $O b A$ при начальной скорости электронов, равной нулю; $O c A$ при конечных начальных скоростях электронов.

и заряжают его отрицательно по отношению к катоду. Поверхность минимального потенциала совпадает с поверхностью анода. Если включить анод в цепь и постепенно повышать его потенциал, то поверхность минимального потенциала отделяется от анода и начинает приближаться к катоду [903]. При достижении тока насыщения и при дальнейшем повышении потенциала анода поверхность минимального потенциала совпадает с поверхностью катода.

Решение задачи о распределении потенциала при наличии пространственного заряда электронов, эмиттируемых катодом, с учётом начальных скоростей этих электронов представляет большие трудности. Ленгмюр, основываясь на работах Шоттки, Эпштейна, Адамса и Грея, детально проработал этот вопрос и дал полное решение задачи для случая плоских электродов [904, 900].

При пользовании решением, данным Ленгмюром, приходится задаваться определённой силой тока и затем, пользуясь рядами или составленными Ленгмюром таблицами, находить для каждой силы тока соответствующее распределение потенциала. В своих выкладках Ленгмюр вводит две величины η и ξ , являющиеся функциями координаты x , а именно:

$$\eta = \frac{e}{kT}(V - V_m) = \frac{11\,600}{T}(V - V_m) \quad (316)$$

(здесь V_m — потенциал плоскости минимального потенциала, V — потенциал данной точки поля);

$$\begin{aligned} \xi &= 4 \left(\frac{\pi}{2k} \right)^{\frac{3}{4}} m^{\frac{1}{4}} e^{\frac{1}{2}} T^{\frac{1}{4}} i^{\frac{1}{2}} (x - x_m) = \\ &= 9,174 \cdot 10^5 T^{\frac{3}{4}} i^{\frac{1}{2}} (x - x_m) \end{aligned} \quad (317)$$

(x_m — координата поверхности минимального потенциала, x — координата данной точки поля).

В последних частях равенств (316) и (317) физические константы заменены их численными значениями и введены переводные множители, соответствующие подстановке V в вольтах и i в амперах.

Величину V_m легко определить из следующих соображений. На поверхности минимального потенциала напряжённость поля $E = -\frac{dV}{dx}$ равна нулю. Через эту поверхность электроны проходят в направлении анода исключительно вследствие их беспорядочного теплового движения. Здесь плотность электронного тока

$$i = \frac{1}{4} en\bar{v}, \quad (318)$$

где n — концентрация электронов на поверхности минимального потенциала, $\bar{v}$ — средняя арифметическая скорости их теплового дви-

жения. Плотность полного тока эмиссии с катода при данной температуре катода — плотность тока насыщения с катода

$$i_s = \frac{1}{4} en_s v, \quad (319)$$

где n_s — концентрация электронов в непосредственной близости катода. Отсюда

$$\frac{i}{i_s} = \frac{n}{n_s}. \quad (320)$$

Согласно теореме Больцмана для электронного газа в задерживающем электрическом поле,

$$n = n_s e^{-\frac{eV_m}{kT}}. \quad (321)$$

Из (320) и (321) находим:

$$V_m = -\frac{kT}{e} \ln \frac{i_s}{i} = -\frac{T}{11600} \ln \frac{i_s}{i}; \quad (322)$$

x_m определяется на основании зависимости между ξ и η , которую Ленгмюр даёт в виде таблиц, а также в виде кривой / рис. 129.

Для больших значений x , т. е. для точек, лежащих между поверхностью минимального потенциала и анодом ($x > x_m$), Ленгмюр выражает ξ через η при помощи быстроходящегося ряда:

$$\xi = \frac{2}{3} 2^{\frac{1}{2}} \pi^{\frac{1}{4}} \eta^{\frac{8}{4}} + 1,6685 \eta^{\frac{1}{4}} + \dots \quad (323)$$

Применение (323), (317) и (316) к случаю $x > x_m$ и исключение ξ и T приводят к следующему решению поставленной задачи, если остановиться на втором члене ряда (323):

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^{\frac{3}{2}}} \left(1 + 2,658 \eta^{-\frac{1}{2}} \right). \quad (324)$$

Формула (324) сходна с полученным ранее выражением (298), связывающим ток и потенциал в любой точке поля при начальной скорости электронов, равной нулю, только вместо разности потенциалов данной точки и катода в формулу входит теперь разность потенциалов между данной точкой и поверхностью минимального потенциала, вместо расстояния от катода — расстояние от плоскости минимального потенциала. Кроме того, появился поправочный член. Заменяя константы их численными значениями, вводя переводные множители, позволяющие выражать силу тока в амперах, а потенциал в вольтах, и заменяя η , согласно (316), Ленгмюр приходит к следующей удобной для практических вычислений формуле:

$$i = 2,334 \cdot 10^{-6} \frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^{\frac{3}{2}}} \left[1 + 0,0247 T^{\frac{1}{2}} (V - V_m)^{-\frac{1}{2}} \right]; \quad (325)$$

x_m находим из равенства (317), вставляя в него нуль вместо x , а вместо ξ — значение этой величины на катоде ξ_1 :

$$x_m = 1,090 \cdot 10^{-8} T^{-\frac{3}{4}} i^{-\frac{1}{2}} (-\xi_1); \quad (326)$$

ξ_1 в свою очередь определяем из значения η на катоде по таблице Ленгмюра или по кривой (рис. 129). Значение η на катоде получим, положив в (316) $V=0$, что даёт:

$$\eta_{\text{кат}} = \eta_1 = 2,303 \lg_{10} \frac{i_a}{i}. \quad (327)$$

При более точном решении вместо равенства (323) приходится применять таблицу или кривую Ленгмюра, и весь ход вычислений ещё более усложняется. Если цель решения — установить зависи-

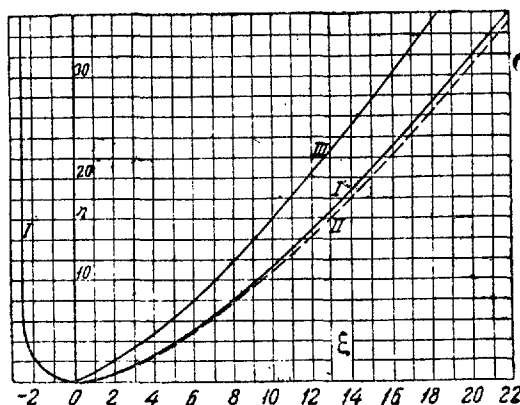


Рис. 129. I — точная кривая Ленгмюра, изображающая ξ как функцию от η . II — ход той же кривой в приближении, приводящем к формуле (328). III — выраженное в величинах η и ξ распределение потенциала между плоскими электродами при общей начальной скорости всех электронов, равной нулю [формула (301)].

мость i от U_a , то приходится прежде всего задаться некоторым определённым i для подстановки в формулу (327) и найти для него соответствующее U_a , например, графическим решением уравнения (325) относительно V при $x = x_a$. Повторяя вычисления для достаточного числа различных значений i , устанавливают искомую связь между i и U_a в виде таблицы или кривой.

Для случая цилиндрических электродов при больших значениях отношения r_a/r_0 Ленгмюр даёт приближённую формулу

$$i = \frac{2\sqrt{\frac{2e}{m}}}{9r_a^2} \left[V_a - V_m + \frac{V_0}{4} \left(\ln \frac{V}{\lambda V_0} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}. \quad (328)$$

Здесь λ — константа, значение которой лежит в пределах между 1 и 2 и которую Ленгмюр предлагает определить экспериментально. V_0 — потенциал, эквивалентный средней квадратичной начальной скорости электронов, определяемый по формуле:

$$V_0 = \frac{3}{2} \frac{kT}{e} = \frac{T}{7733}. \quad (329)$$

При выводе формулы (328) Ленгмюр исходит из того, что эффект влияния начальных скоростей в случае двух коаксиальных цилиндров сказывается преимущественно около анода, где поле наиболее слабое. Этот эффект уменьшает плотность пространственного заряда приблизительно в $[V/(V+V_0)]^{\frac{1}{2}}$ раз, где V — потенциал в данной точке (при потенциале катода нуль). Этот множитель Ленгмюр вводит в выражение для плотности пространственного заряда в уравнениях (229) и (300) и находит, таким образом, приближённое дифференциальное уравнение задачи, решением которого является выражение (328). Подробного хода решения Ленгмюр в статье [904] не приводит.

Количественно, по подсчёту Ленгмюра, оказывается, что поправка на влияние начальной скорости электронов на величину i при данном U_a в случае плоских электродов достигает максимального значения в 40%, а в случае цилиндрических — лишь в 10%.

Влияние начальных скоростей хорошо иллюстрируется разбором наблюдений Дёшмэна, проверявшего формулу характеристики Ленгмюра (302) вскоре после её вывода. Принимая λ равным единице, Ленгмюр находит поправки для этого случая, приведённые в таблице 20.

Поправка, вносимая заменой формулы (302) более точной формулой (303), имеет противоположный знак, так как β^2 равно для размеров электродов лампы Дёшмэна 1,079 и стоит в знаменателе формулы (303). В наиболее существенной части характеристики при $U_a = 35$ V обе поправки компенсируют друг друга. Этим объясняется, что опыты Дёшмэна кажущимся образом очень хорошо подтвердили неточную формулу, в которой, с одной стороны, β^2 было принято равным единице, а с другой — не было учтено влияние начальных скоростей электронов.

Таблица 20.

U_a в вольтах	Поправка в %
35	+8,1
75	+5,0
130	+3,5

Работу по отысканию ошибки и по составлению новой точной таблицы функции β^a Ленгмюр предпринял именно лишь потому, что формула (328) показала ему, что между результатами измерений Дёшмэна и результатами подсчётов без учёта начальных скоростей электронов должна существовать ощутительная разница в 8%.

То обстоятельство, что указанные две неточности взаимно компенсируют друг друга, приводит к тому, что в случае электронной лампы с цилиндрическим расположением электродов можно пользоваться более простой формулой (302) со степенью точности, вполне достаточной для всех практических применений.

§ 2. Роль пространственных зарядов в газовом разряде. Переход от случая отрицательных частиц — электронов к случаю положительных ионов ничего по существу не меняет. Только знак потенциала во всех формулах и выводах изменяется на обратный. Некоторое изменение в цилиндрической (а также и сферической) задаче вносит делаемый Ленгмюром переход к тому случаю, когда носители заряда того или другого знака двигаются не от внутреннего цилиндра (сферы) к коаксиальному внешнему цилиндру (или концентрической внешней сфере), а в обратном направлении. Это сказывается в изменении значений функций β и ρ . Реальные случаи такого рода встречаются при движении электронов и ионов в слое, прилегающем к цилиндрическому или сферическому электроду — зонду, помещённому в нейтральную газоразрядную плазму. Результаты теории пространственных зарядов Ленгмюра приложимы в этом случае при условии, что длина свободного пути частиц больше толщины рассматриваемого слоя пространственного заряда, так что столкновениями электронов или ионов с нейтральными частицами газа и ионизацией путём столкновений I и II рода внутри слоя можно пренебречь. Ленгмюр развил теорию пространственных зарядов с учётом начальных скоростей, имея в виду явления, имеющие место в газовом разряде около зондов и электродов. Здесь именно его формулы получили применение.

Допущение об отсутствии столкновений сводит задачу о пространственных зарядах в «слое» к той же задаче в высоком вакууме. В том случае, когда мы хотим подсчитать ток, ограниченный пространственным зарядом носителей этого тока не в высоком вакууме, а в газе, при большом давлении, уравнение живых сил (291), служащее одним из исходных положений теории Ленгмюра, перестаёт быть справедливым вследствие потери энергии, которую заряженная частица испытывает при каждом столкновении. Это уравнение приходится заменять уравнением подвижности ионов

$$v = K \cdot f(E), \quad (330)$$

где v — скорость заряженной частицы, E — напряжённость поля. Если в переносе тока через газ участвуют носители тока того и другого знака одновременно, то ρ в уравнении Пуассона надо заменить

разностью абсолютных значений плотности положительного и плотности отрицательного пространственного заряда, а уравнение (292) писать отдельно для положительных и отдельно для отрицательных носителей тока.

Главная роль пространственных зарядов в газовом разряде только в некоторых отдельных случаях заключается в ограничении тока аналогично тому, как это имеет место в вакууме (например, коронный разряд). В тех случаях и в тех областях разряда, в которых мы имеем наличие свободных электронов и положительных ионов при сравнительно сильном поле, концентрация положительных ионов больше, чем концентрация электронов, так как электроны при прочих равных условиях двигаются в поле быстрее положительных ионов и скорее покидают разрядный промежуток. Поэтому результирующий пространственный заряд в таких областях разряда оказывается положительным. Этот положительный пространственный заряд обуславливает распределение напряжённости поля в разрядном промежутке и тем определяет характер и условия протекания разряда. Такова, например, роль положительного пространственного заряда в катодных частях тлеющего разряда, в канале начальной стадии искрового разряда, в коронизирующем слое коронного разряда. Вследствие положительного знака результирующей плотности пространственного заряда кривая распределения потенциала в этом случае направлена своей выпуклостью не вниз (к оси абсцисс), как на рис. 128, а вверх (к оси ординат), как это следует из уравнения Пуассона и из известного положения дифференциальной геометрии.

Интересно влияние на пучок электронов его собственного пространственного заряда. При движении такого пучка в вакууме отрицательный пространственный заряд, созданный электронами пучка, приводит к некоторому рассеянию электронов, выражающемуся в увеличении поперечного сечения пучка по мере его продвижения вперёд. При больших скоростях пучка это действие компенсируется электродинамическим притяжением движущихся параллельно электронов (вспомним, что два параллельных проводника с током, направленным в одну и ту же сторону, притягивают друг друга). Рассеяние пучка электронов наблюдается в газе при образовании лавин, вызванных единичными электронами, так как в головке такой лавины отрицательный пространственный заряд преобладает над положительным, и в то же время в такой головке много медленных электронов (с этим явлением мы встретимся в главе об искровом разряде). В тех случаях, когда в объём, занятый газом при напряжённости продольного электрического поля нуль или очень малой, поступает пучок быстрых электронов, лавины не возникают, а пространственный заряд созданных пучком мало подвижных положительных ионов препятствует рассеянию электронов пучка. При определённых условиях это действие особенно сильно и приводит к так называемой газовой фокусировке пучка электронов.

§ 3. Роль поверхностных зарядов в разряде. В явлениях разряда приходится иметь дело не только с объёмными зарядами, но и с поверхностными. В «разрядах в высоком вакууме» положительные поверхностные заряды образуются благодаря явлению вторичной эмиссии под действием пучка быстрых электронов. Такие пучки при некоторых условиях образуются в более или менее мощных электронных лампах. Отрицательные поверхностные заряды возникают при попадании на стенки или на экраны внутри трубки медленных электронов. Поверхностные заряды создают поля, искажающие пути электронов в данном приборе.

Пример вредного проявления поверхностного заряда в высоковакуумном приборе мы имеем, когда какой-либо участок экрана в электронно-лучевой трубке (например, в осциллографе) настолько сильно заряжается попадающими на него электронами, что отрицательный поверхностный заряд начинает рассеивать пучок электронов. В результате светящееся пятно на экране теряет резкость своего очертания и размывается. В газовом разряде, в тех областях, где нет попадающих на стеклянную стенку пучков быстрых электронов, медленные электроны заряжают стенку отрицательно, диффундируя на неё скорее, чем это успевают сделать малоподвижные положительные ионы. Разновесие в процессе попадания на стенку электронов и положительных ионов устанавливается лишь после того, как стенка приобретает отрицательный потенциал, достаточный для того, чтобы уравнивать число попадающих на каждый квадратный сантиметр стенки электронов и положительных ионов. Численное значение этого потенциала зависит от внутренних параметров разряда и может достигать 15—20 вольт. Такие поверхностные заряды обуславливают поперечный градиент потенциала в разряде и играют существенную роль в теории положительного столба и газоразрядной плазмы.

Наиболее сильно сказываются отрицательные пространственные заряды в явлении так называемого «псевдовакуума» — ложного или кажущегося высокого вакуума. Это явление заключается в том, что в более или менее узкой трубке иногда, особенно при раскалённом катоде, эмиттирующем электроны, разряд не возникает, несмотря на то, что между катодом и анодом наложена достаточно высокая разность потенциалов. Дело происходит так, как будто в трубке нет газа — слишком высокий вакуум. В действительности разряд не происходит потому, что осевший на стенках трубки отрицательный поверхностный заряд создаёт поле, препятствующее движению электронов от катода (см. также [458]).

§ 4. Метод зондов Ленгмюра и Мотт-Смиса [905, 906]. В тесной связи с вопросами распределения пространственных зарядов в разрядном промежутке, в частности с образованием у электродов двойных электрических слоев и областей униполярного пространственного заряда, стоит метод зондов Ленгмюра. Всякое твёр-

дое тело, находящееся в соприкосновении с ионизированным газом, принимает вследствие образования на нём поверхностного заряда потенциал, отличный от потенциала газа в данной точке. Поэтому простой зонд в соединении с электростатическим вольтметром или с электрометром не может служить для сколько-нибудь точного определения потенциала в той точке разрядного промежутка, где этот зонд введён в газ. Вместо измерения потенциала зонда непосредственно электрометром Ленгмюр снимает вольт-амперную характеристику тока на зонд и показывает, как исследование хода этой характеристики может служить для определения не только потенциала в данной точке разряда (потенциала пространства), но и некоторых других внутренних параметров ионизированного газа. При этом Ленгмюр предполагает, что он имеет

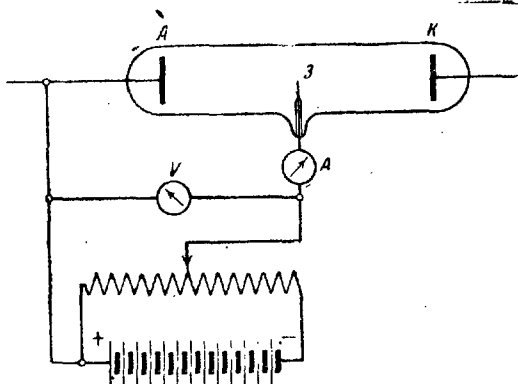


Рис. 130. Электрическая схема метода зондов Ленгмюра.

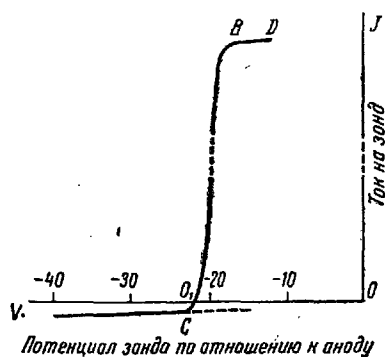


Рис. 131. Вольтамперная характеристика зонда.

дело в газе с максвелловским распределением скоростей среди электронов, и указывает критерий этого распределения: прямолинейный ход логарифмической характеристики электронного тока. В тех случаях, когда этот критерий не соблюдается, метод Ленгмюра неприменим.

На рис. 130 приведена электрическая схема метода зондов Ленгмюра. Прибор А даёт ток на зонд, прибор V — потенциал U_z зонда по отношению к какой-либо определённой точке в разрядной цепи, например, по отношению к катоду или к аноду

разрядного промежутка. При помощи потенциометра можно изменять по желанию потенциал зонда U_z . Общий ход получающейся таким образом характеристики представлен на рис. 131.

При сильно отрицательном зонде число попадающих на него быстрых электронов исчезающе мало по сравнению с числом по-

ложительных ионов. Положительные ионы образуют вокруг зонда область пространственного положительного заряда. Большому отрицательному потенциалу зонда соответствует левая часть характеристики, представляющая прямую линию с небольшим наклоном. По мере уменьшения отрицательного потенциала зонда на зонд начинают попадать в заметном количестве электроны.

Электронный ток будет вычитаться из ионного тока и уменьшать общий ток на зонд. В точке O_1 (рис. 131) ток на зонд меняет своё направление.

При всё ещё отрицательном потенциале зонда по отношению к газу электронный ток через слой пространственного заряда будет постепенно возрастать (участок CB кривой); при положительном потенциале зонда по отношению к газу вокруг зонда образуется слой отрицательного пространственного заряда, и все электроны, попадающие вследствие своего теплового движения на внешнюю границу этого слоя, идут на зонд (ток насыщения; участок BD).

Энергия теплового движения положительных ионов много меньше, чем энергия движения электронов вследствие большей массы и большей потери энергии ионами при упругих соударениях. Поэтому ионный ток на положительно заряженный зонд исчезающе мал, тогда как электронный ток на зонд, потенциал которого только немного ниже потенциала окружающего газа, имеет измеримую величину. Ленгмюр ¹⁾ [905, 906] подробно разработал теорию зондов: а) плоских, б) цилиндрических и с) сферических.

а) *Плоский зонд* может быть осуществлён при помощи плоской полоски металла (рис. 132), помещенной на внутренней поверхности стекла разрядной трубки, или в виде введённого в газ небольшого плоского диска. Если такой зонд имеет потенциал, равный потенциалу окружающего его газа, и если электроны обладают максвелловским распределением скоростей, то на поверхность плоского зонда в 1 сек, согласно формуле кинетической теории газов, будут попадать $\frac{1}{4} A n_e \bar{v}_e$ электронов, где A — поверхность зонда. Плотность электронного тока на зонд, которая в данном случае равна плотности беспорядочного электронного тока в плазме, будет:

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e. \quad (331)$$

Если потенциал зонда ниже потенциала окружающего его газа на величину U , в слое пространственного заряда около зонда потенциал непрерывно изменяется от точки к точке и при максвел-

¹⁾ Теория зондов дана Ленгмюром в сотрудничестве с Мотт-Смисом и все относящиеся сюда работы подписаны ими обоими. В дальнейшем мы позволим себе для краткости употреблять обозначение «зонды Ленгмюра», «теория Ленгмюра».

ловском распределении скоростей среди электронов концентрация n_{e1} электронов в непосредственной близости от поверхности зонда будет равна, согласно теореме Больцмана:

$$n_{e1} = n_e e^{-\frac{eU}{kT}}, \quad (332)$$

где T — абсолютная температура, соответствующая максвелловскому распределению скоростей, а n_e — концентрация электронов на внешней границе слоя. Плотность электронного тока на зонд j_{e1} в этом случае:

$$j_{e1} = \frac{1}{4} n_e e^{-\frac{eU}{kT}} \bar{v}_e. \quad (333)$$



Вне слоя электронный газ ведёт себя так, как будто зонда нет. Частицы нейтрального газа, положительные ионы и электроны, совокупность которых носит наименование «плазма», защищены от действия отрицательных зарядов зонда присутствием положительных зарядов в слое как бы электростатическим экраном. Согласно формулам кинетической теории газов, средняя арифметическая скорость движения электронов при максвелловском распределении равна

Рис. 132. Слой пространственного заряда около плоского зонда z , расположенного на стенке трубки. Граница слоя изображена пунктиром.

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (334)$$

Таким образом, при потенциале U зонда по отношению к окружающему газу электронный ток на зонд будет:

$$i = A e n_e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{eU}{kT}} = A e j_e e^{-\frac{eU}{kT}}, \quad (335)$$

где j_e — плотность невозмущённого зондом беспорядочного электронного тока в плазме.

Эта формула приложима к электронному току на зонд только при отрицательном потенциале зонда по отношению к окружающему газу.

Если отложить по оси абсцисс U , а по оси ординат $\ln i_e$ и построить кривую, то при наличии максвелловского распределения скоростей среди электронов в пределах отрицательного потенциала на зонде по отношению к газу должна получиться прямая линия, уравнение которой будет:

$$\ln i_e = C + \frac{e}{kT} U, \quad \text{где } C = A j_e. \quad (336)$$

При положительной разнице потенциалов электроны будут ускоряться полем по направлению к зонду. Около зонда образуется слой отрицательного пространственного заряда, точно так же защищающий невозмущенную плазму от действия положительного заряда зонда, как раньше слой положительного заряда защищал ту же плазму от отрицательного заряда зонда. На зонд будут приходить все электроны, попадающие в своём беспорядочном тепловом движении на внешнюю границу слоя. Слой пространственного заряда у плоского зонда сам будет плоским, но, кроме плоской границы, противолежащей поверхности зонда, слой будет иметь ещё боковую границу, несколько отодвинутую от краёв зонда. Толщина слоя пространственного заряда должна устанавливаться такая, чтобы был соблюден «закон $3/2$ » Ленгмюра для соотношения между ограниченными пространственными зарядами током на зонд и разницей потенциалов на границе слоя и зонда. Поэтому толщина слоя будет тем больше, чем больше эта разность потенциалов. Вместе с увеличением толщины слоя будет возрастать и его боковая поверхность, а следовательно, и электронный ток на положительно заряженный зонд. Но закон возрастания тока с увеличением потенциала зонда будет теперь уже иной, чем при отрицательно заряженном зонде, и логарифм тока будет увеличиваться значительно медленнее. Поэтому кривая

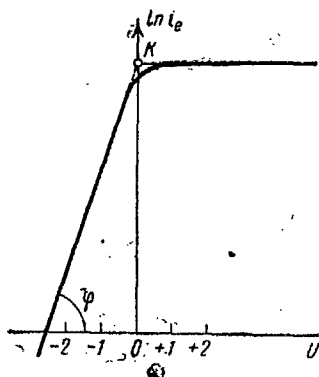


Рис. 133. Логарифмическая характеристика электронного тока на зонд. U — потенциал зонда по отношению к газу.

увеличиваться значительно медленнее. Поэтому кривая

$$\ln i_e = f(U), \quad (337)$$

где U — разность между потенциалом зонда и потенциалом газа, будет иметь резкий излом в точке $U=0$ — рис. 133. Так как на опыте мы отсчитываем разность U_z между потенциалом зонда и потенциалом катода или анода, то значение $U_z = U_a$, при котором имеет место излом построенной нами кривой, будет соответствовать $U=0$, и точка K излома кривой даст нам потенциал по отношению к катоду или аноду, той точки газа, в которой введён зонд.

Так как при $U < 0$ на зонд идёт не только электронный ток, но и противоположный по знаку ток положительных ионов, то для того, чтобы найти электронный ток, надо к значениям полного тока, соответствующего общей характеристике рис. 131, прибавить абсолютную величину тока положительных ионов при данном U . Эту величину легко получить, экстраполируя прямолинейную нижнюю часть характеристики в сторону возрастающего потенциала. Так как

переход от одной части кривой $\ln i_e$ к другой всегда несколько закруглён, то для нахождения U_{z_0} продолжают обе прямолинейные части до их пересечения, как показано на рис. 133. Тангенс угла φ наклона прямой при $U < 0$ (рис. 133) равен $\frac{e}{kT}$. Отсюда можно определить температуру T , соответствующую максвелловскому распределению скоростей среди электронов по формуле

$$T_e = \frac{e}{k} \operatorname{tg} \varphi \quad (338)$$

или, если при построении кривой сила тока была выражена в амперах, а разница потенциалов U_z в вольтах,

$$T_e = \frac{11600}{\operatorname{tg} \varphi} \quad (339)$$

Прямолинейный ход $\ln i_e$ служит подтверждением максвелловского распределения скоростей среди электронов. Температура максвелловского распределения не стоит ни в какой прямой связи с температурой электродов, стенок трубки или того газа, в котором происходит разряд. Она сильно зависит от режима разряда и достигает иногда чрезвычайно больших значений: многих десятков тысяч градусов.

Для точки $U = 0$, $i_e = i_{e0}$ соотношение (335) превращается в

$$i_{e0} = Aen_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (340)$$

Определив T_e и зная i_{e0} и A , можно определить при помощи выражения (335) концентрацию электронов в невозмущённой плазме n_e . Таким образом, метод зондов Ленгмюра даёт возможность, сняв вольтамперную характеристику зонда, определить не только значение потенциала V в данной точке разряда, но одновременно и два таких существенных параметра разряда, как концентрацию электронов и их среднюю кинетическую энергию

$$K_e = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT_e \quad (341)$$

или в электрон-вольтах

$$V_0 = \frac{K_e}{e} = \frac{3}{2} \frac{kT_e}{e} \quad (342)$$

Экстраполяция ионного тока по пунктирной прямой на рис. 131 несколько произвольна и не может быть правильной на большом протяжении, так как при потенциале зонда, равном потенциалу окружающего газа, ионный ток должен быть равен нулю. Проф. Рожанский предложил [907] производить экстраполяцию по параболе. Однако экстраполяция по параболе столь же произвольна, как

и экстраполяция по прямой, тем более, что можно провести целый ряд парабол, одинаково хорошо совпадающих с экспериментальными точками кривой ионного тока при больших отрицательных потенциалах на зонде. Проще поэтому пользоваться экстраполяцией по прямой, тем более, что поправка на ионный ток существенна только в самом начале кривой электронного тока, где этот ток одного порядка с ионным и где в то же время экстраполяция по прямой или по параболе приводит почти к одним и тем же значениям $\ln i_e$.

При сильно отрицательном потенциале зонда на последний через слой положительного пространственного заряда идёт ток положительных ионов, который в случае беспорядочного движения положительных ионов в плазме и при максвелловском распределении скоростей между ними был бы равен

$$i_p = \frac{1}{4} e A n_p \bar{v}_p, \quad (343)$$

где A — площадь поверхности слоя положительного пространственного заряда. Положив $n_p = n_e$, причём n_e уже определено заранее, из (343) можно было бы определить $\bar{v}_p$ и температуру положительных ионов T_p . Однако такое определение приводит к слишком большим значениям T_p . Из этого делают вывод, что движение положительных ионов более сложно, чем простое беспорядочное движение, и что положение о максвелловском распределении скоростей среди положительных ионов не отвечает действительности.

б) В случае *цилиндрической формы зонда*, введённого в газ, характеристика в общем состоит из тех же основных трёх частей,

которые были отмечены на рис. 131. По отношению к электронному току при $U < 0$ приложимы прежние рассуждения, а потому остаются в силе формула (336) и прежний метод определения потенциала той точки, в которой помещён зонд, по резкому излому кривой $\ln i_e = f(U_s)$. Но при $U > 0$ теперь уже нельзя утверждать, что все электроны, прошедшие через внешнюю поверхность слоя окружающего зонд

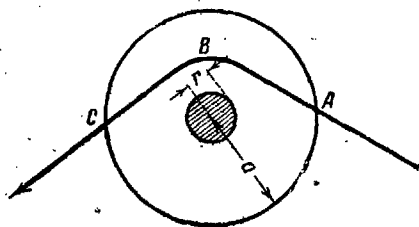


Рис. 134. Планетарное движение заряженной частицы в области «слоя» у цилиндрического зонда.

отрицательного заряда, непременно попадут на зонд. Если скорость движения электрона при попадании его в слой направлена под некоторым углом к радиусу цилиндрического слоя, окружающего зонд, и достаточно велика, то электрон может пролететь через слой по траектории ABC — рис. 134, не задев поверхности зонда. Только в том случае, когда толщина слоя мала по сравнению с радиусом зонда, т. е. при толстых цилиндрических зондах,

можно принимать, что все электроны, попадающие на внешнюю поверхность слоя, попадают на зонд, и пользоваться с достаточной степенью приближения формулой:

$$i_s = 2\pi\alpha l j_s, \quad (344)$$

где α — внешний радиус слоя, l — длина цилиндрического зонда¹⁾, а j_s имеет значение, определяемое равенством (331).

Ленгмюр и Мотт-Смис решили задачу о силе тока на цилиндрический зонд также и для общего случая, когда, по их выражению, ток на цилиндрический зонд «ограничен планетообразным движением электронов или ионов». Выведенные ими формулы гласят:

$$i = A j f, \quad (345)$$

где A — поверхность зонда, j — плотность тока беспорядочного теплового движения электронов или ионов, а f — сложная функция, определяемая следующими равенствами:

$$f = \frac{a}{r} P(\sqrt{\Phi}) + e^{\eta} [1 - P(\sqrt{\eta + \Phi})]; \quad (346)$$

$$\eta = \frac{eV}{kT}; \quad (347)$$

$$\Phi = \eta \frac{r^2}{a^2 - r^2}; \quad (348)$$

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy \quad \text{— функция Крампфа,} \quad (349)$$

здесь a — внешний радиус слоя переменного потенциала, r — радиус зонда.

Вычисления по формулам Ленгмюра в общем случае сложны.

Для случая «тонкого цилиндрического зонда», когда $\eta \ll \frac{a}{r}$, Ленгмюр находит вместо (346) в качестве первого приближения:

$$f = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta + 1}. \quad (350)$$

Выражение (350) было бы вполне точным при $\frac{a}{r} \rightarrow \infty$. Формулы (345), (347) и (350) приводят к равенству:

$$i = \frac{4}{\pi} A_1^2 j^2 \left(\frac{eV}{kT} + 1 \right). \quad (351)$$

¹⁾ При точных подсчетах необходимо учитывать, что слой пространственного заряда длиннее зонда, и вводить соответствующие поправочные члены.

Формула (351) показывает, что если мы построим кривую квадрата силы тока на тонкий цилиндрический зонд в зависимости от потенциала зонда U_z , то получим прямую линию рис. 135.

Абсцисса точки пересечения прямой рис. 135 с осью U_z даёт потенциал зонда U_{0z} по отношению к катоду (или аноду), при котором ток на зонд i равен нулю. Согласно (351), это имеет место при потенциале зонда по отношению к окружающему газу U_0 , определяемому соотношением:

$$\frac{eU_0}{kT} + 1 = 0, \quad |U_0| = \frac{kT}{e} \quad (352)$$

или в вольтах

$$|U_0| = \frac{T}{11600} \text{ V.} \quad (353)$$

Отсюда вытекает следующий способ определения потенциала данной точки разряда. Снимая характеристику зонда, определим T_e обычным способом по углу φ наклона прямолинейной части логарифмической характеристики на рис. 133. Вставив это значение в (352), находим U_0 . Строим кривую i^2 для тонкого цилиндрического зонда, находим из неё U_{0z} . Мы знаем, что при потенциале зонда по отношению к катоду (или аноду) U_{0z} — его потенциал по отношению к окружающему газу U_0 . Искомый потенциал газа по отношению к катоду (или аноду) будет:

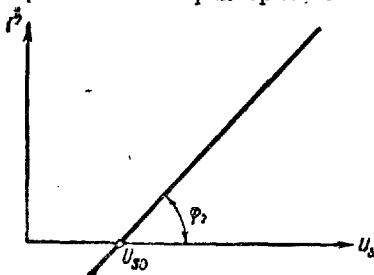


Рис. 135. Кривая i_e^2 для тонкого цилиндрического зонда.

$$U_g = U_{0z} - U_0. \quad (354)$$

Этот способ определения U_g более точен, так как в данном случае мы имеем дело с пересечением двух прямых и может быть использован, когда излом кривой $\ln i_e = f(v)$ выражен недостаточно отчетливо.

Измерив на рис. 135 угол наклона прямой к оси абсцисс φ_2 , получим для нахождения интересующих нас величин ещё одно равенство:

$$\frac{4}{\pi} A_1^2 j_e^2 \frac{e}{kT} = \operatorname{tg} \varphi_2. \quad (355)$$

Воспользоваться равенством (355) можно, например, так: определить при помощи (338) «температуру электронов» T_e , построить, применяя тонкий цилиндрический зонд, прямую (351) и, измерив φ_2 , определить j_e из (355).

При большом отрицательном значении потенциала зонда электроны в слой положительного пространственного заряда почти не алетают. Поэтому в слое положительного заряда, окружающего

зонд, в нормальном случае не происходит возбуждения атомов газа столкновениями первого рода, и слой кажется тёмным по сравнению с окружающим газом. Это явление происходит настолько резко, что толщину слоя, а следовательно, и радиус его a можно определить при помощи катетометра. Такое определение даёт возможность восполнить недостающее звено в цепи уравнений для положительных ионов (там нет независимого определения T_p , аналогичного формуле (338)).

При пользовании цилиндрическими зондами приходится вводить поправку на длину и на площадь поверхности цилиндрического слоя. Эта поправка зависит от потенциала зонда. От неё свободны сферические зонды, в которых слой пространственного заряда concentрически облегает зонд со всех сторон, и величина A определяется всегда просто как $4\pi a^2$ с постоянной поправкой на площадь, вырезаемую на этом шаре стерженьком, поддерживающим шаровой зонд.

с) Теория *шарового зонда* совершенно аналогична теории цилиндрического зонда. При большом радиусе шарового зонда опять можно принять, что все электроны или положительные ионы, попадающие на внешнюю поверхность окружающего зонд слоя пространственного заряда, попадают на зонд. По Ленгмюру, этим приближением можно пользоваться, если определяемая равенством (348) величина $\Phi > 3$. В этом случае имеем:

$$i = 4\pi a^2 j. \quad (356)$$

Величину a можем определить, пользуясь соотношением (311), которое при учёте начальных скоростей электронов принимает вид ¹⁾:

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{\rho^2} \left(1 + \frac{2,658}{\sqrt{\frac{eV}{kT}}} \right). \quad (357)$$

Учёт «планетособразного движения электронов и ионов» приводит при большом отношении $\frac{a}{r}$, т. е. для сферического зонда малого радиуса, к соотношению между i и U , подобному формуле (351), а именно:

$$i = 4\pi a^2 j \left(\frac{eU}{kT} + 1 \right). \quad (358)$$

Таким образом, в этом случае имеется линейная зависимость между i и U (вместо квадратичной при цилиндрическом зонде).

¹⁾ Пользуясь тем, что (356) можно применять лишь при большом радиусе зонда r , Ленгмюр здесь просто переносит на случай сферических электродов поправочный множитель, учитывающий начальные скорости в первом приближении в случае плоских электродов.

В остальном между способами применения цилиндрических и шаровых зондов никакой разницы нет.

Очень важен вопрос о пределах применимости теории зондов и об искажениях, вносимых в зондовые характеристики различными факторами. При очень низком давлении плотность пространственных зарядов слишком мала, чтобы защитить поверхность зонда от непосредственного электростатического действия катода или анода.

При увеличении давления газа теория Ленгмюра перестаёт быть применимой, если длина свободного пути электрона или иона становится соизмеримой с толщиной слоя пространственного заряда около зонда. Внутри этого слоя начинают происходить не предусмотренные теорией столкновения. Некоторые работы, в которых это ограничение применимости теории зондов не было принято во внимание, привели к результатам по меньшей мере спорным, а то и прямо неверным, как это показано в статье [957]. Нельзя применять зонды Ленгмюра также и в случае слабых разрядных токов, так как в этом случае токи на зонд будут существенно искажать режим разряда.

Зоммермейер [908], а также независимо от него Давыдов и А. И. Змановская [909] сделали попытку уточнить теорию Ленгмюра путём учёта уменьшения концентрации электронов около зонда из-за попадания электронов на зонд и диффузионных потоков электронов, вызванных градиентом концентрации.

При больших давлениях, когда исчезает всякий намёк на резко выраженную точку изгиба логарифмической характеристики электронного тока и, кроме того, эта характеристика не имеет насыщения, методы, предлагаемые Зоммермейером и Давыдовым, неприменимы. При проведении зондовых измерений является желательным, чтобы процент ионов или электронов, соударяющихся с молекулами или атомами газа в пределах слоя, не превышал 10—20%¹⁾ [910].

Толщину d можно подсчитать по соответствующим формулам Ленгмюра для пространственного заряда.

1) Так как из n_0 частиц, при средней длине свободного пути λ , путь d , равный толщине слоя, без столкновений пролетают $n = n_0 e^{-\frac{d}{\lambda}}$ частиц, то число частиц, претерпевающих в слое столкновения

$$n_1 = n_0 - n = n_0 \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}} \right),$$

а отношение n_1 к n_0 будет

$$\frac{n_1}{n_0} = 1 - e^{-\frac{d}{\lambda}} \quad (359)$$

вместо приводимого Клярфельдом на стр. 167 его статьи [910] выражения

$$e^{-\frac{\lambda}{d}}.$$

Слишком большие размеры зонда вносят в исследуемый разряд искажения геометрического характера и также ведут к нежелательным перераспределениям тока в цели разряда и в цепи зонда. Значительные искажения может внести эмиссия электронов из зонда. Так, при снятии зондовых характеристик для больших сил разрядного тока сильный разогрев зонда может привести к термоэлектронной эмиссии с него (а также к понижению плотности газа около зонда). Далее эмиссия электронов из зонда может происходить под действием метастабильных атомов благородных газов, а также под действием генерируемого в разряде коротковолнового излучения. Эти явления вносят ошибки при определении при помощи зондов одного из существенных параметров разряда — плотности ионного тока на стенки разрядной трубки. Как было в свое время указано ещё Ленгмюром и Мотт-Смисом [905, 906], искажение зондовых характеристик может происходить ещё и вследствие отражения электронов и ионов от зонда. Принимая во внимание, что коэффициент отражения электронов является функцией скорости электронов и что при задерживающих электронах полях распределение электронов по скоростям в случае максвелловского распределения остаётся неизменным, приходим к заключению, что электронный ток будет уменьшаться вследствие отражения на одну и ту же долю вдоль всей характеристики. Полулогарифмическая характеристика сдвигается вниз параллельно самой себе, и определённые из этой характеристики потенциал газа в данной точке и температура электронов T_e будут иметь правильное значение. Что касается тех случаев, когда поле зонда ускоряет те частицы, ток которых на зонд мы измеряем, то из разбора результатов исследований различных авторов [912—916] Клярфельд приходит к заключению ([910], стр. 166—172), что приходится отказаться от анализа электронных ветвей зондовых характеристик, соответствующих ускоряющим электрическим полям и ограничению тока орбитальным движением электронов.

Приложение метода Ленгмюра к различным частным случаям привело к следующему заключению. В положительном столбе разряда логарифмические характеристики электронного тока на зонд имеют хорошо выраженную прямолинейную часть. Это обычно истолковывается так: в этих частях разряда распределение скоростей среди электронов максвелловское или близкое к нему. Здесь удаётся легко определить T_e , V и n_e . Из распределения потенциала можно судить, что здесь концентрация положительных ионов почти равна концентрации электронов. В катодных частях разряда, где имеются большое падение потенциала и усиленная ионизация электронами, ускоряемыми полем, логарифмические характеристики электронного тока имеют сложный не расшифрованный на сегодняшний день вид [911]. Поэтому теория зондов Ленгмюра и Мотт-Смиса здесь неприменима. Можно также указать ряд промежуточных случаев, в которых искажение нормального хода зондовых характеристик расширяется как

влияние попадающих в плазму быстрых электронов, нарушающих максвелловское распределение скоростей, или как наложение на это распределение значительного дрейфа электронов. Такие явления имеют место вблизи раскалённого катода, соприкасающегося с плазмой, или в областях положительного столба, находящихся по соседству с сужениями разрядной трубки, вызывающими скачок потенциала и соответствующее резкое ускорение электронов [911].

В то время как для электронов результаты измерений дают в случае плазмы стройную картину, соответствующую максвелловскому распределению скоростей, для положительных ионов получаются несогласные между собой данные. Формулы Ленгмюра приводят к температуре положительных ионов T_p порядка половины температуры электронов T_e . Такая большая средняя кинетическая энергия движения положительных ионов невозможна вследствие усиленного обмена энергией между положительными ионами и нейтральными частицами газа благодаря равенству их масс. При этом средняя кинетическая энергия нейтральных частиц сравнительно очень мала, а число их во много раз больше числа положительных ионов. В результате Ленгмюр и его школа пришли к выводу, что предпосылка теории о совершенно беспорядочном движении положительных ионов в газоразрядной плазме и о максвелловском распределении скоростей среди положительных ионов неверна. Так как эта предпосылка приводит к соотношению

$$j_p = \frac{1}{4} e n_p \bar{v}_p, \quad (360)$$

то по отношению к положительным ионам этим соотношением и всеми вытекающими из него следствиями пользоваться нельзя. Ленгмюр считает, что положительные ионы имеют максвелловское распределение скоростей, соответствующее температуре, только на очень небольшую величину более высокой, чем температура нейтрального газа, и что на это распределение накладывается движение ионов под действием ускоряющих их в разряде полей, а также под действием диффузии — последнее в особенности около «отсасывающих» ионы стенок и зондов.

Для того чтобы получить более точное представление о характере движения положительных ионов и об особенностях распределения скоростей среди них, необходимо было бы подробнее изучить ионные токи при потенциалах зонда, близких к потенциалу пространства. Эти токи, однако, перекрываются гораздо большими электронными токами. Попытка решить задачу, отклонив электронные токи действием магнитного поля, потерпела неудачу, так как магнитное поле существенно нарушает режим плазмы. Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель показали [917 — 923], что можно развить последовательную теорию зондов для того случая, когда электроны и ионы вблизи зонда подержаны не только электрическому полю, но и магнитному.

Рассматривая действие магнитного поля как малое возмущение электронной слагаемой общего тока на зонд, можно разделить наблюдаемый ток на электронный и ионный. Это разделение позволяет подойти к вопросу о функции распределения скоростей среди положительных ионов в плазме газового разряда, но до конца задача эта далеко ещё не решена.

В тех случаях, когда зонды не могут оставаться в разряде длительное время, не расплавляясь из-за высокой температуры газа, зонд заставляют быстро проходить через разряд, осциллографируя ток на зонд и напряжение на нём [924—928]. О методе зондов Ленгмюра см. статьи [929—956], а также критические замечания о неправильном использовании метода зондов в некоторых из этих работ [924, 925, 928, 938, 942] в статье [957].

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ.

ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА [1959—1973].

§ 1. Законы излучения чёрного тела [1968]. Под излучением мы будем понимать в этой главе, с одной стороны, процесс испускания различными телами электромагнитных волн, с другой — явление распространения этих волн в среде. Во втором случае мы будем применять наравне со словом «излучение» также слово «радиация», особенно, когда применение термина «излучение» к обоим процессам могло бы повредить ясности изложения. Весь комплекс явлений, сопровождающих электромагнитное излучение, заставляет рассматривать это явление, с одной стороны, как распространение электромагнитных волн, с другой — как распространение особых частиц — «световых квантов» или «фотонов». В этих частицах сосредоточена вся энергия излучения в строго определённых количествах, или «квантах». Каждый фотон всегда несёт с собой энергию, равную $h\nu$, где ν — частота колебаний в соответствующей электромагнитной волне, а h — универсальная физическая постоянная, носящая название «постоянной Планка». h имеет размерность «действия» (т. е. произведения энергии на время) и равно $6,54 \cdot 10^{-27} \pm 0,5\%$ эрг. сек. При взаимодействии с атомами и молекулами или электронами фотоны либо целиком поглощаются с переходом энергии излучения в другие виды энергии (поглощение света твёрдыми телами, фотоионизация газов в объёме, внешний фотоэффект и т. д.), либо отдают лишь часть своей энергии, продолжая двигаться всё с той же скоростью света. В этом случае изменяется частота ν соответствующих фотону электромагнитных волн (комpton-эффект, комptonовское рассеяние рентгеновских лучей). Таким образом, при движении фотонов может изменяться не скорость их движения, а частота ν . Импульс фотона равен $\frac{h\nu}{c}$.

Электромагнитное излучение обнимает шкалу всевозможных длин волн от наиболее «жёстких» излучений, имеющих место в космических лучах, до сколь угодно медленных электрических колебаний. Говоря об излучении газового разряда, мы будем иметь дело с электромагнитными волнами, в пределах от инфракрасного излучения с длиной волны в несколько сот микрон через область видимого света до крайне коротковолнового ультрафиолетового излучения.

Так как излучение и поглощение радиации сопровождается переходом энергии из одного вида в другой, в частности в тепловую энергию, то к излучению можно подходить, пользуясь методами термодинамики. Но формулы термодинамики можно применять только к системам, находящимся в термическом равновесии. Поэтому при помощи термодинамики можно решить задачу об излучении только в том случае, когда температура всех участвующих в излучении и поглощении радиации тел одинакова и остаётся неизменной. Такое равновесие устанавливается внутри полости, ограниченной со всех сторон твёрдыми непроницаемыми для тепла и для радиации стенками. Все элементы этой оболочки, взаимно обмениваясь энергией посредством излучения, приобретают одну и ту же температуру.

Каждый элемент внутренней поверхности оболочки поглощает такое же количество энергии, которое излучает. Имеющая место в такой полости радиация является *равновесным излучением*.

Допустим, что часть стенки рассматриваемой полости представляет собой абсолютно чёрное тело. При условии равенства температур всех элементов стенки рассматриваемой замкнутой полости равновесие и свойства равновесного излучения от этого нарушиться не могут, равно как не могут нарушиться и от того, что какой-либо другой элемент той же стенки будет целиком отражать все падающие на него лучи. Отсюда выводим заключение, что радиация, которую излучает абсолютно чёрное тело в условиях термического равновесия, ничем не может отличаться от падающей на него в тех же условиях радиации, так как иначе около абсолютно чёрного элемента стенки, полностью поглощающего падающую на него радиацию, общая радиация была бы иной, чем около полностью отражающего (абсолютно зеркального) элемента. Следовательно, радиация, излучаемая чёрным телом, представляет собой то, что мы назвали выше равновесным излучением. Поэтому равновесное излучение называют также *чёрным излучением*. Если в оболочке замкнутой со всех сторон полости сделать небольшое отверстие, то все падающие в это отверстие извне лучи, претерпевая внутри полости многократное отражение, сопровождаемое каждый раз хотя бы частичным поглощением энергии, в конце концов нацело поглощаются внутри полости и наружу не выходят: отверстие полости поглощает все падающие на него лучи. Это утверждение тем ближе к истине, чем меньше отверстие в стенках полости. Вместе с тем изнутри замкнутой изотермической полости в отверстие попадает и через него выходит по всем направлениям равновесное чёрное излучение, установившееся внутри полости. Поэтому такое отверстие обладает свойствами чёрного тела как в отношении поглощения падающей на него радиации, так и в отношении испускания. Так как в случае установившегося равновесного излучения радиация около элемента стенки замкнутой полости, представляющего собой любое не чёрное и не абсолютно зеркальное тело, должна быть совершенно такая же, как около

абсолютно чёрного или абсолютно отражающего элемента этой стенки, то нетрудно прийти к заключению, что отношение излучательной способности любого тела к его коэффициенту поглощения должно быть равно излучательной способности чёрного тела при той же температуре и, следовательно, должно быть одинаковым для всех тел.

Действительно, обозначим через $\mathcal{E}_\epsilon$ количество энергии, излучаемой абсолютно чёрным элементом внутренней поверхности нашей полости, в единицу времени, через $\mathcal{E}$ — количество энергии, излучаемой за то же время другим элементом той же поверхности, имеющим ту же площадь $d\sigma$, но с поглощательной способностью A . Количество энергии, падающей на каждый из этих элементов, обозначим через $I d\sigma$, где I — не что иное, как интенсивность равновесного излучения при данной температуре T . В таком случае, как уже было установлено выше, $\mathcal{E}_\epsilon = I$ и, кроме того, так как равновесие излучения внутри полости в любом направлении и в любой её точке не должно быть нарушено, а второй из выбранных нами элементов отражает в единицу времени количество энергии $(1-A)I$, то должно удовлетворяться равенство $I = (1-A)I + \mathcal{E}$. Подставляя по предыдущему вместо I энергию $\mathcal{E}_\epsilon$, находим отсюда $\mathcal{E}_\epsilon = (1-A)\mathcal{E}_\epsilon + \mathcal{E}$ или $\mathcal{E} = A\mathcal{E}_\epsilon$, ч. т. д. Этот закон, носящий название *закона Кирхгофа*, справедлив в отдельности по отношению к радиации любой длины волны и с любым расположением плоскости поляризации, иначе радиация около данного элемента стенки будет меняться по своему составу и не будет уже более равновесной. Излучательная способность определяется количеством энергии радиации данной длины волны λ и с данным расположением плоскости поляризации (угол ψ), излучаемой единицей поверхности тела в единицу времени $\mathcal{E}_{\lambda\psi}(T)$. $\mathcal{E}_{\lambda\psi}(T)$ является функцией температуры T . Обозначая через $A_{\lambda\psi}(T)$ коэффициент поглощения какого-либо тела для той же радиации и через $\mathcal{E}_{\lambda\psi}^*(T)$ — излучательную способность чёрного тела, пишем закон Кирхгофа в форме:

$$\frac{\mathcal{E}'_{\lambda\psi}(T)}{A'_{\lambda\psi}(T)} = \frac{\mathcal{E}''_{\lambda\psi}(T)}{A''_{\lambda\psi}(T)} = \dots = \mathcal{E}_{\lambda\psi}^*(T). \quad (361)$$

Здесь индексы ' и '' относятся к разным телам. Мы останавливаемся здесь на вопросах о равновесном излучении и о поведении радиации в замкнутой полости при постоянном T потому, что эти процессы играют существенную роль в некоторых явлениях разряда, особенно в изотермической плазме. Ясное представление о них как о предельном случае, когда исчезает селективность радиации, необходимо при изучении излучения газового разряда. Напомним без вывода и без известных из общего курса физики комментариев законы равновесного или чёрного излучения. 1) *Закон Стефана Больцмана* «общая (интегральная) энергия, излучаемая чёрным телом в единицу

времени с единицы поверхности, пропорциональна четвёртой степени температуры излучающего тела».

$$\mathcal{E}_{\text{интегр}} = \sigma T^4. \quad (362)$$

Константа этого закона σ оказывается равной

$$\sigma = 5,709 \cdot 10^{-12} \frac{\text{ватт}}{\text{см}^2} \text{град}^{-4}. \quad (363)$$

2) *Закон смещения Вина*: произведение из длины волны λ_m , которой в спектре излучения чёрного тела соответствует максимум энергии, на абсолютную температуру равно постоянной величине

$$\lambda_m \cdot T = \text{const}. \quad (364)$$

Если выражать T в $^{\circ}\text{K}$, а λ в микронах, то (364) превращается в

$$\lambda_m T = 2880. \quad (365)$$

3) *Закон Планка*: для количества энергии, излучаемой в единицу времени с единицы поверхности чёрного тела,

$$\mathcal{E}_{\nu} d\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (366)$$

и и

$$\mathcal{E}_{\lambda} d\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda. \quad (367)$$

Но количество излучаемой энергии, приходящееся на 1 см^2 в 1 секунду, $\mathcal{E}$ и соответствующая плотность энергии радиации Q связаны между собой соотношением:

$$Q_1 = \frac{8\pi\mathcal{E}}{c}. \quad (368)$$

Из (370) и (372) следует

$$Q_{\nu} d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu, \quad (369)$$

где Q_{ν} — плотность энергии равновесного излучения, приходящаяся на интервал частот от ν до $\nu + d\nu$.

На рис. 136 представлены кривые распределения энергии в спектре чёрного излучения для различных температур.

4) *Закон Ламберта*: количество энергии, излучаемое площадью $d\sigma$ в каком либо направлении, пропорционально косинусу угла между данным направлением и нормалью к площадке $d\sigma$.

Область применения закона Ламберта шире, чем одно только термодинамическое равновесное излучение; так, например, этот закон

в определённых случаях оправдывается при отражении радиации от поверхности тела. Поверхность, которая отражает или, точнее, рассеивает падающую на неё радиацию, согласно закону Ламберта, называют абсолютно матовой или абсолютно шероховатой поверхностью. Поверхность, обладающая этим свойством по отношению к радиации короткой длины волны (например, коротковолнового ультрафиолетового излучения), может не обладать им по отношению к радиации большей длины волны (например, инфракрасного излучения).

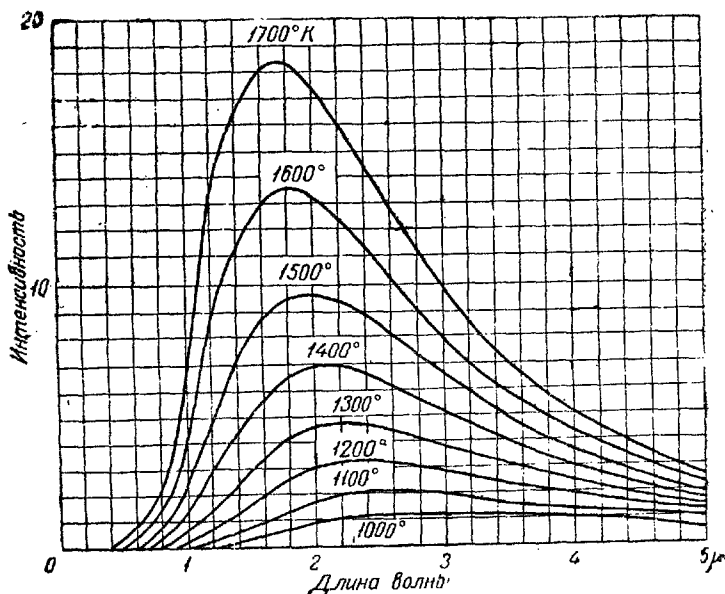


Рис. 136. Распределение интенсивности излучения абсолютно чёрного тела по длинам волн при различных температурах.

Закон Ламберта более или менее хорошо оправдывается и для свечения раскалённых тел.

§ 2. Излучение твёрдых тел. В газовом разряде мы имеем дело с излучением твёрдых тел в тех случаях, когда электроды разрядного промежутка или специально введённые в разряд зонды имеют высокую температуру. Абсолютно чёрных тел в природе не существует. Излучение некоторых тел близко к излучению чёрного тела в отдельном, иногда довольно обширных, областях спектра. Так, сажа обладает свойствами, близкими к свойствам абсолютно чёрного тела, на протяжении всей видимой и инфракрасной части спектра.

Серыми телами называются тела, коэффициент поглощения которых A хотя и не равен единице, как в случае чёрного тела, но постоянен. Поэтому на всех участках спектра интенсивность излу-

чения серого тела прямо пропорциональна интенсивности излучения чёрного тела. Цветность излучения серого тела совпадает с цветностью излучения чёрного тела той же температуры.

Зависимость интегральной излучаемой серым телом энергии от температуры следует закону Стефана Больцмана, но только с другим значением коэффициента $\sigma_1 = A\sigma$. Закон смещения Вина соблюдается точно. Целый ряд тел обладает свойствами серого тела на значительном протяжении спектра.

Селективными излучателями называются тела, коэффициент поглощения которых различен для различных длин волн. Согласно закону Кирхгофа, селективное поглощение сопровождается и селективным излучением. Благодаря отсутствию пропорциональности между интенсивностью излучения селективного излучателя в отдельных участках спектра с интенсивностью излучения чёрного тела в тех же участках цветность излучения селективного излучателя может не только не соответствовать цветности излучения чёрного тела, имеющего ту же температуру, но может и вообще не соответствовать цветности излучения чёрного тела при какой бы то ни было температуре. В тех случаях, когда цветность селективного излучателя можно приравнять цветности чёрного тела при некоторой определённой температуре $T_{\text{цв}}$, хотя бы и неравной температуре T_1 , которую в данном случае имеет селективный излучатель, говорят, что данное тело имеет «цветную температуру» $T_{\text{цв}}$. При определении температуры раскалённого тела по длине волны, соответствующей максимуму интенсивности излучения, приходится делать поправку на разность между «цветной температурой» и «истинной температурой» тела. Законом Стефана Больцмана, в случае селективных излучателей, пользуются в видоизменённой полуэмпирической форме

$$\mathcal{E}_{\text{ннт}} = \sigma' T'^n, \quad (370)$$

вводя эмпирическим путём другой показатель степени n' при T вместо 4 и другую константу σ' вместо σ .

Наряду с термином «цветная температура» в применении к суммарному излучению твёрдых тел употребляют термин «чёрная температура» в применении к какому-либо монохроматическому излучению. Чёрной температурой монохроматического излучения называют

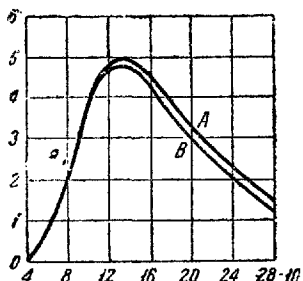


Рис. 137. Спектральные кривые излучения чёрного тела A и угольной нити накала B при 2200°K . В области видимого спектра излучение нити почти совпадает с излучением чёрного тела. В области длин волн от 1 до 2 μ угольная нить в первом приближении — серое тело. По оси абсцисс указана длина волны в см, по оси ординат — интенсивность излучения в условных единицах.

температуру, равную такой температуре чёрного тела, при которой в излучаемой им радиации на долю данной длины волны приходится такая же интенсивность, как та, которой обладает рассматриваемое монохроматическое излучение. Чёрная температура радиации в различных областях спектра одинакова только в случае равновесного излучения. На рис. 137 сопоставлены спектральные кривые излучения угольной нити накала и чёрного тела. На рис. 138 и 139 показаны спектральные кривые интенсивности излучения и коэффициенты поглощения вольфрама.

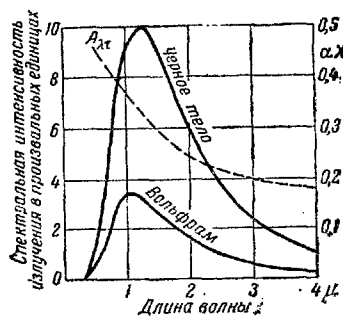
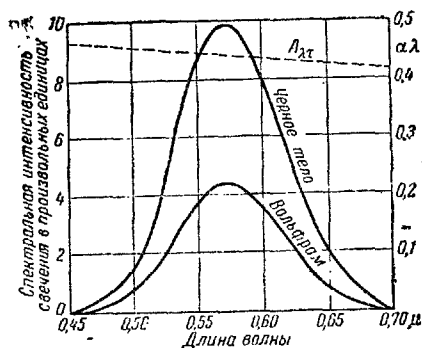


Рис. 138 и 139. Спектральная кривая излучения и ход коэффициента поглощения вольфрама. Селективность излучения вольфрама выражена в постоянстве $\lambda_{\lambda T}$.

3. Различные виды свечения тел. Всё, что было нами сказано о процессе излучения, относится к *термическому излучению*, т. е. к излучению, сопровождающему возбуждение атомов и молекул при многочисленных столкновениях, являющихся следствием их теплового движения.

В свободном состоянии атому какого-либо вещества свойственны только определённые, дискретные уровни энергии, занимающие каждый лишь очень узкие пределы. Если атом находится в более или менее сильном электрическом поле, то его энергетические уровни расщепляются и смещаются. В твёрдом теле атомы и ионы находятся в электрическом поле, создаваемом соседними атомами. При хаотическом тепловом движении расстояния отдельных атомов от их соседей весьма различны. Различны и поля, вызывающие расщепление энергетических уровней. Поэтому различно и положение самих уровней. Когда мы наблюдаем термическое излучение твёрдого тела, атомы, возвращаясь в нормальное состояние, излучают кванты разной величины, соответствующие различным значениям ν и λ . Термическое излучение твёрдого тела состоит не из отдельных монохроматических радиаций, как это имеет место в газах, где расстояние между ато-

мами велико. Излучение твёрдого тела обладает сплошным спектром со всевозможными длинами волн. Так как это является следствием хаотического движения частиц твёрдого тела и беспорядочного переплетения их электрических атомарных и молекулярных полей, то спектр должен соответствовать хаотическому излучению, а в случае равенства температуры во всех частях системы — равновесному чёрному излучению. Индивидуальные свойства атомов и молекул и первоначальное (невозмущённое полями соседних атомов и молекул) расположение их энергетических уровней сказываются на селективности излучения, т. е. на отступлениях действительно имеющего место излучения твёрдых тел от излучения абсолютно чёрного тела. Если проследить интенсивность излучения для всевозможных длин волн, а не только в видимой части спектра, то излучение серых тел также оказывается селективным. Постепенный переход от линейчатого спектра, соответствующего полной селективности излучения и дискретным уровням энергии свободного атома, к сплошному спектру, всё более и более приближающемуся к спектру чёрного излучения, удаётся очень наглядно проследить при изучении спектра паров ртути при всё увеличивающейся их плотности. Снимки этих спектров приведены на рис. 140 и 141. При каждом спектре помечено то давление паров ртути, при котором он снят. При наиболее высоких давлениях возбуждение паров ртути чисто термическое, что ещё более усиливает, наряду с малыми расстояниями между атомами, аналогию этого случая свечения газового разряда с термическим свечением твёрдых тел. С другой стороны, в твёрдых и жидких телах можно также возбудить свечение, приближающееся по своей селективности к свечению газов. Такого свечения, имеющего место при явлениях флюоресценции и фосфоресценции. Тесное расположение частиц твёрдого тела сказывается при этом в том, что вместо дискретных линий мы имеем в спектрах флюоресценции и фосфоресценции более или менее широкие полосы, размытые по краям. Свечение, являющееся следствием возбуждения в теле более высоких энергетических уровней путём поглощения квантов радиации, как это имеет место при флюоресценции и фосфоресценции, носит название *фотолуминесценции*. В тех случаях, когда возбуждение происходит за счёт элементарных процессов, имеющих место в газовом разряде, свечение носит название *электролуминесценции*. Возбуждение атомов и молекул происходит также при ряде химических реакций и в некоторых случаях при трении тел одно о другое. Такое свечение носит названия: *хемилуминесценция* и *триболуминесценция*. В газовом разряде мы имеем дело в большинстве случаев с электролуминесценцией; в дуговом разряде при высоких давлениях, в так называемом «отшнурованном» положительном столбе имеет место термическое свечение.

Спектры излучения газа в разряде бывают *линейчатые* и *полосатые*. Иногда наблюдается на отдельных участках спектра слабый

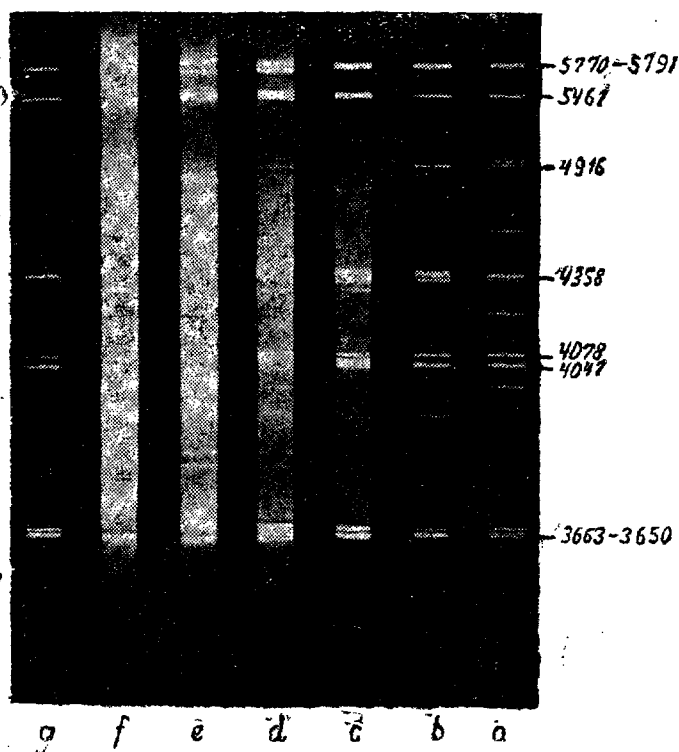


Рис. 140 и 141 ([17], стр. 292—293). Спектр паров Hg в разряде при различных давлениях: 140—снято при помощи стеклянной призмы, 141—при помощи кварцевой. Отдельные снимки соответствуют:

	Давление	Диаметр разряд- ной трубки, мм	Градиент потенци- ала, В/см	Сила тока, А
<i>a</i> и <i>g</i>	0,01 мм Hg	22	—	7,5
<i>b</i>	1 атм	22	—	5
<i>c</i>	20 "	4,25	120	0,5
<i>d</i>	20 "	4,5	135	5,6
<i>e</i>	125 "	2	500	1,2
<i>f</i>	175 "	1	800	1,1

Уменьшение интенсивности снимков на рис. 140 между 5461 и 4916 Å объясняется специфическими свойствами использованной в этом случае панхроматической пластинки.

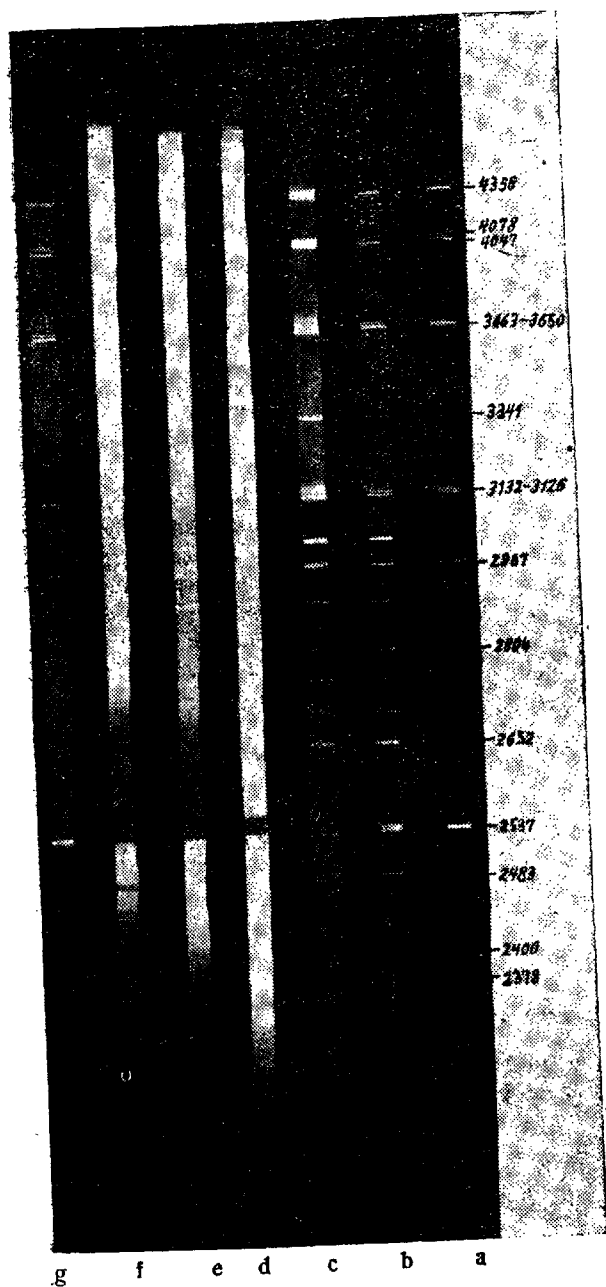


Рис. 141.

сплошной фон, вызванный процессами рекомбинации свободных электронов. Линейчатые спектры принадлежат атомам, полосатые наблюдаются при возбуждении двух- и многоатомных молекул.

§ 4. Основы спектроскопии. Спектральные серии и термы. Комбинационный принцип Ритца [959—961]. Обширные экспериментальные исследования спектров различных веществ, произведённые в последние десятилетия XIX века, показали, что в линейчатых спектрах можно распределить все спектральные линии по отдельным их совокупностям, называемым «спектральными сериями» и представляющим собой последовательности линий, расположенных по определённом закону. Все линии какой-либо серии обладают

рядом общих свойств: та или иная степень размытости, кратность линии (одиночная линия, дублет, триплет и т. д.), то или иное расщепление в магнитном поле. Все линии спектральной серии расположены между первой линией серии, обычно наиболее интенсивной, и так называемой границей серии, расположенной в сторону коротких волн

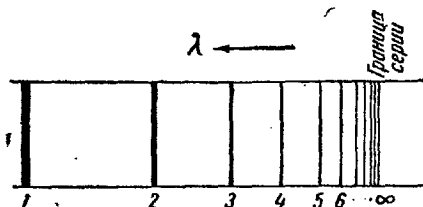


Рис. 142. Серия спектральных линий.

от первой линии рис. 142. Расстояния между последовательными линиями серии неуклонно и закономерно уменьшаются по мере приближения к границе; на самой границе отдельные линии сливаются между собой. Интенсивность линий падает по мере удаления от первой линии. Обычно поддаются наблюдению только несколько первых линий серии. В законах расположения линий в серии оказалось более удобным пользоваться числом колебаний ν вместо длины волны λ . ν и λ связаны соотношением

$$\nu = \frac{c}{\lambda}. \quad (371)$$

При этом ν в спектроскопии принято выражать не как число колебаний в 1 сек $\nu \text{ сек}^{-1}$, а как число волн, укладывающихся на длине в один сантиметр, $\nu \text{ см}^{-1}$, причём для обозначения этого числа пользуемся той же самой буквой ν (без указания размерности), как и в выражении для энергии светового кванта $h\nu$, где под ν понимают $\nu \text{ сек}^{-1}$. Мы будем следовать этому установившемуся обычаю, вводя индексы сек^{-1} или см^{-1} лишь там, где это нужно во избежание недоразумений.

Оказалось, что волновое число $\nu \text{ см}^{-1}$ любой спектральной линии (а следовательно, и пропорциональную ему частоту $\nu \text{ сек}^{-1}$) можно

представить в виде разности двух спектральных «термов»

$$\nu = T_n - T_m. \quad (372)$$

В каждой спектральной серии первый терм T_n остаётся постоянным, второй приобретает ряд дискретных значений. При соблюдении определённых ограничительных правил комбинация любых двух термов, хотя бы и относящихся к различным сериям, приводит к новой спектральной линии, которую можно обнаружить на опыте при подборе подходящих условий. Это положение носит название *комбинационного принципа Ритца*. Бальмер показал, что четыре линии видимого спектра водорода и продолжение этой серии в ультрафиолетовой части спектра удовлетворяют формуле

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (373)$$

где m — любое целое число, большее двух, а R носит название *константы Ридберга*. В случае водорода $R = 109\,677,69 \pm \pm 0,06 \text{ см}^{-1}$. Пашен обнаружил другую серию линий водорода в инфракрасной части спектра, удовлетворяющую формуле

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (374)$$

где m — любое целое число, большее трёх. Наконец, Лайман в крайнем ультрафиолете обнаружил серию линий водорода:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (375)$$

где m — любое целое число, большее единицы.

Объединяя формулу Бальмера с формулами (374) и (375), пишем для линий спектра водорода, на основании комбинационного принципа Ритца:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (376)$$

где n и m — любые целые числа при условии $m > n$. Серии, соответствующие $n = 4$ и $n = 5$, были найдены экспериментально и получили названия: серия Брэкетта и серия Пфунда.

В таблице 21 приведены длины волн первых линий спектральных серий атома водорода.

Таблица 21

Серия Лаймана $n = 1$		Серия Бальмера $n = 2$	
m	$\lambda \text{ Å}$	Обозначение линии	m $\lambda \text{ Å}$
2	1215,68	H α	3 6562,80
3	1025,83	H β	4 4861,33
4	972,54	H γ	5 4340,47
Серия Пашена $n = 3$		H δ	6 4101,14
m	$\lambda \text{ Å}$	H ϵ	7 3970,07
4	18751,1	H ζ	8 3889,05
5	12818,1	H η	9 3835,39
6	10938	H θ	10 3797,90
Серия Брэкетта $n = 4$		H ι	11 3770,63
m	$\lambda \mu$	Серия Пфунда $n = 5$	
5	2,63	m	$\lambda \mu$
6	4,05	6	7,40

Как показал Ридберг, в случае щелочных металлов спектральная формула несколько усложняется, а именно, с большой степенью точности спектральные термы в этом случае могут быть выражены как

$$T = \frac{R}{(n+a)^2}, \quad (377)$$

где a — поправка Ридберга, различная для различных серий.

Пашен ввёл упрощённые обозначения термов, заменив $\frac{R}{(n+a)^2}$ через символ nA . Пользуясь обозначениями Пашена, различают следующие основные серии не только у щелочных металлов, но у ряда других элементов:

(первая главная (principal))	$v = 1S - mP$	$m = 2, 3, 4 \dots$	(378)
2-я побочная			
(резкая (sharp))	$v = 2P - mS$	$m = 2, 3, 4 \dots$	
1-я побочная			
(диффузная (diffus))	$v = 2P - mD$	$m = 3, 4, 5 \dots$	
Серия Бергмана			(378)
(фундаментальная (fundamental))	$v = 3D - mF$	$m = 4, 5, 6 \dots$	

Эти серии не исчерпывают всего богатства спектральных линий. Так, например, у целого ряда элементов отмечены линии, принадлежащие к сериям:

$$\begin{aligned} v &= 2S - mP & m &= 3, 4, 5 \dots \\ v &= 3P - mS & m &= 3, 4, 5 \dots \end{aligned} \quad (379)$$

Как и формула водородных серий (376), формулы (378) и (379) не охватывают так называемого тонкого строения спектральных линий, т. е. их распада на дублеты, триплеты и т. д.

Представление о квантах излучения $h\nu$ и теория атома Бора вместе с его теорией излучения, а также опыты Франка и Герца подвели под эти эмпирические закономерности удивительно прочную теоретическую базу. Сопоставление постулата Бора

$$h\nu = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n \quad (380)$$

с выражением (372) сразу разъясняет физический смысл спектрального терма: любой спектральный терм T представляет собой величину, пропорциональную энергии атома в каком-либо из его возможных состояний.

Теория электронных орбит Бора очень хорошо решает вопрос о спектральных термах и сериях водорода и водородоподобных ионов He^+ , Li^{++} , Be^{+++} и т. д. (обладающих лишь одним электроном)

и позволяет подсчитать теоретически константу Ридберга с точностью до седьмого знака по формуле

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \frac{M}{m+M}, \quad (381)$$

где M — масса ядра атома, m — масса электрона. Однако расщепление линий щелочных металлов на дублеты не укладывается количественно в рамки теории Бора, а распространение этой теории на явления расщепления спектральных линий щелочных металлов в магнитном поле приводит уже и к качественно неверным результатам.

Дальнейший шаг по пути расшифровки спектров, более сложных, чем спектр водорода, представляет собой введение представления о наличии у электрона особого момента количества движения независимо от орбитального движения электрона — *момента* так называемого *спина*. Иностранное слово «спин» применяется в теоретической физике вместо соответствующего ему слова «вращение», чтобы оттенить те внутренние затруднения и противоречия, которые возникают, если основываться на наглядном представлении о вращении электрона. Результаты, количественно ещё ближе соответствующие действительности, даёт при расчёте спектральных термов полный переход на методы волновой механики. При этом выигрыш в точности результатов, получаемых для высоты энергетических уровней, сопровождается потерей наглядности в представлении о моменте количества движения электронов и атома в целом, а также и о других механических величинах. В частности, исчезает представление о траектории электрона. Качественно правильную картину спектральных термов даёт так называемая *векторная модель атома*. Эта модель учитывает спин электрона и пользуется системой квантовых чисел, как они вытекают из решения уравнений волновой механики, но применяет соотношения между значениями этих квантовых чисел и величинами векторов механического момента количества движения и магнитного момента атома, упрощённые по сравнению с выражениями волновой механики. В векторной модели атома эти моменты просто считаются пропорциональными величине соответствующего квантового числа. Векторная модель атома позволяет правильно решить вопрос о расщеплении энергетических термов атома, соответствующих одному и тому же главному квантовому числу на отдельные подуровни энергии. На этой модели основана современная классификация энергетических уровней атома. Отдельные подуровни отличаются между собой различными значениями механического момента количества движения валентного электрона (или валентных электронов). Различным значениям механического момента соответствуют различные магнитные моменты и, следовательно, различное магнитное взаимодействие валентных электронов с остальной частью атома — с так называемым *атомным остатком*, состоящим из ядра

и остальных электронов. Различное взаимодействие, в свою очередь, приводит к различным значениям энергии.

Волновая механика и векторная модель атома пользуются следующими квантовыми числами: 1) *Главное квантовое число n* соответствует той «электронной оболочке», в которой находится электрон, и может иметь любое положительное целое значение, начиная от 1. 2) *Побочное квантовое число l* может иметь любые целые значения, начиная от нуля и до $(n-1)$, и характеризует орбитальный момент количества движения электрона p . Между механическим и магнитным орбитальными моментами p и μ существует определённое соотношение:

$$\frac{\mu}{p} = \frac{1}{2} \frac{e}{m_e}. \quad (382)$$

При $l=0$ $p=0$ и $\mu=0$. 3) *Спиновое квантовое число s* , соответствующее механическому моменту спина электрона. Согласно волновой механике, его абсолютная величина всегда равна $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнитный момент спина электрона

$$\mu_s = \frac{h}{m} \frac{1}{4\pi} = \mu_B, \quad (383)$$

т. е. равен так называемому «магнетону» Бора.

Таким образом, соотношение между механическим и магнитным моментами для спина электрона иное, чем для орбитального движения.

4) *Магнитное квантовое число m* характеризует проекцию общего момента количества движения электрона на направление внешнего электрического или магнитного поля.

Помимо четырёх квантовых чисел n , l , s и m , квантовая механика и векторная модель атома пользуются ещё «внутренним» квантовым числом j , характеризующим суммарный момент количества движения электрона.

При сложении орбитального и спинного моментов количества движения электрона и вообще при сложении двух каких-либо моментов количества движения в векторной модели атома соблюдается правило пространственного квантования. Предполагается, что векторы при рассматриваемом взаимодействии располагаются так, что отдельные значения вектора, представляющего собой сумму двух складываемых моментов, могут отличаться одно от другого лишь на целое

число элементарных моментов количества движения $\frac{h}{2\pi}$. Например в результате сложения моментов спина двух электронов получится суммарный момент, равный либо единице, либо нулю. В первом случае векторы спинов обоих электронов расположены параллельно друг другу, во втором — антипараллельно.

В результате сложения момента, равного 1, с другим моментом, также равным 1, будем иметь векторы, равные либо 2 — случай а)

на рис. 143, либо 1 — случай б), либо нулю — случай в). Никакого другого взаимного расположения складываемых векторов момента количества движения и никаких других значений величины суммарного вектора, согласно правилам пространственного квантования, быть не может.

На том же рисунке представлены все возможные случаи сложения двух векторов, равных соответственно 2 и 1.

В случае применения векторной модели к атомам, имеющим два или более валентных электрона, возникает вопрос: с каких векторов надо начинать сложение? Надо ли сперва сложить между собой отдельно орбитальные моменты количества движения всех электронов и отдельно моменты их спина и затем сложить между собой общий вектор орбитального момента с общим вектором спина или же сложить между собой сперва орбитальный момент и момент спина каждого электрона в отдельности? В мире фактов, отражаемых векторной моделью атома, этот вопрос принимает такую форму: какое взаимодействие сильнее — взаимодействие между электронами, вызываемое их магнитными моментами, или же понимаемое в том же смысле взаимодействие между спином каждого электрона в отдельности и его орбитальным движением? Первый случай называется случаем руссельт-сандервской, или нормальной, связи. Опыт показывает, что в громадном большинстве случаев векторная модель атома приводит к правильному решению задачи о спектральных термах, если предположить в атоме наличие руссельт-сандервской связи и определить сперва отдельно вектор

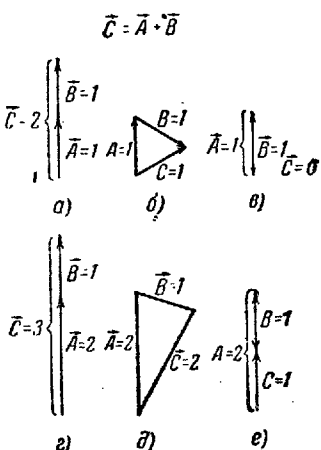


Рис. 143. Сложение векторов при пространственном квантовании.

$$\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i, \quad (384)$$

где $\mathbf{s}_i$ — вектор спина каждого электрона, и отдельно

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i, \quad (385)$$

а затем определить полный момент количества движения атома и соответствующее последнему внутреннее квантовое число по правилу

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (386)$$

Однако в некоторых случаях обнаружены термы, указывающие на иную «аномальную» связь между отдельными моментами количества

движения в атоме. Эти случаи находят объяснение в слабом взаимодействии между валентными электронами. Векторы L и S в этом случае теряют свой смысл, а

$$J = \sum_i j_i, \quad (387)$$

где j_i — суммарный момент количества движения каждого электрона в отдельности. В дальнейшем мы будем исходить из нормальной связи между отдельными моментами количества движения в атоме.

При применении векторной модели атома учитываются моменты количества движения только валентных электронов, составляющих внешнюю, не полностью замкнутую электронную оболочку атома. Это законно потому, что во всякой внутренней, вполне заполненной оболочке при нормальном состоянии атома

$$\sum_i s_i = 0 \quad \text{и} \quad \sum_i l_i = 0 \quad (388)$$

или, другими словами, как суммарный момент спина электронов замкнутой оболочки, так и суммарный орбитальный момент электронов такой оболочки равны каждый в отдельности нулю.

К основам современной спектроскопии принадлежит ещё установленный Бором «*принцип соответствия*». Согласно этому положению, между заключениями, выведенными из классических представлений об излучении электрона, движущегося неравномерно, и об излучении атома, как об излучении вибратора-диполя, и реальной действительностью существует определённое соответствие. Так, например, частота радиации, излучаемой электроном при переходе с одной боровской орбиты на соседнюю, тем ближе к частоте вращения электрона по орбите, чем больше главное квантовое число.

Сделанные на основании классических представлений заключения об интенсивности излучения также дают качественно верные выводы. Изменения интенсивности излучения при переходе от одного случая к другому, имеющие место в действительности, идут параллельно тому, что дают эти выводы. К наиболее ценным результатам принципа соответствия приводит в тех случаях, когда, согласно классической электродинамике, совсем не может быть излучения: соответствие становится полным — излучения, действительно, нет.

При излучении атомов и молекул никогда не нарушается основное правило: излучения не может быть, если при данном переходе из одного энергетического состояния в другое не происходит изменения электрического момента частицы. При этом необходимо, однако, учитывать не только дипольные моменты, но и моменты высших порядков. На основании этого правила можно обосновать отсутствием изменения дипольного электрического момента не только так называемые правила перехода (квантовые запреты), но и понять все нарушения этих запретов, в частности, всё же существующую, хотя и

очень малую, вероятность спонтанных переходов из метастабильных состояний, переходов, соответствующих изменению квадрупольного электрического момента.

Опыт показывает, что спектральные линии не являются бесконечно тонкими. Ширина различных линий не одинакова. Ширина каждой данной линии зависит от условий опыта. Измерения, производимые со спектральными приборами большой разрешающей силы, показывают, что в пределах каждой спектральной линии существует распределение энергии излучения по частотам, также зависящее от условий опыта. При отсутствии усиленного поглощения радиации в разрядной трубке, когда наблюдаются более сложные явления (самообращение линии), интенсивность излучения в пределах какой-либо спектральной линии монотонно спадает в обе стороны от максимума, как это схематически представлено на рис. 144. Расстояние по оси абсцисс между точками a и b , в которых интенсивность излучения равна половине максимальной интенсивности, принимается за количественную меру ширины спектральной линии и выражается в ангстрёмах или волновых числах.

Беспорядочное тепловое движение излучающих атомов, приближающихся к щели спектрального прибора и удаляющихся от неё с различными скоростями, приводит к расширению спектральных линий вследствие эффекта Допплера (доплеровское расширение). Другой причиной расширения линий является нарушение процессов излучения при столкновениях частиц газа между собой — лорентцовское расширение [974]. Это расширение обусловлено влиянием электрических полей сталкивающихся частиц на расположение электронных энергетических уровней. Действие приложенных извне неравномерных в пространстве электрических и магнитных полей также приводит к расширению линий (в случае равномерных полей — к расщеплению) — штарк-эффект и зееман-эффект — расширение во внешнем электрическом или магнитном поле. Если принятыми мерами свести эти виды расширения к совершенно незначительной величине (низкая температура и малая плотность газа, защита от внешних полей), то всё же ширина спектральных линий стремится не к нулю, а лишь к *естественной ширине спектральных линий*. С точки зрения классической электродинамики естественная ширина связана с затуханием колебаний атома-осциллятора; разложение кривой затухающих колебаний по интегралу Фурье даёт определённый ход зависимости интенсивности излучения от частоты колебаний. Чем больше затухание

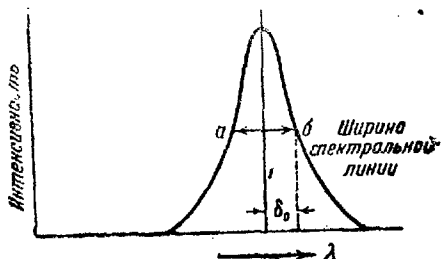


Рис. 144. Распределение интенсивности излучения в пределах спектральной линии и условная «ширина» спектральной линии.

(чем меньше когерентность монохроматического излучения), тем больше естественная ширина линии. С точки зрения волновой механики естественная ширина линии при излучении многих атомов связана с неопределённостью энергетических электронных уровней, выражающейся в некоторой ширине этих уровней. Принцип соответствия

находит здесь своё выражение в том, что чем шире энергетический уровень, тем больше вероятность спонтанного перехода электрона с этого уровня и, следовательно, тем меньше среднее время пребывания τ электрона на этом уровне и тем больше декремент затухания излучения отдельного атома по классической теории¹⁾.

Как классическая, так и квантовая теории излу-

Рис. 145. Кривые распределения интенсивности: I — при доплеровском расширении и II — при естественной ширине спектральной линии [959], стр. 200.

чения согласно друг с другом приводят для распределения интенсивности в пределах естественной ширины спектральной линии [967] (стр. 49 и 129) к выражению:

$$I(\nu) d\nu = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{d\nu}{(\nu_0 - \nu)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}. \quad (390)$$

Здесь I_0 и ν_0 соответствуют максимуму интенсивности, γ — ширина спектральной линии. Различие между обеими теориями заключается в выражении γ через разные величины в той и другой теории.

Распределение интенсивности, вызываемое эффектом Допплера, выражается экспоненциальным законом

$$I(\nu) d\nu = \text{const } e^{-\frac{Mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2\nu_0 kT}}, \quad (391)$$

где M — масса излучающих атомов, c — скорость света.

Допплеровское расширение при обычных условиях опыта больше, чем естественная ширина линий. Но, согласно (391), при доплеровском расширении I убывает на некотором расстоянии от максимума с увеличением $(\nu - \nu_0)$ много быстрее, чем это соответствует ходу

¹⁾ Обратная пропорциональность между шириной энергетического уровня $\Delta\mathcal{E}$ и временем пребывания электрона на этом уровне $\Delta\tau$ может быть выведена из принципа неопределённости. Так как время и энергия являются сопряжёнными величинами, то, согласно этому принципу,

$$\Delta\mathcal{E} \cdot \Delta\tau \geq \frac{h}{2\pi}. \quad (389)$$

кривой (390), относящейся к естественной ширине спектральных линий, как это показано на рис. 145. Поэтому при больших значениях $(\nu - \nu_0)$ доплеровское расширение почти совершенно не искажает хода кривой (390), и естественная ширина может быть определена из ряда экспериментальных значений интенсивности I , соответствующих большим значениям $(\nu - \nu_0)$.

Согласно классической теории, естественная ширина всех спектральных линий, выраженная в длинах волн, должна быть универсальной постоянной и равна $1,17 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$. Эксперимент даёт для различных линий значения, более или менее близкие к этой величине, но всё же отличающиеся как от неё, так и между собой. Согласно квантовой теории, естественная ширина спектральных линий не является универсально постоянной. О расширении спектральных линий см. также [990, 991].

§ 5. Номенклатура возбуждённых состояний и спектральных термов на основе векторной модели атома. Мультиплетность термов и спектральных линий. Современная спектроскопия удержала буквенные обозначения термов $S, P, D, F, G, H, \dots$ ¹⁾, введённые при классификации спектральных серий на основе эмпирического материала. Оказалось, что в состояниях, соответствующих спектральным термам S, P, D, F и т. д., атом обладает моментом количества движения, отвечающим значениям побочного квантового числа l , равным $0, 1, 2, 3, \dots$. Согласно старому, эмпирически установленному правилу, ограничивающему применение комбинационного принципа Ритца, в обычных условиях наблюдаются только такие линии, которые соответствуют комбинации в выражении (372) только таких двух термов, буквенные обозначения которых являются соседними в ряде $S, P, D, F, G, H, \dots$ ²⁾. Это правило на языке современной теории атома называется *правилом отбора* для побочного квантового числа l и гласит, что между энергетическими состояниями атома возможны только такие переходы, сопровождаемые излучением кванта радиации, которые соответствуют изменениям побочного квантового числа l на одну единицу:

$$\Delta l = +1, -1. \quad (392)$$

По отношению к внутреннему квантовому числу правило отбора таково. При излучении внутреннее квантовое число атома либо не изменяется вовсе, либо изменяется на единицу

$$\Delta J = 0, +1, -1. \quad (393)$$

¹⁾ Согласно общепринятому обычаю, пользуемся здесь для обозначения векторов и квантовых чисел большими буквами, так как речь идёт не об отдельном электроны, а об атоме в целом.

²⁾ Не наблюдаются, например, линии, соответствующие переходам $1S - 2S$ или $1S - 2D$ и т. д.

В случае, если внутреннее квантовое число нижнего энергетического уровня равно нулю, это правило отбора принимает вид

$$\Delta J = \pm 1. \quad (394)$$

В тех случаях, когда речь идёт о моментах количества движения и об энергетических состояниях не атома в целом, а отдельных электронов, большие буквы $S, P, D, F, \dots$ заменяются малыми $s, p, d, f, \dots$. Не надо смешивать двух значений буквы s (малой или большой, безразлично), как символа энергетического состояния, соответствующего $l=0$, и как обозначения вектора спина или соответствующего квантового числа. Главное квантовое число электрона может претерпевать при спонтанном излучении любое изменение. Правила отбора для него нет.

Рассмотрим «тонкое строение» спектральных термов щелочных металлов, пользуясь векторной моделью атома. Так как в данном случае мы имеем дело с одним только валентным электроном, то момент количества движения атома в целом равен общему моменту количества движения валентного электрона ¹⁾

$$\mathbf{J} = \mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}. \quad (395)$$

Если атом находится в одном из состояний S , то $l=0$, $\mathbf{j} = \mathbf{s}$, и внутреннее квантовое число $j = 1/2$. При наличии электрического или магнитного поля возможны два направления вектора спина валентного электрона, находящие своё отражение в двух значениях магнитного квантового числа m : $+1/2$ и $-1/2$. При отсутствии внешнего поля направление вектора спина электрона s безразлично и на высоту энергетического уровня атома не влияет ²⁾.

Таким образом, все термы S щелочных металлов — термы одинаковые и отличаются друг от друга лишь значением главного квантового числа. К этим термам относится и основной терм атома щелочного металла, соответствующий нормальному невозбуждённому атому. Так как валентный электрон лития находится в невозбуждённом состоянии во второй электронной оболочке, атом натрия — в третьей и т. д., то полные обозначения этих основных термов будут:

$$\begin{aligned} \text{Li} - 2s^2 S_{\frac{1}{2}}; \quad \text{Na} - 3s^2 S_{\frac{1}{2}}; \quad \text{K} - 4s^2 S_{\frac{1}{2}}; \\ \text{Rb} - 5s^2 S_{\frac{1}{2}}; \quad \text{Cs} - 6s^2 S_{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (396)$$

Индекс $1/2$ направо внизу выражает значение внутреннего квантового числа. Индекс 2 налево наверху обозначает, что хотя S терм щелоч-

¹⁾ Момент количества движения ядра атома в классификации термов не учитывается. Различные значения этого момента проявляются лишь в «сверхтонкой структуре» спектральных линий.

²⁾ Так как момент орбитального количества движения электрона равен нулю, и взаимодействия спина с орбитальным движением в этом случае нет.

ного металла и одиночный, он принадлежит к ряду двойных термов (дублетов). Перед символом отдельного терма поставлены главное квантовое число валентного электрона и малая буква, соответствующая орбитальному моменту количества движения этого электрона.

В состоянии P щелочного металла $l=1$, $s=1/2$. Правило пространственного квантования даёт для вектора J , а следовательно, и для внутреннего квантового числа J два возможных значения $J=3/2$ и $J=1/2$. Поэтому все термы P щелочного металла двойные и обозначаются как

$${}^2P_{\frac{1}{2}} \text{ и } {}^2P_{\frac{3}{2}}. \quad (397)$$

Точно так же убеждаемся, что двойными будут и все другие термы D , F и т. д. Термы щелочного металла можем представить в виде следующей таблицы:

Таблица 22

Спектральные термы атомов щелочных металлов

$L \backslash J$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$...	Возможные значения магнитного квантового числа m
0	${}^2S_{\frac{1}{2}}$					$-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$
1	${}^2P_{\frac{1}{2}}$	${}^2P_{\frac{3}{2}}$				$-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, +\frac{3}{2}$
2		${}^2D_{\frac{3}{2}}$	${}^2D_{\frac{5}{2}}$			$-\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, +\frac{3}{2}, +\frac{5}{2}$
3			${}^2F_{\frac{5}{2}}$	${}^2F_{\frac{7}{2}}$		$-\frac{7}{2}, -\frac{5}{2}, \dots, +\frac{3}{2}, +\frac{5}{2}, +\frac{7}{2}$
4				${}^2G_{\frac{7}{2}}$	${}^2G_{\frac{9}{2}}$	$-\frac{9}{2}, -\frac{7}{2}, \dots, +\frac{5}{2}, +\frac{7}{2}, +\frac{9}{2}$

Обратимся к главной спектральной серии щелочных металлов $1S-mP$. Так как каждый из термов P двойной, а терм S одиночный, то каждому значению m будут соответствовать не одна спектральная линия, а две, расположенные близко одна от другой:

$$1^2S_{\frac{1}{2}}-m^2P_{\frac{1}{2}} \text{ и } 1^2S_{\frac{1}{2}}-m^2P_{\frac{3}{2}}. \quad (398)$$

Совокупность двух таких линий называется дублетом. Хорошо известным примером дублета может служить жёлтая линия натрия, пред-

ставляющая собой дублет с компонентами $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5896 \text{ \AA}$:

$$1^2S_{\frac{1}{2}} - 2^2P_{\frac{1}{2}} \quad \text{и} \quad 1^2S_{\frac{1}{2}} - 2^2P_{\frac{3}{2}}. \quad (399)$$

Точно так же дублетами будут и все линии 2-й побочной серии щелочных металлов

$$2^2P_{\frac{1}{2}} - m^2S_{\frac{1}{2}} \quad \text{и} \quad 2^2P_{\frac{3}{2}} - m^2S_{\frac{1}{2}}. \quad (400)$$

Чем выше порядковый номер какой-либо линии главной серии, тем больше число m в выражениях (398) и тем выше исходный уровень энергии, соответствующий излучению этой линии. Тем больше также и расстояние электрона от ядра, соответствующее верхнему терму mP , тем меньше искажение кулонова поля и тем ближе этот терм к водородному терму, тем меньше его расщепление. Поэтому, чем больше порядковый номер линии главной серии, тем меньше расстояние между её компонентами по шкале волновых чисел, т. е. тем уже дублет. В случае 2-й побочной серии щелочных металлов (400) двойным является нижний уровень $2^2P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$. Поэтому в этой

серии ширина каждого дублета постоянна и равна ширине дублета первой линии главной серии. В 1-й побочной серии щелочных металлов все линии представляют собой триплеты. Здесь возможны переходы электрона, соответствующие

$$2^2P_{\frac{1}{2}} - m^2D_{\frac{3}{2}}; \quad 2^2P_{\frac{3}{2}} - m^2D_{\frac{3}{2}}; \quad 2^2P_{\frac{3}{2}} - m^2D_{\frac{5}{2}}. \quad (401)$$

Переход $2^2P_{\frac{1}{2}} - m^2D_{\frac{5}{2}}$ не имеет места, так как при таком переходе

было бы нарушено правило отбора $\Delta J = 0, \pm 1$. Сравнительная интенсивность каких-либо двух спектральных линий, соответствующих переходу электрона на один и тот же низший уровень, прямо пропорциональна числу атомов, находящихся в каждый данный момент в соответствующем данной линии верхнем энергетическом состоянии. Вероятность возбуждения какого-либо терма при прочих равных условиях пропорциональна так называемому статистическому весу этого терма, а последний в свою очередь пропорционален числу возможных состояний атома, соответствующих этому терму и обладающих одним и тем же значением энергии, но различными магнитными квантовыми числами. Из таблицы 22 видно, что для каждого терма $n^2P_{\frac{1}{2}}$ суще-

ствует два таких состояния ($m = +\frac{1}{2}$ и $m = -\frac{1}{2}$); для каждого терма $n^2P_{\frac{3}{2}}$ — четыре ($m = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$). Поэтому статистиче-

ские веса этих термов относятся как 1 к 2, и интенсивность линий $1^2S_{\frac{1}{2}} - m^2P_{\frac{3}{2}}$ в два раза больше интенсивности линии $1^2S_{\frac{1}{2}} - m^2P_{\frac{1}{2}}$.

Переходим к спектральным термам атомов щёлочно-земельных металлов Be, Mg, Ca, Sr, Ba, принадлежащих ко 2-й группе периодической системы и имеющих по 2 валентных электрона. Рассмотрим S -термы, соответствующие значению побочного квантового числа каждого электрона $l=0$. Правило пространственного квантования даёт для величины суммарного момента спина обоих валентных электронов два значения: $S=0$ и $S=1$, а для величины суммарного орбитального момента количества движения значения $L=0$ и $L=1$. Значения величины момента количества движения атома в целом и значения внутреннего квантового числа будут $J=0$ и $J=1$. Термы, отвечающие $S=0$ и $L=0$, относятся к ряду одиночных термов и обозначаются символом $1S_0$. S -термы, соответствующие значениям $S=1$, $L=0$, относятся к ряду тройных термов и обозначаются символом $3S_1$, хотя сами по себе являются одиночными. Невозбуждённый атом, в котором оба валентных электрона находятся на нормальном уровне с одним и тем же главным квантовым числом, не может быть в состоянии $3S_1$, так как в этом случае все четыре квантовых числа каждого из валентных электронов n , l , s и m , были бы одни и те же, а это противоречит запрету Паули — твёрдо установленному для микромира закону, с которым мы уже встречались, говоря в главе III о распределении энергий электронов проводимости в металле. Поэтому нормальным невозбуждённым состоянием атома с двумя валентными электронами является только состояние $1S_0$ ¹⁾. В случае P -термов щёлочно-земельных атомов $L=1$. При $S=0$ это приводит к одному только значению J , именно $J=1$ и, следовательно, к одиночному терму $1P_1$. При $S=1$ (т. е. при параллельном расположении спинов электронов) законы пространственного квантования приводят при сложении векторов $S=1$, $L=1$ к трём значениям величины вектора J : $J=0, 1, 2$ и к расщеплению соответствующего P -терма атома с двумя валентными электронами на три энергетических подуровня $3P_0$, $3P_1$ и $3P_2$.

Переходя к дальнейшим возможным значениям побочного квантового числа возбуждённого электрона (оно же и побочное квантовое число атома в целом), приходим к следующей таблице 23 термов атома с двумя валентными электронами.

Как показывает таблица 23, атомы с двумя валентными электронами обладают двумя совокупностями термов с разной мультиплетностью: одиночными и тройными. При наличии у атома термов различной мультиплетности к правилам отбора, ограничивающим комбинационный принцип Ритца, прибавляется ещё *интеркомбинационный*

¹⁾ В этом случае состояния обоих валентных электронов отличаются значением магнитного квантового числа $m=1/2$ и $-1/2$.

запрет, по которому при спонтанном излучении не возможен переход электрона между уровнями, соответствующими термам различной мультиплетности. Физически *интеркомбинационный запрет* означает, что при спонтанном переходе не может измениться ориентация спина электрона. Интеркомбинационный запрет приводит к тому,

Таблица 23

Одиночные термы $S=0$	Триплеты $S=1$
$^1S_0$	$^3S_1$
$^1P_1$	$^3P_0$ $^3P_1$ $^3P_2$
$^1D_2$	$^3D_1$ $^3D_2$ $^3D_3$
$^1F_3$	$^3F_2$ $^3F_3$ $^3F_4$
.....	

что атом с двумя валентными электронами обладает как бы двумя различными спектрами: спектром одиночных линий и спектром триплетов (в случае главной и 2-й побочной серий).

В спектре триплетов наиболее низким уровнем является уровень $1s2s\ ^3S_1$ в случае He, $2s3s\ ^3S_1$ в случае Li и т. д. Малые буквы, поставленные перед основным символом терма, здесь опять обозначают состояние каждого валентного электрона.

Двойственность спектра привела при исследовании гелия к предположению о существовании гелия в двух модификациях: ортогелий (триплетный спектр) и парагелий (одиночный спектр). На самом деле, эти два «состояния» гелия отличаются лишь тем, что в ортогелии спины валентных электронов возбужденных атомов параллельны, в парагелии — антипараллельны.

Интеркомбинационный запрет не является абсолютным. Этот запрет тем чаще нарушается, чем больше расстояние между отдельными компонентами мультиплетных линий. Например, этот запрет не соблюдается, если расстояние между компонентами линий одного порядка с расстоянием между линиями спектральной серии. Яркий пример представляет собой одна из резонансных линий ртути — $2536,52\text{ \AA}$ ($6s\ 6s\ ^1S_0 - 6s\ 6p\ ^3P_1$).

¹⁾ Линии $6s\ 6s\ ^1S_0 - 6s\ 6p\ ^3P_0$ и $6s\ 6s\ ^1S_0 - 6s\ 6p\ ^3P_2$ остаются невозможными согласно правилам отбора, и резонансная линия $2536,52\text{ \AA}$ является одиночной.

Согласно числу возможных значений магнитного квантового числа m , для отношения интенсивности отдельных компонент триплетов главных спектральных серий элементов с двумя валентными электронами существует правило, аналогичное правилу отношения интенсивностей дублетов главной серии щелочных металлов, а именно интенсивности линии с исходными уровнями m^3P_0 , m^3P_1 и m^3P_2 и одинаковым конечным уровнем относятся как 1:3:5.

Возможны случаи одновременного перехода обоих валентных электронов на более высокие энергетические уровни. Такая возможность ещё более увеличивает многообразие спектральных термов и ещё более усложняет спектр. Термы, соответствующие одновременному возбуждению двух, а в атомах дальнейших групп периодической системы нескольких электронов, называются «смещёнными» или, согласно их символическому обозначению, «штрихованными». Пусть, например, в атоме с двумя валентными электронами $l_1 = 1$, $l_2 = 1$ и спины электронов расположены параллельно так, что $S = 1$. В таком случае мы будем иметь триплетный штрихованный терм $^3D'_{123}$ с компонентами $^3D'_1$, $^3D'_2$, $^3D'_3$.

Таким же путём, как в случае атомов с двумя валентными электронами, векторная модель атома приводит в случае атома с тремя валентными электронами к следующей таблице (24) термов:

Таблица 24

Дублеты $S = \frac{1}{2}$		Квартеты $S = \frac{3}{2}$			
$^2S_{\frac{1}{2}}$		$^4S_{\frac{3}{2}}$			
$^2P_{\frac{1}{2}}$	$^2P_{\frac{3}{2}}$	$^4P_{\frac{1}{2}}$	$^4P_{\frac{3}{2}}$	$^4P_{\frac{5}{2}}$	
$^2D_{\frac{3}{2}}$	$^2D_{\frac{5}{2}}$	$^4D_{\frac{1}{2}}$	$^4D_{\frac{3}{2}}$	$^4D_{\frac{5}{2}}$	$^4D_{\frac{7}{2}}$
	$^2F_{\frac{5}{2}}$		$^4F_{\frac{3}{2}}$	$^4F_{\frac{5}{2}}$	$^4F_{\frac{7}{2}}$
	$^2F_{\frac{7}{2}}$			$^4F_{\frac{9}{2}}$	
	$^2G_{\frac{7}{2}}$			$^4G_{\frac{5}{2}}$	$^4G_{\frac{7}{2}}$
	$^2G_{\frac{9}{2}}$			$^4G_{\frac{9}{2}}$	$^4G_{\frac{11}{2}}$
и т. д.		и т. д.			

S -термы, как и прежде, все одиночные. В ряде квартетных термов P -термы тройные. В соответствии с этим линии главной и второй побочной серий атомов с тремя валентными электронами — тройные. Линии первой побочной (диффузной) серии состоят из восьми компонент.

Разбор и классификация спектральных термов на основе векторной модели атома продолжены и дальше для элементов с 4, 5 и т. д. валентными электронами. Вместе с увеличением валентности растёт и мультиплетность термов и линий. Мультиплетность M можно определить по формулам: $M=2S+1$ при $L>S$ и $M=2L+1$ при $L<S$ (402). Выделение из этого многообразия линий главной и других серий теряет своё значение. Многообразие возможных смещённых термов также увеличивается. Для смещённых термов правило отбора $\Delta l = \pm 1$ заменяется другими. В атомах элементов с числом электронных оболочек, большим трёх, имеются недостроенные внутренние электронные оболочки. Для таких атомов при подсчёте момента количества движения атома в целом надо учитывать сумму орбитальных моментов и сумму моментов спина электронов не только самой высшей оболочки атома, но и всех недостроенных. К этому надо добавить случаи аномальной связи. Всё это чрезвычайно осложняет задачу теоретического построения схемы спектральных термов для элементов последних групп и нижних рядов менделеевской системы элементов.

Наряду с возбуждёнными нейтральными атомами в газовом разряде имеются также и возбуждённые ионы. Переход их в невозбуждённое или в более общем случае в одно из энергетически более низких состояний иона сопровождается излучением так называемых *искровых линий*. Спектры нейтрального атома и ионов какого-либо элемента принято обозначать римскими цифрами, относя цифру к нейтральному атому, II — к однократно ионизованному, III — к двукратно ионизованному и т. д. Например, спектр He II — это спектр иона гелия, состоящего из α -частицы и одного электрона, аналогичный спектру водорода. Таковы же спектры Li III, Be IV и т. д.; спектр C III — спектр дважды ионизованного атома углерода. Нетрудно сообразить, что каждый акт ионизации делает спектр похожим на спектр атомов предыдущей группы элементов по сравнению с той, которой соответствовал спектр вновь ионизуемого атома или иона. Так, спектр Be II приобретает характер дублетных спектров элементов I группы вместо триплетного спектра. Спектры Na II и Mg III напоминают спектры благородных газов. Это правило носит в спектроскопии название *закона смещения*.

§ 6. Графическое изображение схемы спектральных термов и линий какого-либо атома. Спектр Hg I. Очень нагляден и удобен следующий приём графического изображения схемы спектральных термов и главнейших спектральных линий атома (или иона) [972], представленный на рис. 146 для Na I, а на рис. 147 для Hg I. Вверху этой схемы на горизонтальной прямой, представляющей собой верхнюю сторону прямоугольника, поставлены на равных расстояниях один от другого символы термов S , P , D и т. д. В случае Na I это будет один только ряд дублетных термов ${}^2S_{\frac{1}{2}}$, ${}^2P_{\frac{1}{2}}$ и т. д. В случае ртути

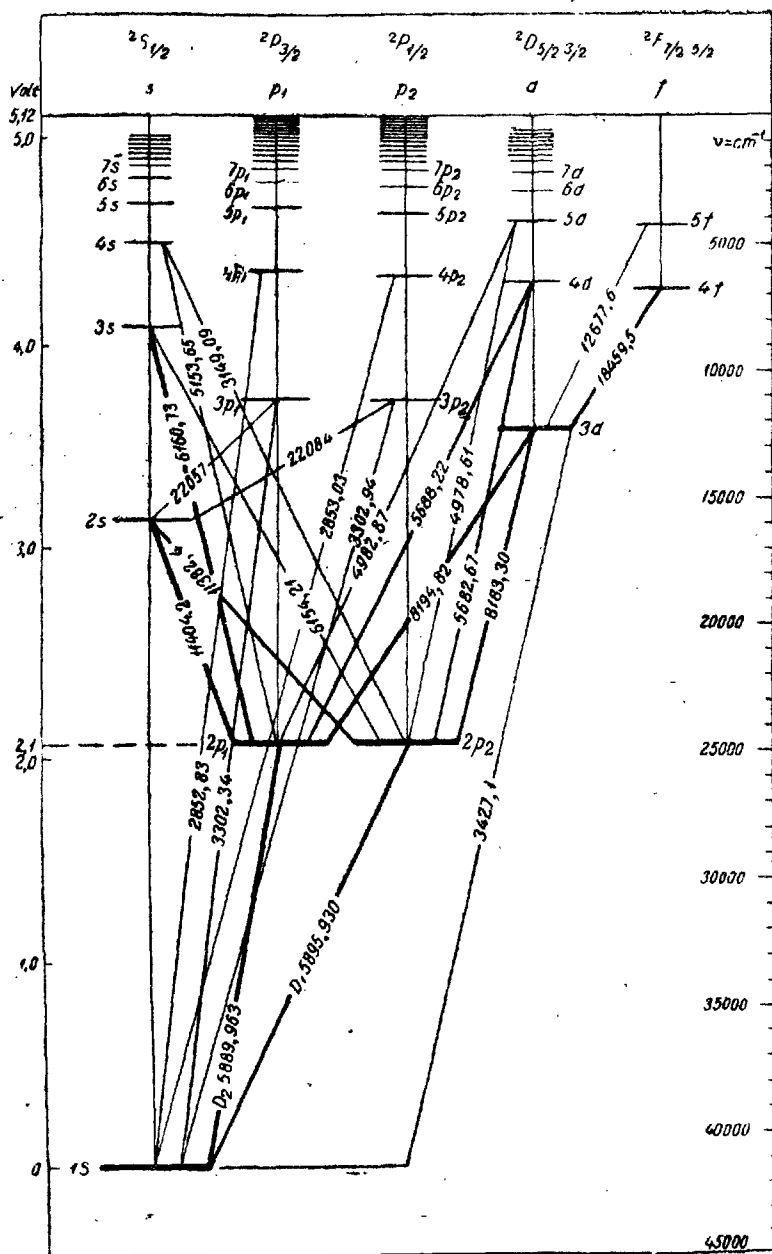


Рис. 146. Схема спектральных термов Na I.

схема распадается на две части: одиночных и триплетных термов:

$$^1S_0\ ^1P_1\ ^1D_2 \text{ и т. д. и } ^3S_1\ ^3P_2\ ^3P_1\ ^3P_0\ ^3D_3\ ^3D_2\ ^3D_1 \text{ и т. д.}$$

На вертикальных сторонах прямоугольника нанесены шкалы высот энергетических уровней на правой стороне в волновых числах ν см⁻¹ термов, на левой — в электрон-вольтах, причём за нуль принят самый низкий энергетический уровень, соответствующий нормальному невозбуждённому состоянию атома. Расстояние верхней горизонтальной стороны прямоугольника от нулевого уровня соответствует энергии ионизации атома. От точек S , P , D и т. д. на верхней горизонтальной прямой проведены вертикальные отрезки, ограниченные снизу горизонтальной чёрточкой, соответствующей самому низкому уровню энергии, возможному для спектрального терма данного рода (т. е. с данным побочным и данным внутренним квантовым числом). Более высокие термы того же рода отмечены вышележащими горизонтальными чёрточками. Рядом с каждой чёрточкой повторён символ терма, и влево от этого символа помещены малые буквы и цифры, соответствующие состоянию валентных электронов. При возбуждении одного только электрона можно для простоты писать с левой стороны терма только цифру, указывающую главное квантовое число этого электрона.

Электронные переходы, сопровождаемые излучением той или иной спектральной линии, обозначаются на этих схемах наклонными отрезками, соединяющими верхний и нижний энергетические уровни, между которыми совершается переход электрона. При каждом отрезке обычно пишется длина волны данной спектральной линии, а интенсивность последней обозначается большей или меньшей шириной соответствующей наклонной черты. В случае, если энергетические уровни и спектральные линии лежат очень близко друг к другу, их для ясности чертежа не разделяют, как это, например, сделано с уровнями D и F на рис. 146.

Такие схемы не только позволяют разобраться в более или менее ярких линиях излучаемого спектра, но и дают возможность судить о том, какие энергетические уровни данного атома являются метастабильными. Так, например, в случае HgI уровень $6s\ 6s\ ^3S_1$ из ряда триплетных уровней не может быть осуществлён вследствие запрета Паули. Из схемы рис. 147 видно, что ниже тройного уровня $6s\ 6s\ ^3P_{012}$ лежит только основной уровень атома ртути $6s\ 6s\ ^1S_0$. Но с трёх уровней $6\ ^3P_{012}$ на уровень $6\ ^1S_0$, как уже было разобрано выше, возможен только переход с уровня $6\ ^3P_1$. Поэтому уровни $6s\ 6s\ ^3P_0$ и $6s\ 6s\ ^3P_2$ представляют собой метастабильные уровни атома ртути с энергиями возбуждения 4,66 и 5,67 эл.-в. Интеркомбинационный переход $6s\ 6s\ ^1S_0 \rightarrow 6s\ 6p\ ^1P_1$ соответствует первой резонансной линии $\text{Hg I } 2536,52 \text{ \AA}$.

Вторая, тоже очень интенсивная — резонансная линия $\lambda = 1849,52 \text{ \AA}$ лежит на границе шумановской области ультрафиолетового спектра.

Эту линию можно рассматривать как первую линию главной одиночной серии спектральных линий атома ртути. Вторая и третья линии той же серии $6s6s^1S_0-6s7p^1P_1$ 1402,72 Å и $6s6s^1S_1-6s8p^1P_1$ 1268,82 Å лежат в шумановской области спектра, мало доступны и мало интенсивны. Наиболее интенсивные линии спектра HgI в видимой части спектра перечислены в таблице 25. В этой таблице, кроме длины волны в ангстрёмах, указаны также относительные интенсивности линий как энергетические (пропорциональные количеству энергии, излучаемой в 1 секунду единицей поверхности трубки), так и визуальные (пропорциональные излучаемому той же поверхностью монохроматическому световому потоку). Эти данные приведены для двух различных плотностей ртутного пара: для положительного столба разряда низкого давления и для положительного столба разряда высокого давления.

Т а б л и ц а 25

Наиболее яркие линии HgI в видимой части спектра и их относительная интенсивность — $I_{\text{эн}}$ — энергетическая и $I_{\text{виз}}$ визуальная в процентах в разряде при низких и высоких давлениях p

Длина вол- ны λ Å	$p = 0,01$ мм Hg		$p = 800$ мм Hg	
	$I_{\text{эн}} \%$	$I_{\text{виз}} \%$	$I_{\text{эн}} \%$	$I_{\text{виз}} \%$
4047	21,05	0,03	11,6	0,01
4048			2,4	—
4358	34,85	1,4	21,7	0,66
4916			0,6	0,23
5461	32,9	75,4	28,1	46,9
5770/90	11,2	23,2	34,7	52,2
6907			0,9	0,01
Общий итог %	100	100	100	100

Из данных таблицы 25 видно, что относительная интенсивность различных линий в очень сильной степени зависит от плотности газа. Относительная интенсивность зависит также от режима разряда. Так, например, свечение катодных частей и свечение положительного столба тлеющего разряда различны по цветности. Вследствие неодинаковой чувствительности глаза к радиации различных длин волн визуальная интенсивность зависит ещё от положения линии в спектре. Спектральная кривая нормальной чувствительности человеческого глаза приведена на рис. 148.

Обращаясь к схеме рис. 147, видим, что три интенсивные линии спектра Hg I представляют собой первый член 2-й побочной триплетной серии, состоящей из компонент $6^3P_2 - 7^3S_1$ 5460,74 Å (зелёная линия), $6^3P_1 - 7^3S_1$ 4358,34 Å (фиолетовая) и $6^3P_0 - 7^3S_1$ 4046,56 Å (крайняя фиолетовая). Расстояния между компонентами этого триплета очень большие. Визуально яркая в разряде при высоком давлении жёлтая линия ртути 5790,66 Å является первой линией побочной серии $6^1P_1 - 6^1D_2$. Второй и третьей линией той же серии являются малой интенсивности линии $6^1P_1 - 7^1D_2$ 4347,90 Å и $6^1P_1 - 8^1D_2$ 3906,40 Å. Вторая побочная одиночная серия представлена интенсивной инфракрасной линией $6^1P_1 - 7^1S_0$ 10139,67 Å. Вторая и третья (слабые) линии той же серии попадают в видимую часть спектра $6^1P_1 - 8^1S_0$ 4916,04 Å и $6^1P_1 - 9^1S_0$ 4108,08 Å. В инфракрасной области спектра Hg I лежат ещё первые линии фундаментальной одиночной серии $6^1D_2 - 6^1F_3$ 16918,3 Å (довольно интенсивная) и $6^1D_2 - 7^1F_3$ 11886,6 Å, а также первый триплет фундаментальной триплетной серии $6^3D_{1,2,3} - 6^3F_{2,3,4}$ и 2-й триплет главной триплетной серии $7^3S_1 - 7^3P_{1,2,3}$ и интеркомбинационная линия $6^1P_1 - 7^3S_1$. Наконец, на той же схеме рис. 147 находим ещё целый ряд более или менее интенсивных линий, лежащих в ближней ультрафиолетовой части спектра — первая линия первой побочной триплетной серии $6^3P_{0,1,2} - 6^3D_{1,2,3}$ и др. Как видим, спектр Hg I богат линиями в общем во всех областях спектра. Однако, в частности, в красной и оранжевой частях спектра интенсивность линий очень мала: в схеме рис. 147 не находим ни одной линии в пределах от 5790 Å до 10140 Å. Это обстоятельство объясняет плохую цветопередачу ртутных ламп.

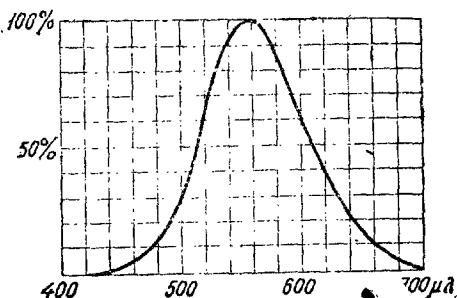


Рис. 148. Спектральная кривая чувствительности нормального человеческого глаза.

§ 7. Связь между элементарными процессами в газовом разряде и излучением. Влияние давления газа на излучение резонансных и нерезонансных линий в положительном столбе. Мы остановились более или менее подробно на разборе спектра Hg I потому, что в ртутных парах произведено очень много исследований положительного столба разряда. Внутренний режим и протекание элементарных процессов в ртутном разряде более или менее хорошо известны. Это обстоятельство дало возможность приступить по отношению к плазме в парах ртути к решению второй задачи, следующей

за установлением схемы возможных спектральных термов и линий, а именно, к задаче об условиях возбуждения в разряде тех или иных термов и об условиях излучения тех или иных линий, а также о той роли, которую играют при этом различные элементарные процессы. В тесной связи с решением последней задачи стоит оптический метод исследования разряда, исходящий из относительной интенсивности определённых спектральных линий. Элементарные процессы, с которыми приходится считаться при излучении газового разряда, в частности плазмы, следующие: а) непосредственное возбуждение атома до исходного уровня энергии электронами, обладающими соответственными скоростями; б) то же в порядке ступенчатого возбуждения; в) диффузия резонансного излучения; г) тушащие возбуждение столкновения, т. е. столкновения второго рода, преимущественно с электронами, выводящие атомы из возбуждённого состояния без излучения кванта радиации; д) переход возбуждённых, в частности метастабильных, атомов на более высокие уровни путём поглощения соответствующей радиации с дальнейшим сопровождаемым излучением переходом на другой уровень, в част-

ности на основной. Например, в ртутных парах поглощение $6^3P_0 - 6^3D_1$ ($\lambda = 2967,28 \text{ \AA}$) с последующим излучением сперва $6^3P_1 - 6^3D_1$ ($\lambda = 3131,56 \text{ \AA}$), а затем резонансной линии $6^1S_0 - 6^3P_1$ ($\lambda = 2536,52 \text{ \AA}$); е) переход метастабильных состояний в неметастабильные — например, 6^3P_0 в 6^3P_1 и обратно при столкновениях возбуждённых атомов с нейтральными частицами газа и тому подобные процессы.

Условиями, благоприятствующими или не благоприятствующими тому или иному элементарному процессу, определяется его значимость для излучения разряда и, в конечном итоге, тот или иной характер спектра разряда, то или иное распределение интенсивности отдельных линий. Приведем сводку обширного литературного материала по излучению резонансных и нерезонансных линий и по другим видам рассеяния энергии в положительном столбе разряда, как её дает В. Н. Клярфельд в своих обстоятельных работах по изучению положительного столба [910] (стр. 204—218), значительно дополняя и

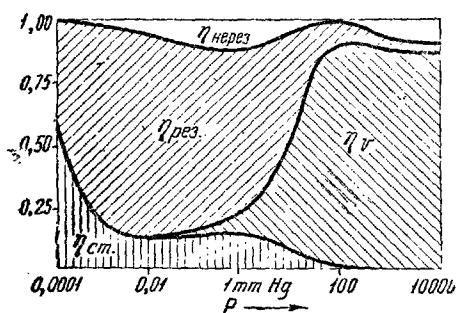


Рис. 149. Баланс мощности в положительном столбе в парах ртути при различных давлениях p при плотности тока порядка десятка миллиампер ([910], стр. 217). $\eta_{ст}$ — тепловые потери на стенках; $\eta_{рез}$ — мощность излучения резонансных линий; $\eta_{нerez}$ — мощность излучения нерезонансных линий; η_v — тепловые потери в объеме газа.

ведем сводку обширного литературного материала по излучению резонансных и нерезонансных линий и по другим видам рассеяния энергии в положительном столбе разряда, как её дает В. Н. Клярфельд в своих обстоятельных работах по изучению положительного столба [910] (стр. 204—218), значительно дополняя и

уточняя имевшиеся до его работ данные. На рис. 149 схематически представлен энергетический баланс в положительном столбе при различных давлениях и малой плотности тока (десятки миллиампер); на рис. 150 тот же баланс при плотности тока порядка нескольких ампер. Давление газа отложено по оси абсцисс в логарифмическом масштабе. По оси ординат отложены проценты от общей расходуемой в разряде мощности. Область $\eta_{ст}$ соответствует энергии, выделяющейся в 1 секунду на стенках трубки в виде тепла: а) при рекомбинации ионов и электронов на стенке¹⁾; б) вследствие теплопроводности газа;

в) за счёт кинетической энергии электронов и ионов, ударяющихся о стенку; г) за счёт энергии возбуждённых и метастабильных атомов, возвращающихся в нормальное невозбуждённое состояние при ударе о стенку; область η_v соответствует энергии, выделяющейся за то же время в виде тепла в объёме газа, как следствие имеющих здесь место элементарных процессов (как-то: упругие столкновения электронов с частицами газа, часть соударений II рода, ведущая

к увеличению скорости сталкивающихся частиц газа, рекомбинация в объёме и т. п.); область $\eta_{рез}$ соответствует мощности излучения резонансных линий, $\eta_{пер}$ — мощности излучения всех прочих спектральных линий. Для того чтобы по этой схеме судить о распределении выделяющейся в стационарном разряде мощности по её компонентам $\eta_{ст}$, η_v , $\eta_{рез}$ и $\eta_{пер}$, надо провести для интересующего нас давления газа соответствующий последнему вертикальный отрезок (рис. 149). Помноженное на сто отношение длины этого отрезка, приходящейся на данную область, к полной его длине между нижней и верхней границами диаграммы, даст в процентах удельный вес каждой компоненты, рассеиваемой в разряде мощности. Обратимся к диаграмме рис. 150 (большая плотность тока). Путём измерений, проведённых в возможно широком диапазоне давлений и плотности тока в парах

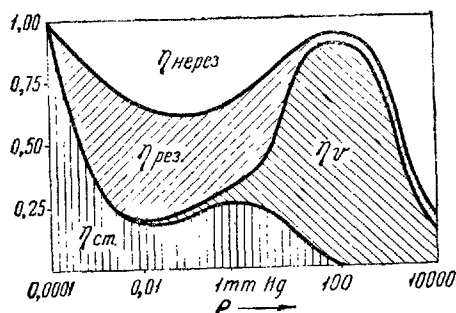


Рис. 150. Баланс мощности в положительном столбе в парах ртути при плотности тока в несколько ампер ([910] стр. 217) $\eta_{ст}$, $\eta_{рез}$, $\eta_{пер}$, η_v — то же, что на рис. 149.

¹⁾ Положительные ионы при рекомбинации у стенок отдают свою кинетическую энергию не полностью в зависимости от коэффициента accommodation a , показывающего, какую долю кинетической энергии отдаёт ион стенке и какую долю $(1-a)$ уносит образованная в результате рекомбинации нейтральная молекула.

Hg и парах K, установлено [975], что при низких давлениях очень велика доля энергии, выделяемой на стенках $\eta_{\text{ст}}$. При уменьшении давления $\eta_{\text{ст}}$ стремится к ста процентам всей мощности. Это обстоятельство вызывается высокой средней энергией теплового движения электронов при низких давлениях, видом функции ионизации и функции возбуждения и малым числом столкновений электронов и ионов с частицами газа. Число ионизаций, производимых электронами плазмы при этих условиях, во много раз больше, чем число возбуждений. Каждый акт ионизации приводит в конечном итоге к акту рекомбинации на стенках. Поэтому, при низких давлениях газа порядка 10^{-4} мм Hg доля мощности разряда, затрачиваемая на излучение как резонансных, так и нерезонансных линий, очень мала. Вследствие тех же причин исчезающе мало и η_p . Увеличение давления сопровождается уменьшением «температуры» электронов, а, следовательно, увеличением относительного числа электронов с малыми скоростями, а также уменьшением средней длины свободного пути. Это увеличивает удельный вес излучаемой энергии и уменьшает $\eta_{\text{ст}}$. Впрочем, уменьшение последней величины по мере увеличения давления газа происходит не всегда монотонно: в случае паров ртути при давлениях порядка от 10^{-2} до 1 мм Hg увеличение ионного тока на стенки перекрывает влияние уменьшения средней кинетической энергии электронов плазмы, и $\eta_{\text{ст}}$ на этом участке вновь несколько возрастает за счёт уменьшения удельного веса резонансного излучения. Начиная с давления в несколько мм Hg, длина свободного пути всех частиц в плазме уменьшается настолько, что их взаимные столкновения начинают играть существенную роль в вопросе о балансе энергии в плазме. Эти столкновения ведут к потере ионами и электронами значительной доли энергии за время их амбиполярной диффузии к стенке, к затруднению этой диффузии и к уменьшению ионного тока на стенку. В результате — уменьшение $\eta_{\text{ст}}$ при возрастании давления газа, сводящее $\eta_{\text{ст}}$ к исчезающе малой величине, начиная с давления порядка 100 мм Hg. Вместе с тем с давлений порядка десятых долей миллиметра начинает становиться ощутительным нагревание газа в объёме вследствие рекомбинации в объёме упругих столкновений электронов с частицами газа и других объёмных элементарных процессов. Вследствие увеличения числа столкновений II рода, приводящих к «тушению» (т. е. к переходу возбуждённых атомов в нормальное состояние без излучения кванта энергии), уменьшается не только $\eta_{\text{рез}}$, но и $\eta_{\text{нер}}$. Этому способствует также значительное уменьшение числа электронов, обладающих достаточной энергией для возбуждения исходных уровней. Последнее обстоятельство особенно сильно сказывается на резонансных линиях. Так, в случае Hg I интервал энергии сталкивающегося с атомом электрона, приво-

дящий к возбуждению начального уровня первой резонансной линии ртути 6^3P_1 , весьма ограничен из-за близкого соседства метастабильных уровней 6^3P_0 и 6^3P_2 . Кроме того, в схеме рис. 147 мы находим целых пять возможных ступенчатых переходов с этого уровня на более высокие, являющиеся исходными уровнями нерезонансных линий.

Исходный уровень второй резонансной линии 6^1P_1 требует для непосредственного возбуждения большого количества энергии. Ступенчатое возбуждение этого уровня, как показывает схема рис. 147, может произойти только сложными обходными путями, при которых электрон может попасть на этот уровень лишь в результате перехода с какого-либо более высокого уровня с излучением той или иной нерезонансной линии. При этом возможностей обратного перехода на более высокие уровни тоже много¹⁾. В результате, как показывает диаграмма рис. 150, при давлении порядка 100 мм Hg львиная доля мощности, расходуемой в разряде, приходится на η_{ir} и лишь небольшое число процентов на $\eta_{нер}$, ещё меньше на $\eta_{рез}$. При дальнейшем увеличении давления из-за большого η_v сильно возрастает температура газа. Это приводит к тому, что существенную роль начинает играть новое явление: термическая ионизация и термическое возбуждение. При последнем преимущественную роль играет ступенчатое возбуждение исходных уровней нерезонансных линий по тем же причинам, которые при несколько более низких давлениях вызывают более медленное уменьшение $\eta_{нер}$ по сравнению с $\eta_{рез}$. При больших плотностях тока (в случае ртути — несколько ампер) и при дальнейшем повышении давления термическое возбуждение играет всё большую и большую роль. В связи с этим удельный вес излучения нерезонансных линий в общем балансе мощности разряда очень сильно возрастает, в то время как $\eta_{рез}$ попрежнему незначительно (в случае ртути порядка 1%). Голландскому физiku Бойлю в его опытах со ртутной лампой сверхвысокого давления удалось осуществить такой режим, при котором излучение нерезонансных линий составляло 75% общей мощности разряда [976].

Вопрос о зависимости распределения мощности, расходуемой в разряде, по $\eta_{сг}$, η_v , $\eta_{рез}$ и $\eta_{нер}$ от плотности тока исследован и разобран менее полно, чем вопрос о зависимости от давления. Поэтому, переходя к диаграмме рис. 149, мы укажем только, что сравнительно малый удельный вес излучения нерезонансных линий при очень больших давлениях, но при малых плотностях тока, по сравнению со случаем больших плотностей тока объясняется более низкой температурой газа и, следовательно, значительно

¹⁾ Оговариваемся, что последние рассуждения носят лишь качественный характер. Количественное решение задачи должно учитывать не только возможность какого-либо перехода, но и вероятность его.

меньшей ролью термического возбуждения¹⁾. Другой особенностью излучения газа при очень больших давлениях, а именно расширения линий и появления сплошного фона мы уже касались в § 4.

При практическом применении ртутного разряда в источниках света для облегчения зажигания разряда кроме ртути в разрядную трубку вводится ещё какой-либо благородный газ — обычно аргон — при давлении в несколько *мм* Hg. Понятно, что при одном и том же малом давлении ртутного пара присутствие аргона существенно меняет картину распределения мощности разряда. Присутствие аргона при концентрации атомов последнего, значительно превышающей концентрацию атомов ртути, увеличивает не только число столкновений между нейтральными частицами в разряде, но и число столкновений электронов с атомами ртути по сравнению с тем же числом при отсутствии аргона, а следовательно, увеличивает и число возбуждающих столкновений. Поэтому в грубом приближении мы вправе ожидать, примерно, такого же распределения расходуемой мощности, которое следует из диаграммы рис. 150 для абсциссы, соответствующей давлению в несколько *мм* Hg. Однако опыт показывает, что изменение парциального давления паров ртути, небольшое по сравнению с общим давлением, сильно отзывается на удельном весе резонансного излучения. Так, при диаметре трубки 3 см и силе тока 0,65 А давление паров ртути, оптимальное по отношению к резонансному излучению, — 0,01 *мм* Hg. Это соответствует температуре жидкой ртути в разрядной трубке 40° С; при температурах 60° или 20° С, что соответствует давлению ртутного пара 0,05 и 0,001 *мм* Hg, относительная интенсивность резонансного излучения значительно меньше. Объяснить такую чувствительность резонансного излучения к содержанию паров ртути и появление максимума можно так: С одной стороны, уменьшение парциального давления паров ртути приводит к уменьшению числа излучающих центров, с другой — увеличение этой концентрации приводит к облегчению разряда путём неупругих столкновений II рода атомов ртути с метастабильными атомами аргона и, следовательно, к понижению продольного градиента потенциала E_z . Следствием уменьшения E_z является уменьшение температуры электронов, а следовательно, и уменьшения числа электронов, обладающих значениями кинетической энергии необходимыми для возбуждения исходных уровней резонансных линий.

§ 8. Количественная теория излучения газового разряда. Основы оптического метода исследования внутренних параметров и элементарных процессов разряда. Приведённые в предыдущем параграфе рассуждения и объяснения носят качественный характер. Выводы относятся к двум большим группам резонансных и нерезонансных линий. Как показал В. А. Фабрикант, в настоящее время

¹⁾ Вспомним, что в формулу Сага и в формулу Больцмана T входит показатель.

возможно построить количественную теорию интенсивности излучения различных спектральных линий и произвести расчёт не только относительной, но в некоторых случаях и абсолютной интенсивности излучения [973] ¹⁾. Наиболее простым расчёт становится для случая малых плотностей разрядного тока и низкого давления газа, когда вторичные процессы не играют заметной роли и число актов испускания квантов радиации атомами равно числу актов возбуждения. В этом случае для интенсивности спектральной линии I_ν можно написать:

$$I_\nu = \alpha n h_\nu, \quad (403)$$

где n — коицентрация нормальных атомов, α — коэффициент, определяющий число актов возбуждения αn .

Согласно (403), в том случае, когда с какого-либо спектрального уровня может начинаться только один переход, соответствующий излучению какой-либо спектральной линии и при одновременном отсутствии вторичных тушащих процессов, интенсивность линии не зависит ни от продолжительности пребывания атома в данном возбуждённом состоянии, ни от вероятности испускания, а исключительно от числа актов возбуждения за 1 секунду. Если данный уровень является верхним уровнем для нескольких электронных переходов, то соотношение (403) справедливо только для суммарной интенсивности излучаемых при этом спектральных линий.

Для величины α можно написать

$$\alpha = a N_e \int_{V_a}^{\infty} Q_{12}(V) F(V) dV. \quad (404)$$

Здесь a — константа, N_e — число электронов, приходящееся на единицу длины столба, V_a — потенциал возбуждения, V — энергия электрона в электрон-вольтах, $Q_{12}(V)$ — эффективное поперечное сечение атома для соударений I рода, сопровождаемых возбуждением атома при энергии ударяющегося электрона, равной V , $F(V)$ функции распределения энергии среди электронов.

$Q_{12}(V)$ определяется вероятностью возбуждения при каждом столкновении, а также длиной свободного пути электрона. Вследствие отсутствия теоретически обоснованных выражений как для той, так и для другой В. А. Фабрикант пользуется следующей аппроксимацией, аналогичной аппроксимации, применявшейся для функции ионизации Н. Д. Моргулисом [977]

$$Q_{12}(V) = Q(V_m) \frac{V - V_a}{V_m - V_a} e^{1 - \frac{V - V_a}{V_m - V_a}}, \quad (405)$$

¹⁾ Там же, см. список литературы по излучению газового разряда.

где V_m — энергия электронов в максимуме функции возбуждения и $Q_{12}(V_m)$ берётся из экспериментальных данных.

Благодаря вхождению в знаменатель показателя при e выражение $V_m - V_a$ (405) удачно передаёт особенности хода вероятности возбуждения в зависимости от V как в случае острого, близкого к началу возбуждения максимума, так и пологого хода этой вероятности — пример: триплетные уровни ртути и синглетные уровни ртути

$$V_m - V_a \approx 10V \text{ и } (V_m - V_a) \approx 1,5V.$$

Подстановка в (404) вместо $F(V)$ функции распределения Максвелла и вместо $Q_{12}(V)$ выражения (405) даёт:

$$\begin{aligned} \alpha n &= 1,8 \cdot 10^8 n N_e Q_{12}(V_m) T_e^{\frac{1}{2}} f_1(T_e, V_a, V_m) = \\ &= 1,8 \cdot 10^8 n N_e Q_{12}(V_m) T_e^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{b-1}{b^3} \left[2 + b \frac{V_a}{T_e} \right] - \frac{V_a}{T_e} \right\}, \quad (406) \end{aligned}$$

где

$$b = 1 + \frac{T_e}{V_m - V_a}; \quad (407)$$

T_e — две трети электронной температуры плазмы, выраженной в вольтах.

Таким образом, для рассматриваемого простого случая, пользуясь выражениями (403) и (406), можно определить интенсивность данной спектральной линии, зная n , N_e , T_e , V_a и V_m , и наоборот: зная интенсивность нескольких спектральных линий, можно определить N_e и T_e , а также $Q_{12}(V_m)$, являющееся одной из атомных констант данного газа. Произведённый этим методом расчёт величины интенсивности первого резонансного дублета NaI, в зависимости от температуры электронного газа в плазме, дал результаты хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. На рис. 15 эти экспериментальные данные представлены треугольниками для давления паров Na $2 \cdot 10^{-3}$ мм Hg, кружками для $4 \cdot 10^{-3}$ мм Hg и крестиками для $6 \cdot 10^{-3}$ мм Hg. Сплошная кривая теоретическая. Подобного же рода расчёт, произведённый для резонансных линий HgI, привёл к следующим выводам. Вопреки делавшимся раньше предположениям [978] в излучении плазмы разряда в парах ртути низкого давления удельный вес линии $1850 \text{ \AA}$ очень значителен. При очень низком давлении всё излучение сосредоточено в этой линии. При увеличении давления паров ртути интенсивность линии $1850 \text{ \AA}$ падает по сравнению с интенсивностью линии $2537 \text{ \AA}$ становится в несколько раз меньше этой последней интенсивности. Причиной изменения соотношения интенсивностей является при очень низких давлениях различие хода функции возбуждения или, точней,

говоря, различие в ходе зависимости эффективного поперечного сечения $Q_{12}(V)$ от V ; при высоком давлении, наоборот, основным является различие в высоте потенциала возбуждения.

Результаты подсчетов интенсивности линий 1850 и 2537 Å в ртутном разряде низкого давления, основанные на данных зондовых измерений N_e и T_e и на имеющихся в литературе данных для $Q_{12}(V)$ [977], [978], представлены в логарифмическом масштабе пунктирными кривыми рис. 152. В сплошных кривых учтено «тушение» возбужденных атомов при неупругих соударениях II рода с электронами. Совпадение пунктирных и сплошных кривых при давлениях, меньших 10^{-2} мм Hg, показывает, что в этой области давлений приведенная выше простая теория, не учитывающая вторичных процессов, вполне приложима. Те же соотношения имеют место и для сравнительной интенсивности одиночных и триплетных линий гелия и неона. Из других выводов теории отметим следующие. Интенсивность каждой спектральной линии должна иметь максимум при некотором давлении; чем выше V_a , тем при более низком давлении должен иметь место этот максимум. При $\frac{V_a}{T_e} \gg 1$ отношение интенсивностей двух линий, обладающих одинаковой формой функции возбуждения,

пропорционально $e^{-\frac{V_{c2}-V_{c1}}{T_e}}$. Если две линии обладают близкими потенциалами возбуждения и одинаковой формой функции возбуждения, то

$$\frac{I_{v_1}}{I_{v_2}} = \frac{Q_{12}(V_{m_1})}{Q_{12}(V_{m_2})} = \frac{g_1}{g_2}, \quad (408)$$

где g_1 и g_2 — статистические веса верхних уровней этих линий, так как, согласно квантовой механике, при возбуждении медленными

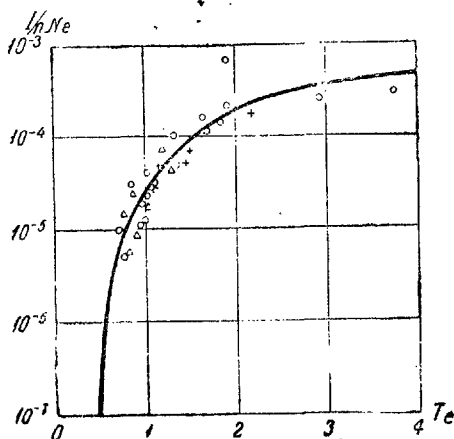


Рис. 151. Зависимость интенсивности излучения положительного столба в парах натрия I от температуры электронов T_e . По оси ординат отложено $\frac{I}{nNe}$, где n — концентрация нейтральных атомов натрия, Ne — концентрация электронов. Сплошная кривая — теоретическая. Треугольники, кружки и крестики — значения, вычисленные из экспериментальных данных, полученных при различных давлениях паров натрия ($2 \cdot 10^{-3}$, $4 \cdot 10^{-3}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ мм Hg). По оси абсцисс отложена средняя энергия в электрон-вольтах.

электронами отношение вероятностей возбуждения двух уровней близко к отношению их статистических весов.

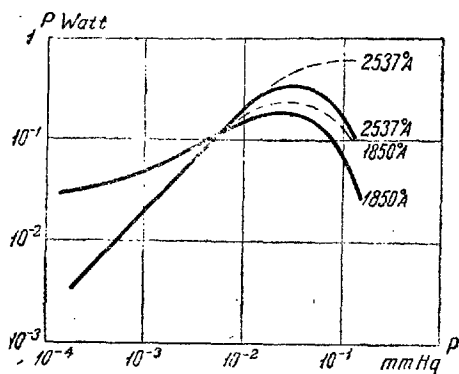


Рис. 152. Результаты подсчёта влияния давления на интенсивность резонансных линий Hg I.

напряжённости. Легко видеть, что отношение интенсивностей двух линий, согласно (406), зависит только от средней энергии электро-

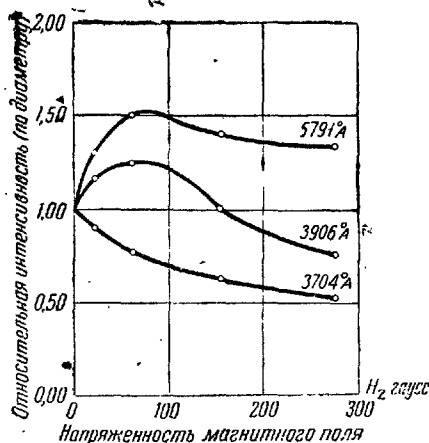


Рис. 153. Ход интенсивности линий Hg I 5791 Å, 3906 Å и 3704 Å в зависимости от напряжённости продольного магнитного поля.

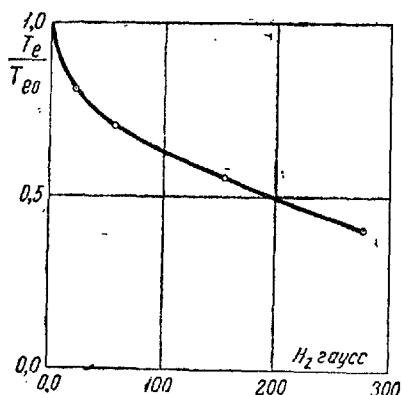


Рис. 154. Ход изменения температуры электронов T_e в зависимости от напряжённости продольного магнитного поля H_z . T_{e0} — температура электронов при $H_z = 0$.

нов плазмы и от формы функции возбуждения, влияющей на значения функции $f_1(T_e, V_a, V_m)$, так как N_e сокращается. Вычисления

в данном случае упрощается ещё тем, что для трёх перечисленных выше линий $V_m - V_a \gg 1$, а потенциалы возбуждения V_a высоки.

§ 9. Влияние вторичных процессов на излучение газового разряда. Количественный учёт ступенчатого возбуждения и неупругих соударений II рода [979, 983—989]. Теория излучения газового разряда значительно усложняется в том случае, когда уже нельзя более пренебрегать вторичными процессами. Из этих процессов наибольшее влияние на интенсивность спектральных линий оказывают соударения второго рода, ступенчатое возбуждение и диффузия излучения.

В случае не прямого, а ступенчатого возбуждения формула (406) должна быть заменена для случая одного только промежуточного уровня выражением

$$I_\nu = 1,8 \cdot 10^8 N_a T_e^{\frac{1}{2}} [n Q_{12}(V_m) f_1(T_e V_a V_m) + \\ + n_a Q_{12}(V_{ma}) f_{1a}(T_e V_{aa} V_{ma})]. \quad (409)$$

Здесь n_a — концентрация возбуждённых атомов на промежуточном уровне a , V_{ma} — выраженная в эквивалентных вольтах скорость электронов, соответствующая максимуму вероятности второго акта возбуждения, $Q_{12}(V_{ma})$ — соответствующее этому максимуму поперечное сечение атома, возбуждённого до состояния a , V_{aa} — потенциал второй ступени возбуждения; функция f_{1a} имеет тот же вид для второй ступени возбуждения, как f_1 для первой. Число атомных констант, которые теперь надо знать для пользования формулой (409), больше, чем в случае прямого возбуждения: кроме $Q_{12}(V_m)$; V_m и V_a это ещё $Q_{12}(V_{ma})$, V_{ma} и V_{aa} . Кроме того, для подсчёта интенсивности I_ν надо ещё знать концентрацию возбуждённых атомов на уровне a . Если уровень метастабильный и если можно пренебречь соударениями второго рода, приводящими к тушению этого возбуждённого состояния, то задача несколько упрощается, но и в этом случае n_a зависит не только от n и T_e , как в прошлом параграфе, но и от хода вероятности как первого перехода, так и второго.

Если состояние a не метастабильное, а с него возможен спонтанный переход в нормальное состояние, то n_a зависит ещё не только от вероятности этого резонансного перехода, но и от явления реабсорбции соответствующей радиации в газе. В то же время на n_a можно смотреть как на величину, определяемую для данного режима разряда экспериментально наравне с T_e . Так, например, n_a можно определить, измеряя поглощение в газе излучения, для которого состояние a является нижним уровнем, или же определяя коэффициент преломления газа вблизи линии поглощения и коэффициент поглощения в пределах линии поглощения (например, при помощи метода «крюков» Д. С. Рождественского [980]). Удобный и простой метод определения n_a — это метод определения величины реабсорб-

ции излучения в разряде — измеряется отношение интенсивностей какой-либо линии, для которой нижним уровнем является данный метастабильный уровень при наблюдении один раз вдоль, другой

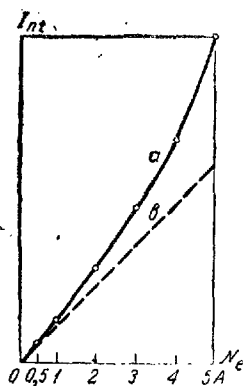


Рис. 155. Влияние концентрации электронов N_e на суммарную интенсивность линий триплета Hg I 5641 Å, 4358 Å и 4047 Å.

раз поперёк разрядной трубки. Это отношение является однозначной функцией n_a . При отсутствии ступенчатого возбуждения интенсивность спектральной линии, согласно (406), пропорциональна концентрации электронов и является такой же монотонно возрастающей функцией от плотности тока i , как и N_e . Соотношение (409) показывает, что при наличии ступенчатого возбуждения интенсивность I , растёт быстрее, чем N_e . Таким образом, построив график зависимости I , от N_e , можно сразу решить, имеет ли место ступенчатое возбуждение или нет. Во втором случае этот график представляет собой прямую линию, проходящую через начало координат. Эксперимент показывает, что в ряде случаев n_a пропорционально N_e . Тогда (409) принимает вид:

$$I_v = AN_e + BN_e^2. \quad (410)$$

Соответствующий (410) график зависимости от N_e для суммарной интенсивности линий видимого триплета Hg I (5641 Å, 4358 Å и 4047 Å) приведён на рис. 155. На оси абсцисс показаны значения силы тока для различных точек кривой. Касательная в начале координат $об$ соответствует первому члену правой части равенства (410). Разность ординат кривой $оа$ и прямой $об$ даёт значения второго

члена, так как соответствует числу актов вторичного возбуждения. Если эту разность представить как функцию от N_e^2 , то получается прямая линия — рис. 156. Из наклона этой последней можно определить n_a , если известно $Q_{12}(V_{ma})$, или определить $Q_{12}(V_{ma})$, если известно n_a . V_{ma} легко находится по виду функции возбуждения. В случае линий ртутного спектра о ходе этой функции можно судить по тому, имеем ли мы дело с интеркомбинационным переходом (с синглетного на триплетный уровень или наоборот), или с переходом, не сопровождаемым изменением направления спина электрона (переход с синглетного на синглетный или с триплетного на триплетный уровень). В первом случае $V_{ma} - V_{aa} \approx 1,5$ В; во

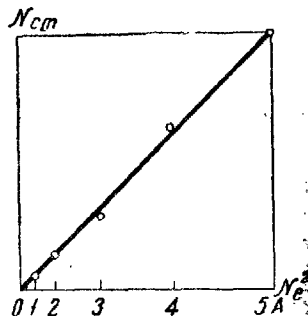


Рис. 156. Зависимость числа актов ступенчатого возбуждения $N_{ст}$ от квадрата концентрации электронов N_e^2 в случае видимого триплета Hg I.

втором $V_{ma} - V_{aa} \approx 10 \text{ V}$. В случае ступенчатого возбуждения в парах ртути, соответствующего переходам $6^1S_0 - 6^3P_{012}$ и $6^3P_{012} - 7^3S_1$, $Q_{12}(V_{ma})$ много больше, чем $Q_{12}(V_m)$. Большая роль ступенчатого возбуждения объясняется именно этим обстоятельством, а не преобладанием числа медленных электронов над быстрыми при данных условиях разряда. Первый член соотношения (410) даёт возможность определить T_e совершенно так же, как T_e определяется из (406). Вполне понятно, что если даже I_e и не представляет собой квадратичной функции от N_e , то мы всё же вправе представить I_e в виде

$$I_e = AN_e + F(N_e), \quad (411)$$

где $F(N_e)$ — какая-то функция от N_e , аналитическое выражение которой нам может быть и неизвестно. Если при излучении данной линии никаких других вторичных процессов, кроме ступенчатого возбуждения, не происходит, коэффициент A и в этом случае имеет то же выражение, что и в формуле (410), и может быть найден графически путём проведения касательной в начале координат к кривой $I_e = f(N_e)$, определённой экспериментально. Так как из A попрежнему определится T_e , то мы можем рассматривать только что изложенное как ещё один, притом несколько более сложный пример применения оптического метода определения внутренних параметров электрического разряда в газах. Заметим здесь, попутно, что в развёрнутом виде формулы (406) и (409) приложимы только, когда распределение скоростей среди электронов максвелловское, т. е. только к плазме, так как при выводе этих формул вместо $F(V)$ в (404) подставлен закон максвелловского распределения.

Для приложения того же метода к другим областям разрядного промежутка надо было бы знать соответствующий им закон распределения. Пока что можно сказать, что соотношение (404) после подстановки вместо $F(V)$ какого-либо предполагаемого закона распределения может служить для проверки того, насколько этот закон соответствует действительности или отступает от неё.

Другой вторичный процесс, оказывающий, как и ступенчатое возбуждение, значительное влияние на интенсивность излучения газового разряда, это «тушение» возбуждённых состояний при неупругих соударениях II рода. В обоих случаях это влияние возрастает с увеличением концентрации возбуждённых атомов n_a . Концентрация n_a тесно связана с продолжительностью пребывания атомов в возбуждённом состоянии. Вследствие явления реабсорбции излучения в разряде основное значение имеет при этом не индивидуальная продолжительность жизни отдельного возбуждённого атома, а эффективная или суммарная продолжительность существования в газе возбуждённого состояния, вызванная процессом диффузии излучения. Кроме продолжительности их пребывания в возбуждённом состоянии и диффузии радиации, концентрацию возбуждённых

атомов обуславливают процессы: 1) возбуждение путём неупругих соударений I рода между электронами и нормальными атомами, 2) процессы ступенчатой ионизации и возбуждения, 3) образование и разрушение возбуждённых атомов при соударениях II рода с электронами и с атомами, 4) диффузия возбуждённых атомов, а также диффузия излучения к стенкам и электродам, 5) процессы образования молекулярных ионов при соударении двух возбуждённых атомов и тому подобные процессы. Хотя не все эти процессы имеют одинаковое значение для устанавливающейся в их результате концентрации n_a и хотя некоторыми из них можно пренебречь без особенного ущерба для точности получаемых результатов, задача о концентрации возбуждённых уровней является в достаточной мере сложной даже в случае метастабильных атомов, когда не возникает вопроса об учёте спонтанных переходов на нормальный уровень и об учёте диффузии излучения. Как показывает В. А. Фабрикант [973, 983], при решении этой задачи в первом приближении можно пренебречь ступенчатой ионизацией и ступенчатым возбуждением, так как эти процессы значительно меньше влияют на концентрацию возбуждённых атомов, чем тушение соударениями II рода. Несколько упрощая суть дела, можно грубо сказать, что в соударениях II рода участвуют электроны любых, притом, согласно соотношению Клейна и Росселанда, преимущественно малых скоростей, тогда как для ионизации требуются сравнительно большие скорости, а возбуждение происходит в значительной мере лишь при скоростях, близких к максимуму функции $Q_{12}(V_{ma})$.

Кроме того, В. А. Фабрикант пренебрегает процессами, указанными в пункте 5 приведённого выше перечня, а из процессов, указанных в пункте 3, учитывает только те, которые соответствуют переходам метастабильных атомов в нормальное состояние. В результате он приходит к исходному уравнению задачи в виде:

$$D_a \left(\frac{\partial^2 n_a}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n_a}{\partial r} \right) + \alpha_a n q_e = \beta_a n_a q_e + \gamma_a n_a. \quad (412)$$

Здесь D_a — коэффициент диффузии метастабильных атомов, q_e — концентрация электронов на данном расстоянии r от оси, отнесённая к концентрации на оси, α_a — вероятность соударения первого рода между электронами и нейтральными атомами на оси разрядной трубки, β_a — вероятность тушения соударениями II рода метастабильных атомов с электронами на оси, γ_a — вероятность таких же соударений с невозбуждёнными атомами на оси. Под вероятностями здесь понимаются по аналогии с оптическими вероятностями числа соответствующих соударений I или II рода данного типа частиц в единицу времени. Левая часть (412) соответствует приросту числа метастабильных атомов вследствие их диффузии от оси трубки к её стенкам (первое слагаемое) и возбуждению метастабильных состояний соударениями I рода (второе слагаемое); правая часть —

неупругим соударениям II рода метастабильных атомов с электронами (первое слагаемое) и с атомами (второе слагаемое). В случае, когда $\gamma_a \gg \beta_a$, т. е. когда разрушение метастабильных атомов происходит в основном при соударении с атомами газа, примешанного к основному газу, решение уравнения (412) при граничных условиях $\left(\frac{\partial n_a}{\partial r}\right)_{r=0} = 0$, $n_{ar=R} = 0$, где R — радиус разрядной трубки имеет вид:

$$n_a(r) = n_a(0) I_0\left(2,405 \frac{r}{R}\right), \quad (413)$$

где I_0 — функция Бесселя нулевого порядка, а концентрация метастабильных атомов на оси трубки выражается соотношением:

$$n_a(0) = \frac{\alpha_a n}{\gamma_a + \frac{(2,405)^2 D_a}{R^2}}. \quad (414)$$

В случае, когда $\gamma_a \ll \beta_a$, т. е. когда соударения II рода сводятся в основном к соударениям с электронами, что имеет место при разряде с большой плотностью тока в газах, содержащих лишь очень небольшое количество примесей, решение сложнее и графическим путём приводит к кривым рис. 157. На этом рисунке по оси ординат отложена «*приведённая концентрация*» Y_a , равная отношению концентрации метастабильных атомов в данных условиях к концентрации n_{aB} , устанавливающейся, согласно теореме Больцмана, в случае статистического равновесия между прямым и обратным элементарными процессами; по оси абсцисс: $x = \frac{r}{R}$; B_a

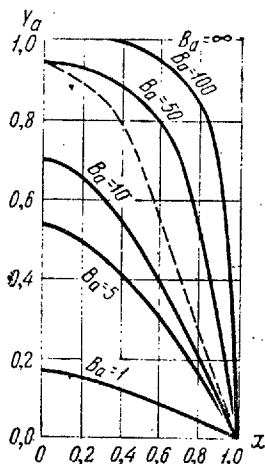


Рис. 157. Распределение метастабильных атомов по сечению разряда.

представляет собой параметр, равный $B_a = \frac{\beta_a R^2}{D_a}$ и зависящий от отношения вероятности соударений II рода к коэффициенту диффузии D_a . Пунктиром нанесён ход функции Бесселя нулевого порядка (при $n_a(0)$, соответствующем $B_a = 50$). При малых B_a , когда преимущественную роль в уничтожении метастабильных атомов играет процесс их диффузии к стенкам ($B_a < 10$), кривая распределения метастабильных атомов по радиусу трубки мало отличается от распределения по функции Бесселя. При $B_a = 50$ наблюдается уже сильное отклонение от хода этой функции. При $B_a \gg 100$ можно пользоваться асимптотическим решением в виде

$$Y_a = 1 - \frac{I_0(\sqrt{B_a} x)}{I_0(\sqrt{B_a})}, \quad (415)$$

где I_0 — функция Бесселя от чисто мнимого аргумента. При $V_a \rightarrow \infty$ и при сделанных допущениях единственными элементарными процессами, обуславливающими концентрацию n_a , становятся соударения I и II рода с электронами; при стационарном режиме разряда между этими двумя процессами должно наступить равновесие, и n_a по всему сечению трубки постоянно и определяется законом Больцмана. Поэтому $Y_a = 1$ и соответствует при любых x верхней горизонтальной прямой рис. 157. Так как концентрация n_a тесно связана с временем пребывания атома в возбужденном состоянии, то важным результатом этого решения является установление того факта, что соударения II рода косвенным образом влияют на диффузионную продолжительность жизни возбужденных атомов. Поэтому при большом тушении соударениями II рода расчёты, исходящие из аддитивного действия обеих рассмотренных причин, приводящих к уничтожению метастабильных атомов: диффузии их к стенкам и соударений II рода, должны приводить к неточным результатам.

Все кратко описанные до сих пор расчёты относятся к концентрации метастабильных атомов. Как уже было сказано, в случае неметастабильных возбужденных атомов подсчёт их концентрации в разряде сильно осложняется необходимостью учесть диффузию или, как иногда выражаются, «пленение» радиации в разряде. Так как режим разряда по оси трубки не идентичен с режимом в её внешних слоях, то форма линий, соответствующая излучению на оси трубки, и форма линии, соответствующая поглощению радиации во внешних частях объёма трубки, около стенок не одинаковы. Это обстоятельство сильно отзывается на явлении реабсорбции, но его трудно учесть. Однако уже Комптон [981] указал на аналогию между диффузией квантов радиации в разряде и обычной диффузией атомов или молекул. Мильн, а затем Фабрикант уточнили эту аналогию. В результате оказалось, что в целом ряде практически важных случаев задачу о концентрации неметастабильных возбужденных атомов можно решать так же, как и для метастабильных, если в уравнение, аналогичное уравнению (412), вместо D_a подставить коэффициент диффузии излучения D_r , равный

$$D_r = \frac{1}{3k^2\tau}, \quad (416)$$

где τ — средняя продолжительность жизни изолированного возбужденного излучающего атома, k — коэффициент поглощения газом данной радиации. По аналогии с приближенным выражением для обычного газокINETического коэффициента диффузии $D = \lambda v/3$ в выражении (416), $\frac{1}{k}$ играет роль средней длины свободного пути λ , τ — роль того промежутка времени, за который проходит рассто-

ние, равное λ , а $\frac{1}{k\tau} = \frac{\lambda}{\tau} = v$ — роль средней скорости. Более детальное рассмотрение показывает, что такая подстановка D_r вместо D_a возможна, если $\tau \ll \dot{n}_a$ (417), где ρ равно разности между числами соударений I и II рода в одну секунду, или, что то же, скорости образования возбуждённых атомов за счёт неоптических процессов — $\left(\frac{\partial n_a}{\partial t}\right)_{\text{неоптическ.}}$, τ равно концентрации возбуждённых

атомов, которая установилась бы при отсутствии реабсорбции излучения. Поэтому неравенство (417) эквивалентно требованию, чтобы эффективная продолжительность жизни возбуждённых атомов в разряде была во много раз больше, чем в изолированном состоянии. Это условие имеет место при достаточно большой интенсивности, соответствующей радиации в разряде. При малых плотностях излучения необходимо пользоваться более сложной теорией. Можно также учесть приближённо и влияние формы линий на реабсорбцию. Последовательное развитие теории приводит ещё к следующим выводам [973]. Распределение по r излучающих атомов сильнее отличается от равновесного больцмановского распределения, чем распределение метастабильных атомов. При слабом тушении и постоянном давлении приведённая концентрация излучающих атомов пропорциональна отношению плотности тока к радиусу трубки. Тушение излучающих атомов соударениями II рода становится заметным только в случае справедливости неравенства (417).

Что касается интенсивности излучения какой-либо спектральной линии, то интенсивность при наличии тушения I_m связана с интенсивностью той же линии при отсутствии тушения I_r соотношением

$$I_m = I_r \frac{A_r}{A_r + B}, \quad (418)$$

где A_r — эффективная вероятность излучения, а B — вероятность процессов тушения. Однако определение величины A_r оказывается довольно сложным. Поэтому для подсчёта интенсивности излучений при наличии тушения предпочтительно идти таким путём. В случае стационарного разряда энергетический баланс излучения требует, чтобы I_m равнялось разности между мощностью, затрачиваемой на соударения I рода, и мощностью, расходуемой при тушащих соударениях II рода. Следовательно, для случая $\gamma_a \ll \beta_a$ и цилиндрической разрядной трубки можно написать

$$I_m = \left\{ \alpha n - 2\pi \int_0^R \beta_a n_a(r) r dr \right\} h\nu. \quad (419)$$

Зная распределение концентрации излучающих атомов, можно подсчитать отсюда I_m . Таким именно методом были рассчитаны сплошные кривые на рис. 152.

Соударения II рода и диффузия радиации сильно отзываются также и на интенсивности излучения линий, соответствующих переходу не на основной, а на какой-либо возбуждённый уровень. Если несколько линий имеют общий верхний уровень, то даже при отсутствии тушения (малые плотности тока и чистый газ), но при наличии реабсорбции последняя приводит к перераспределению интенсивности между такими линиями. Чем выше уровень возбуждения, с которого происходит соответствующий этой линии энергетический переход, тем при более высокой плотности тока и при большем давлении начинает сказываться тушение соударениями II рода.

При тех режимах разряда, когда число элементарных актов тушения данного возбуждённого уровня, вызванных неупругими соударениями II рода, возрастает настолько, что этими соударениями определяется продолжительность пребывания атома на данном энергетическом уровне, а следовательно, и концентрация n_a возбуждённых атомов, мы имеем дело с состоянием, очень близким к статистическому микроравновесию между соударениями I и II рода, по отношению к данному энергетическому уровню.

Светящийся газ в таком состоянии получил название «*больцмановского излучателя*» [982]. Расчёт интенсивности излучения какой-либо спектральной линии, для верхнего энергетического уровня которой такое микроравновесие имеет место, вновь упрощается, так как концентрация возбуждённых атомов на верхнем уровне может быть определена по формуле Больцмана (203), и I_ν становится равным

$$I_\nu = n \frac{g_a}{g} e^{-\frac{eV_a}{kT_e}} A_\nu h\nu, \quad (420)$$

где g_a и g — статистические веса возбуждённого и нормального состояний, A_ν — вероятность спонтанного излучения кванта $h\nu$ изолированной частицей газа. В случае, когда источником излучения данной линии являются имеющиеся в газе в малом количестве примеси, более детальный подход к вопросу о подсчёте интенсивности I_ν требует учёта ионизации этих примесей, так как ионизация может значительно снизить концентрацию n атомов примеси, находящихся в нормальном состоянии, а следовательно, снизить и I_ν . Другое затруднение при пользовании формулой (420) заключается в том, что при режимах, приводящих к возможности рассматривать разряд как больцмановский излучатель, температура газа по оси разряда много выше, чем у стенок трубки. Поэтому измерение интенсивности излучения в направлении, перпендикулярном к оси трубки, даёт суммарное излучение, складывающееся из излучений различных слоёв газа, имеющих различные температуры.

При больших давлениях и большой плотности разрядного тока, как мы увидим в соответствующих главах, температура электронного газа в отщнуровавшемся положительном столбе разряда де-

ляется равной температуре газа. Так как эта температура достаточно высока, все процессы возбуждения принимают характер термического возбуждения.

Вместе с тем вследствие усиленного взаимодействия при таком режиме разряда всех частиц газа как между собой, так и со световыми квантами и вследствие хаотического переплетения всех этих взаимодействий концентрацию возбуждённых частиц на данном энергетическом уровне нельзя больше рассматривать изолированно как результат микроравновесия только соударений I рода, переводящих невозбуждённые частицы из нормального состояния на данный уровень, и соударений II рода, вызывающих обратный переход на нормальный уровень энергии. Разряд перестаёт быть больцмановским излучателем и начинает приобретать свойства чёрного излучателя. Относительная интенсивность наиболее ярких спектральных линий соответствует в этом случае закону излучения Планка для данной температуры. Это обстоятельство

приводит к ещё одному дополнительному оптическому методу определения температуры газа в отшнурованном положительном столбе, причём обычно для большей простоты расчёта пользуются вместо формулы Планка (367) формулой Вина в виде:

$$I_{\lambda} = \frac{3,7 \cdot 10^{-5}}{\lambda^5} e^{-\frac{1,43}{\lambda T} \Delta \lambda}, \quad (421)$$

где I_{λ} — интенсивность излучения какой-либо линии с поверхности положительного столба в эрг/сек·см, $\Delta \lambda$ — эффективная ширина спектральной линии.

Проверка соотношения (421) проведена для ртутного разряда высокого давления и показала, что в этих условиях ртутный отшнурованный разряд действительно близок к «чёрному излучателю» (в отношении наиболее интенсивных линий) и уже очень далёк по своим свойствам от больцмановского излучателя.

В связи с явлением реабсорбции радиации в разряде представляет интерес вопрос о распределении интенсивности излучения по различным направлениям, проведённым в плоскости, проходящей через ось разрядной трубки. При очень малом коэффициенте поглощения излучения газом радиация, испускаемая равномерно по всем направлениям любым элементом объёма газа, доходит беспрепятственно до стенки трубки. Представим себе, что стенки трубки покрыты непрозрачным чехлом, в котором оставлено прозрачное окошко AB площадью в ds (рис. 158, продольный разрез трубки

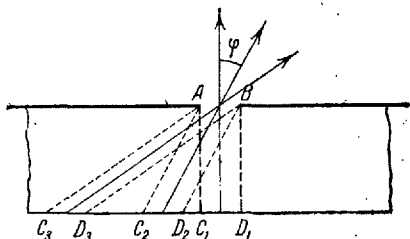


Рис. 158.

по оси). Если режим разряда один и тот же во всём объёме трубки, то интенсивность излучения окошка AB в каком-либо направлении зависит исключительно от того объёма внутри трубки, из которого радиация данного направления попадает в окошко AB . Так как площади ABC_1D_1 , ABC_2D_2 и т. д. равны между собой для любого угла φ между нормалью к поверхности трубки и выбранным направлением, то равны и соответствующие объёмы. Следовательно, в этом случае интенсивность излучения какого-либо элемента поверхности трубки не зависит от угла φ . Если же, наоборот, коэффициент погло-

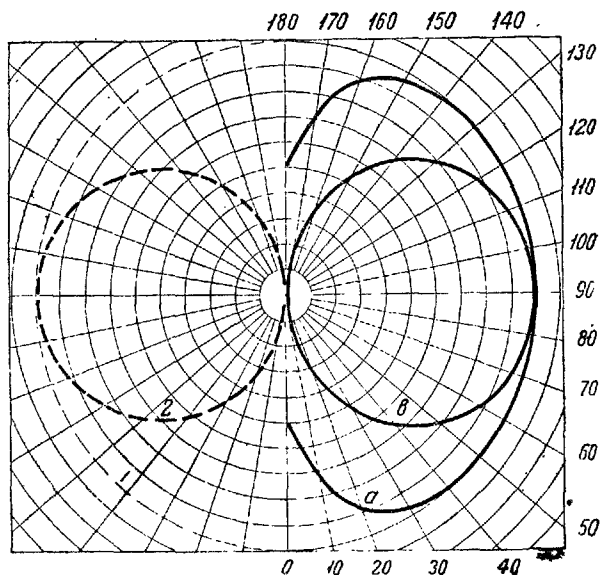


Рис. 159. Распределение интенсивности излучения под различными углами к оси положительного столба. Кривая a — разряд в неоне, малое поглощение; кривая b — разряд в парах натрия, большое поглощение радиации в пределах разрядной трубки.

щения радиации в газе очень велик и каждый слой газа как бы сперва поглощает всю поступающую в него радиацию, а затем вновь испускает её (диффузия излучения), то фактически во внешнее пространство поступает излучение лишь очень тонкого слоя газа, лежащего под окошком AB . В этом случае мы имеем дело с телом, поглощающим все падающие на него лучи, и поэтому закон распределения интенсивности излучения по различным направлениям соответствует излучению чёрного тела, т. е. определяется законом Ламберта. В светотехнике принято характеризовать распределение излучения какого-либо источника света по различным направлениям

кривыми распределения света, построенными следующим образом. На прямых, проведённых из излучающего центра, откладывают в различных направлениях отрезки, пропорциональные интенсивности излучения в данном направлении. Концы этих отрезков соединяют непрерывной кривой. В первом из рассмотренных выше случаев кривые распределения света представляют собой окружности с центром в середине окошка AB (рис. 158). Во втором случае — закон Ламберта — окружность, касательную к прямой AB . На рис. 159 эти окружности показаны пунктиром в левой части чертежа: первому случаю соответствует 1, второму — 2.

В правой части рисунка 159 сплошные кривые дают найденное и экспериментальное распределение излучения неоновой лампы — a и натриевой — b . Спектральным линиям, излучаемым в неоновом разряде, соответствуют в качестве нижних энергетических уровней метастабильные состояния. Концентрация этих атомов по сравнению с концентрацией нормальных атомов невелика, и реабсорбция излучения в разряде сравнительно незначительна. В парах натрия нижним уровнем излучаемых линий D является нормальный уровень, и все нормальные атомы участвуют в поглощении радиации. Поэтому распределение излучения натриевой лампы соответствует почти полностью закону Ламберта, а распределение излучения неоновой лампы приближается к случаю, соответствующему пунктирной окружности 1.

§ 10. Спектры NaI, HeI, HeII. Как показывает схема рис. 146, спектр NaI много проще спектра HgI. Все показанные в этой схеме линии укладываются в 1-ю или 2-ю главную серию, 2-ю побочную, 1-ю побочную и фундаментальную серии. Число этих линий невелико. Отличительной чертой спектра NaI является то, что интенсивность жёлтой дублетной линии NaI, так называемых линий D_2 — 5889,96 Å и D_1 — 5895,93 Å, много больше интенсивности любой другой линии того же спектра, особенно в видимой его части. Отсюда монохроматичность излучения разряда в парах натрия. Другое отличие схемы спектральных термов NaI от той же схемы для HgI — отсутствие метастабильных уровней, как и у всех щелочных металлов.

На рис. 160 и 161 мы приводим схемы термов и линий HeI. В спектре HeI интеркомбинационный запрет строго соблюдается. Резонансные линии HeI лежат в очень далёкой ультрафиолетовой области и представляют собой первые линии главной одиночной серии паргелия $1^1S_0 - m^1P_1$ с длинами волн 584 Å, 537 Å, 522 Å и 516 Å. Уровни $1s2s^3S_1$ и $1s2s^1S_0$ — метастабильные, с энергией возбуждения 20,55 э.в. и 19,77 э.в. Наиболее яркие линии видимой части спектра гелия: жёлтая двойная линия $1s2p^3P_0 - 1s3d^3D_1$, 5876,0 Å и $1s2p^3P_1 - 1s3d^3D_1$, 5875,6 Å; оранжевые и красные линии, $1s2p^3P_1 - 1s3s^3S_1$, 7065,19 Å, $1s2p^1P_0 - 1s3d^1D_2$,

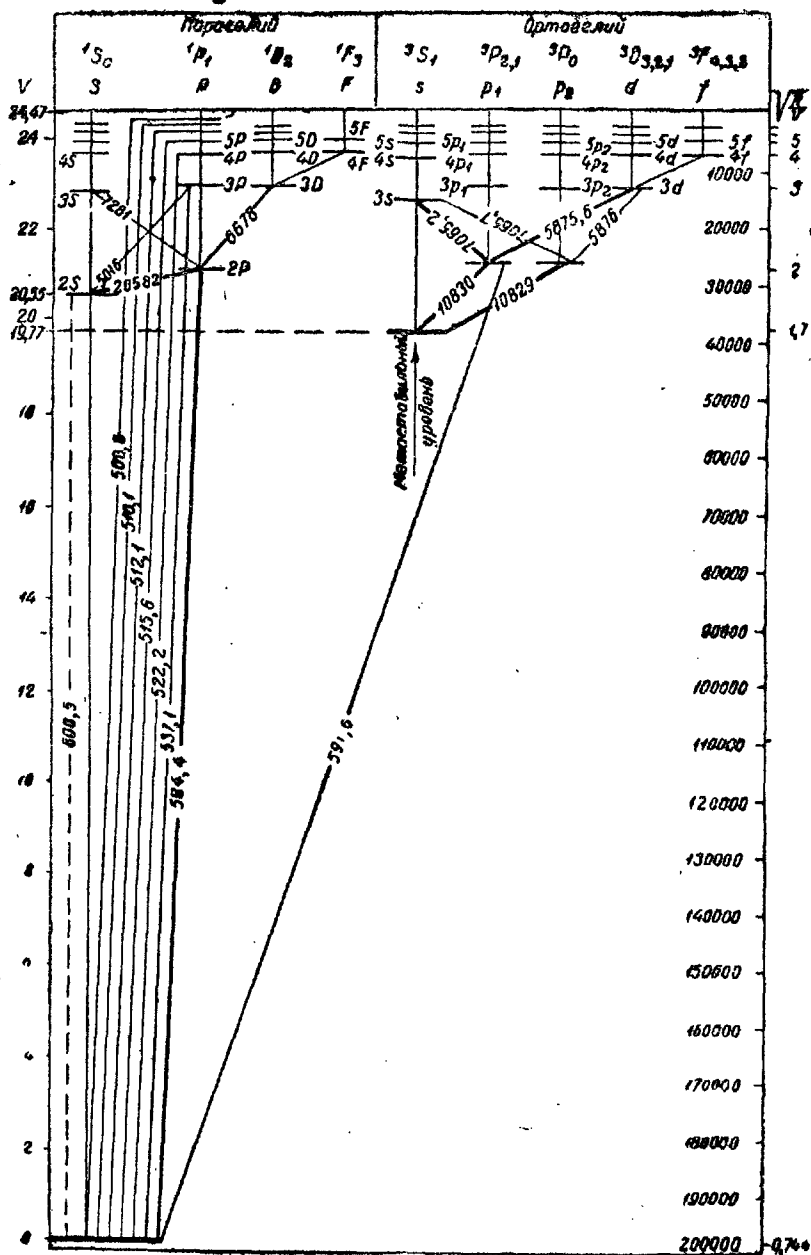
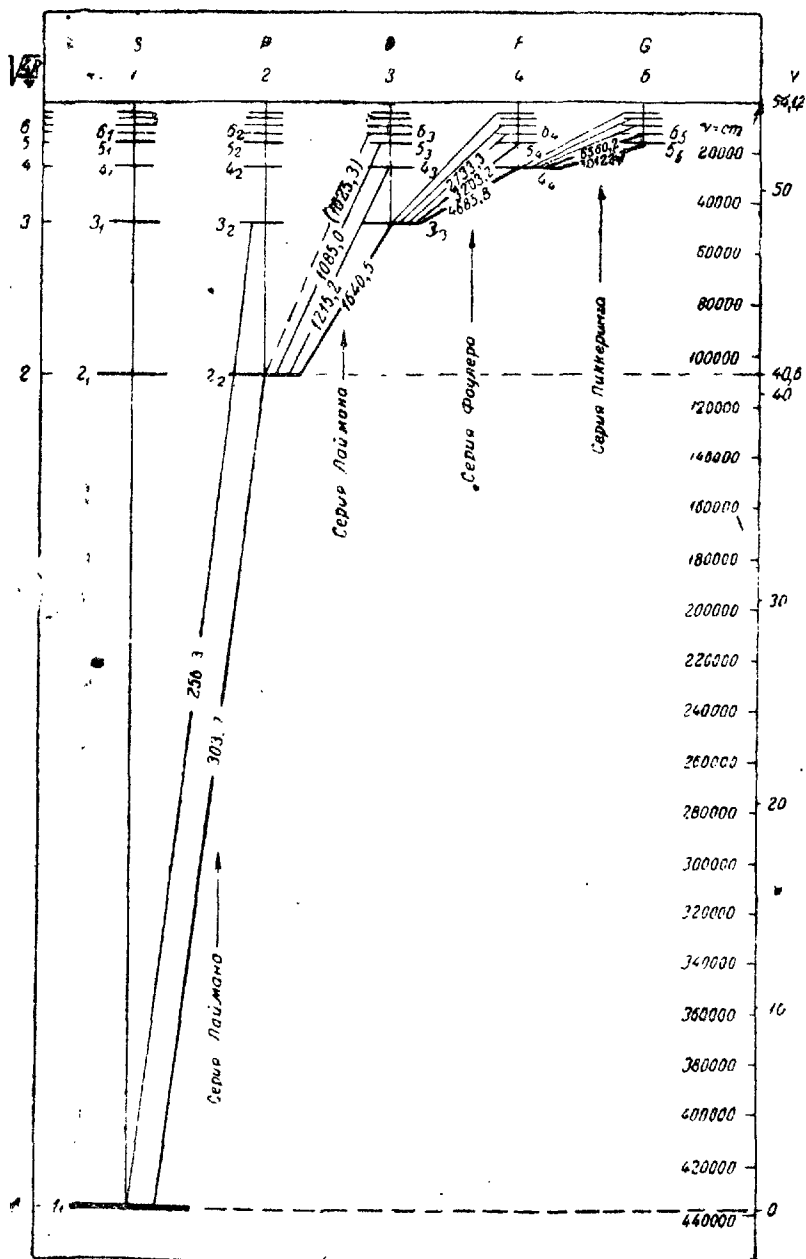


Рис. 160. Схема спектральных термов He I.



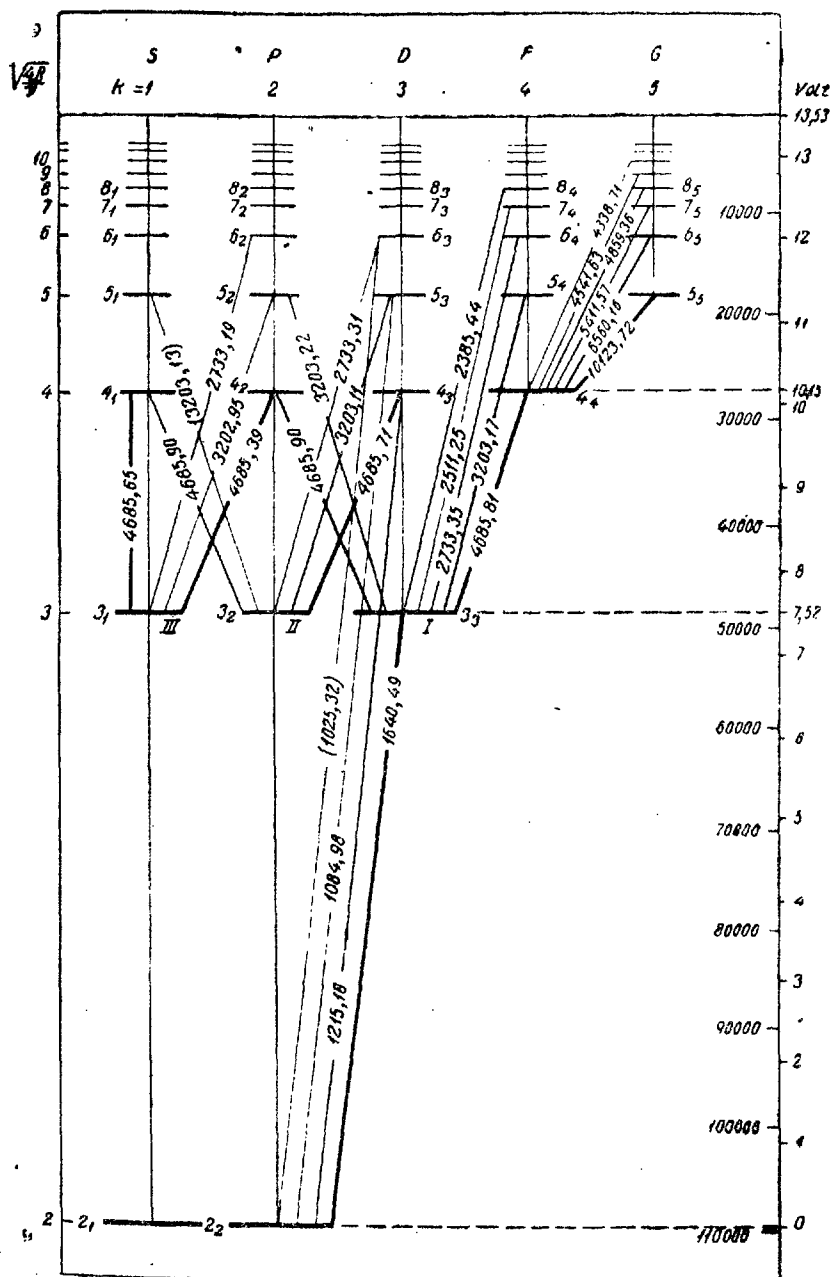


Рис. 163. Схема спектральных термов He II.

6678,15 Å, $1s2p^1P_1 - 1s3s^1S_0$ 7281,35 Å; голубая $1s2p^1P_1 - 1s4d^1D_2$, 4921,93 Å и фиолетовые $1s2p^1P_2 - 1s4d^1D_3$, 4471,48 Å; $1s2p^1P_{21} - 1s5d^3D_{321}$, 4026,19 Å и ряд других, более слабых.

В инфракрасной части спектра довольно интенсивная триплетная линия второй главной серии¹⁾ $1s2s^3S_1 - 1s2p^3P_1$ 10 830 Å, сливающаяся с более слабой линией того же триплета $1s2s^3S_1 - 1s2p^3P$ 10 829 Å, а также первая линия 2-й главной одиночной серии $1s2s^1S_0 - 1s2p^1P_1$ 20 581,04 Å.

Поэтому разряд в He иногда применяется как источник инфракрасного излучения.

В ультрафиолетовой части спектра имеется одна только интенсивная линия $1s2s^3S_1 - 1s3p^3P_2$ 3888,65 Å. В промежутке от $\lambda = 2500$ Å до $\lambda = 600$ Å в спектре He I линий нет.

Спектр He II (α -частица и один электрон) всецело охватывается следующей формулой (422),

$$\nu = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) m = n + 1, n + 2, \quad (422)$$

вполне аналогичной формуле (376), но только с множителем $Z^2 = 4$ и несколько иным численным значением константы Ридберга R , а именно $R_{\text{He}} = 109\,722,14 \text{ см}^{-1}$,

так как в случае ионизованного гелия поправка на движение ядра меньше, чем в случае водорода.

Такая же формула охватывает спектр Li III при $Z = 3$, Be IV при $Z = 4$ и т. д., причём R всё более и более приближается к значению $R_{\infty} = 109\,737,11 \pm 0,06 \text{ см}^{-1}$, имеющему место для ядра с настолько большой массой, что массой электрона по сравнению с ней можно прене-

Таблица 26

Серия Пиккеринга		Серия Бальмера	
m	λ Å	m	λ Å
5	10123,7	—	—
6	6560,23	3	6562,80
7	5411,55	—	—
8	4859,34	4	4861,33
9	4541,61	—	—
10	4338,69	5	4340,47
11	4199,88	—	—
12	4100,00	6	4101,74

бречь. Серии He II при $n = 1$ и $n = 2$ носят название серий Лаймана, а при $n = 3$ и $n = 4$ — серии Фаулера и серии Пиккеринга. Последняя первоначально приписывалась атому водорода. Линии этих серий He II показаны на схемах рис. 162 и 163.

В таблице 26 линии серии Пиккеринга сопоставлены с линиями водородной серии Бальмера.

¹⁾ Первой главной серии нет, так как терма $1s1s^3S_1$ не существует.

В сильных электрических полях, а также при высоких давлениях в спектре He I изменяется относительная интенсивность линий, а также появляются новые серии линий, нарушающие правило отбора $\Delta L = \pm 1$, как то серии:

$$1S - mS \ (m=2, 3, \dots); \ 1S - mD \ (m=3, 4, \dots); \ 1S - mF \ (m=4, 5 \dots); \\ 3S - mS \ (m=4, 5, \dots); \ 3S - mD \ (m=3, 4, \dots).$$

В результате при изменении режима разряда при увеличении силы тока и напряжения в гелии изменяется цветность катодных частей тлеющего разряда.

§ 11. Спектры неона и аргона [13]. Внешние электронные оболочки атомов неона и аргона одинаковы и построены каждая из восьми электронов, в том числе по два s -электрона с противоположно направленными спинами и по шести p -электронов. Два из последних имеют момент спина, антипараллельный моменту орбитального движения, внутреннее квантовое число j , равное $1/2$, и магнитные квантовые числа m , равные $+1/2$ и $-1/2$; остальные четыре p -электрона имеют момент спина, параллельный орбитальному моменту количества движения, $j=3/2$ и $m=+3/2, +1/2, -1/2, -3/2$.

Изучение термов как Ne I, так и Ar I показало, что для благородных газов наблюдается аномальная связь между спиновыми и орбитальными моментами количества движения. Обозначения термов S , P , D и т. д. приобретают поэтому условный характер. Интеркомбинационный запрет не соблюдается. Различные последовательности термов стремятся не к одной общей границе, а по крайней мере к двум. В случае неона положение этих границ отличается по шкале волновых чисел на 780 см^{-1} ; в случае аргона на $1423,2 \text{ см}^{-1}$. Это указывает на существование для каждого из этих элементов по крайней мере двух различных потенциалов ионизации, разнящихся между собой на 0,1 э.в. в случае неона и соответственно равных 15,70 э-в и 15,85 э.в. в случае аргона. Различные значения потенциалов ионизации соответствуют отрыву от нейтрального атома одного p -электрона с ориентировкой спина, параллельной вектору L атома или одного p -электрона с антипараллельной ориентировкой спина. Эти два различных акта ионизации приводят к двум различным типам положительных ионов с внутренними квантовыми числами $J=1/2$ в первом случае и $L=3/2$ во втором.

Количество энергии, необходимое для отрыва или для возбуждения одного из s -электронов, ещё больше отличается от энергии, необходимой для отрыва или возбуждения одного из p -электронов. В результате, в случае неона и аргона (а также криптона и ксенона), различают два спектра: «красный» спектр, линии которого соответствуют энергетическим переходам p -электронов, и «синий» спектр, связанный с возбуждением s -электронов и переплетающийся с искро-

вым спектром (возникающим при одновременном отрыве одного из p -электронов).

Первые резонансные линии красного спектра неона и потенциалы возбуждения соответствующих им верхних энергетических уровней приведены в таблице 27.

Таблица 27 [13]

Первые резонансные линии Ne I, Ar I, Kr I и Xe I

	$^1S_0 - ^3P_1$ $\lambda \text{ \AA}$	$S_0^1 - ^1P_1$ $\lambda \text{ \AA}$	Потенциалы возбуждения вольт
Ne I	743,8	736,0	16,8
Ar I	1066,1	1048,6	11,8
Kr I	1235,9	1164,8	10,6; 10,0
Xe I	1469,9	1295,8	9,5; 8,4

Значительно выше основного энергетического уровня $(2s)^2(2p)^{61}S_0$ расположено по четыре близких между собой уровня $^3P_2, ^3P_1, ^3P_0, ^1P_1$ (423) с состояниями валентных электронов $(2s)^2(2p)^{53}s$ — уровни s_5, s_4, s_3, s_2 по старой номенклатуре Пашена для неона. Главные квантовые числа соответствуют электронам неона; в случае аргона эти числа надо увеличить здесь и в последующих символах термов на единицу. Высота этих уровней лежит для неона в пределах 16,54 — 16,80, для эл.-в. аргона — $^3P_2$ — 11,49 эл.-в. $^3P_1$ — 11,58 эл.-в. $^3P_0$ — 11,69 эл.-в. $^1P_1$ — 11,78 эл.-в. Подобно тому, как это имеет место для HeI и HgI, уровни $^3P_2$ и $^3P_0$ метастабильные. Следующую по высоте группу уровней (уровни $p_{10}p_9p_8...p_2p_1$ — по номенклатуре Пашена для неона) представляют собой десять уровней

$$^3S_1, ^3D_3, ^1D_2, ^1P_1, ^3P_3, ^3D_1, ^3D_2, ^1S_0, ^3P_1, ^3P_0 \quad (424)$$

с состоянием валентных электронов $(2s)^2(2p)^{53}p$. Высота этих уровней лежит для NeI в пределах от 18,3 до 18,9 эл.-в. для ArI от 12,7 до 13,3 эл.-в.

В видимом спектре неона имеется многочисленная группа оранжевых и красных линий. Тридцать из них соответствуют согласным с правилами отбора переходам между двумя указанными выше группами p - и s -термов Пашена (424) и (423). Наиболее интенсивные линии из этой группы изображены на схеме рис. 164. Эти именно линии наблюдаются в спектре поглощения, возбужденного в газовом разряде неона; особенно интенсивны в спектре поглощения те линии, нижние уровни которых метастабильны. Длины волн этих тридцати линий лежат в пределах от 5853 Å до 7032 Å. Термы p -группы

Пашена представляют собой нижние уровни целого ряда других линий NeI, лежащих в ближней инфракрасной области спектра и в красной и оранжевой частях видимого спектра.

Все эти линии, равно как и упомянутые выше тридцать линий, представляют собой первые наиболее интенсивные линии соответ-

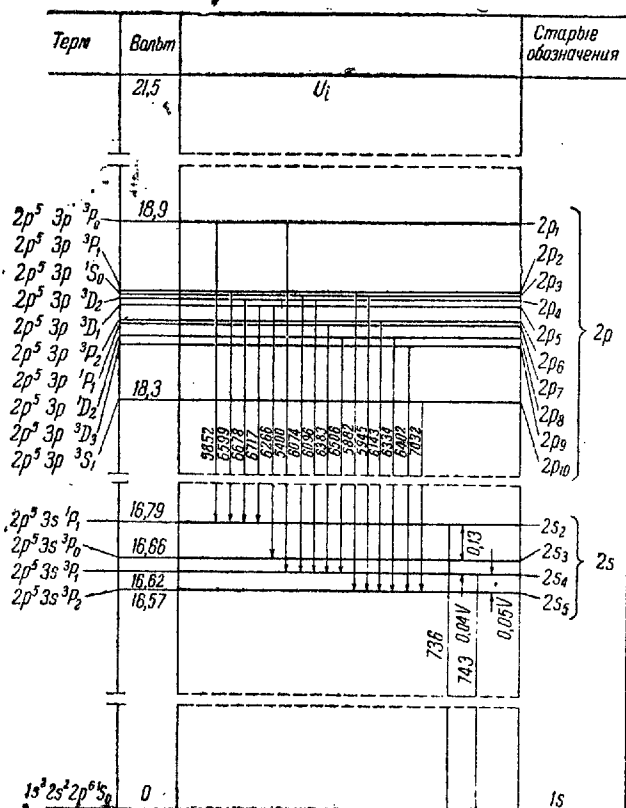


Рис. 164. Схема нижних спектральных термов неона (s -термы и p -термы по номенклатуре Пашена).

вующих спектральных серий. Остальные линии этих многочисленных серий мало интенсивны и в излучении NeI роли не играют.

Мейсснер, исследовавший спектр ArI, удержав в основном для аргона номенклатуру, введенную Пашеном для неона с её s - и p -термами. По номенклатуре Мейсснера термы $p_1 p_2 p_3 p_4 \dots p_8 p_{10}$ соответствуют последовательно термам:

$$^3P_0, ^3P_1, ^3D_1, ^3D_2, ^1S_0, ^3P_2, ^1P_1, ^1D_2, ^3D_3, ^3S_1, \quad (425).$$

В Ag I тридцать линий, соответствующих переходам с p -термов Мейсснера-Пашена на s -термы, лежат в пределах от $6677 \text{ \AA}$ до $11590 \text{ \AA}$. Лишь некоторые из них попадают в видимую область спектра. Переходам на s -уровни Мейсснера с более высоких уровней, чем p -уровни (вторые линии главных серий Ag I) соответствуют 16 более или менее интенсивных линий видимого спектра от $4702 \text{ \AA}$ до $4158 \text{ \AA}$ и ряд ультрафиолетовых линий; переходам на p -уровни Мейсснера с более высоких уровней — 11 более или менее интенсивных линий видимого спектра от $6871 \text{ \AA}$ до $5187 \text{ \AA}$.

В зависимости от условий возбуждения свечение аргона в газовом разряде имеет грязновато-лиловый или серовато-голубой оттенок. В общем и целом, свечение аргона гораздо менее ярко и менее эффектно, чем свечение неона.

«Синий» спектр неона появляется при высокочастотном кольцевом безэлектродном разряде, а также при конденсированном искровом разряде и большом давлении неона. Линии этого спектра лежат в основном в ультрафиолетовой части. Первая, очень интенсивная группа линий этого спектра лежит около $4400 \text{ \AA}$, далее следуют интенсивная фиолетовая линия $4290 \text{ \AA}$ и очень интенсивная группа линий около $4240 \text{ \AA}$. Другая богатая линиями область начинается около $3829 \text{ \AA}$ и доходит до $2593 \text{ \AA}$. Таким образом, при указанных выше способах возбуждения кварцевая неоновая трубка — интенсивный источник ультрафиолетового излучения.

§ 12. Молекулярные термы и спектры. При отсутствии внешнего магнитного или электрического поля энергия атома не зависит от направления вектора $\mathbf{J}$. В магнитном и в электрическом полях магнитное квантовое число m характеризует величину проекции вектора момента количества движения на направление поля. Энергия атома становится различной при различных значениях m . Уровни энергии атома расщепляются; в спектре имеют место эффект Зеемана и эффект Штарка. Не входя в детальное рассмотрение этих явлений, отметим только, что в сильных полях взаимодействие между полем и каждым из векторов $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$ становится сильнее, чем взаимодействие этих векторов между собой. Это означает, что векторы $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$ ориентируются уже не по отношению друг к другу, а каждый в отдельности по отношению к направлению внешнего поля.

Энергетический уровень молекулы зависит от энергетических уровней, входящих в её состав электронов, от энергии колебательного движения атомных ядер и от энергии их вращательного движения. Поэтому спектральный терм молекулы в каком-либо данном состоянии $T_{\text{мол}}$ составляет сумму электронного терма $T_{\text{эл}}$ колебательного (вибрационного) терма $T_{\text{кол}}$ и вращательного терма $T_{\text{вр}}$:

$$T_{\text{мол}} = T_{\text{эл}} + T_{\text{кол}} + T_{\text{вр}}. \quad (426)$$

При сближении двух свободных атомов каждый из них попадает в электрическое поле другого; спектральные термы каждого атома всё более и более расщепляются; спектры обоих атомов всё более и более изменяются. При образовании устойчивой молекулы электронные оболочки образующих её атомов окончательно перестраиваются. Всё же, между электронными термами двухатомной молекулы и термами образовавших её атомов существует определённое соотношение. Переход атомных термов в молекулярные можно проследить.

Обозначим вектор орбитального момента количества движения и вектор спина каждого из атомов через L_1, S_1 и L_2, S_2 . Электрическое поле между ядрами составляющих молекулу атомов направлено по прямой, проходящей через ядра и носящей название оси молекулы. Каждый из векторов L_1, L_2, S_1, S_2 ориентируется самостоятельно. Сперва происходит ориентация каждого из векторов L_1 и L_2 по отношению к оси молекулы, затем ориентация S_1 и S_2 по отношению к среднему направлению совершающих прецессионное движение вокруг этой оси векторов L_1 и L_2 . Обозначим проекции векторов L_1, S_1, L_2, S_2 на ось молекулы соответственно через $\sigma_{L1}, \sigma_{S1}, \sigma_{L2}, \sigma_{S2}$. Величину проекции суммарного орбитального момента количества движения и суммарного момента спина для всей молекулы σ_L и σ_S получим, сложив алгебраически значения σ_{L1} и σ_{L2}, σ_{S1} и σ_{S2} :

$$\sigma_L = \sigma_{L1} + \sigma_{L2}, \quad \sigma_S = \sigma_{S1} + \sigma_{S2}. \quad (427)$$

Различные по абсолютной величине значения σ_L и σ_S определяют собой возможные электронные термы двухатомной молекулы. В систематике молекулярных термов введены обозначения

$$\Delta = |\sigma_L| \text{ и } \Sigma = |\sigma_S|, \quad (428)$$

$$\Omega = \Delta + \Sigma. \quad (429)$$

Ω определяет собой проекцию полного момента количества движения молекулы без учёта вращения ядер, на ось молекулы; Δ — проекцию момента количества движения электронного облака; Σ — проекцию момента спина. Ω и Δ соответствуют квантовым числам J и L в случае атома.

Для обозначения электронных термов молекулы пользуются греческими заглавными буквами. Значениям числа Δ 0, 1, 2, 3, 4, ... соответствуют обозначения термов

$$\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots \text{ и т. д.} \quad (430)$$

Как и в случае атома, налево наверху от символа терма ставится индекс, обозначающий мультиплетность данного терма, направо внизу — индекс, равный значению числа $\Omega = \Delta + \Sigma$. Так, например, в случае молекулярной группы гидроксильной группы OH электронные термы

будут:

$$^2\Sigma, ^4\Sigma, ^2\P_{3/2}, ^2\P_{1/2}, ^4\P_{5/2}, ^4\P_{3/2}, ^4\P_{1/2}, ^4\P_{-1/2}^{(1)}$$

Правила отбора при переходах между электронными термами молекул следующие:

$$\Delta\Lambda = 0, \pm 1; \Delta\Omega = 0, \pm 1 \text{ и } \Delta\Sigma = 0. \quad (431)$$

В случае Σ -термов последнее правило имеет вид $\Delta\Sigma = 0$. (432) Как и в случае атома, в молекулярных спектрах имеет силу интеркомбинационный запрет. Это последнее правило строго соблюдается в случае лёгких молекул и нарушается в случае тяжёлых. В случае многоатомных молекул систематика электронных термов усложняется.

Состояние каждого электрона в молекуле характеризуется главным квантовым числом n , побочным квантовым числом l , моментом спина s и квантовым числом λ , соответствующим проекции вектора l орбитального момента количества движения данного электрона на ось молекулы ($\lambda = l, l-1, l-2 \dots 0$). Состояние электронов в молекуле обозначается главным квантовым числом, латинской буквой, соответствующей значению l , и греческой буквой, соответствующей значению λ . Например, 1σ -электрон ($n=1, l=0, \lambda=0$), $3p\sigma$ -электрон ($n=3, l=1, \lambda=0$), $3p\pi$ -электрон ($n=3, l=1, \lambda=1$). Эквивалентными называются электроны, обладающие одинаковыми n и l . Более глубокое рассмотрение процесса образования молекулы из отдельных атомов, использующее приёмы и понятия волновой механики, приводит к ещё большему разнообразию термов, чем указанная выше систематика, также и в случае двухатомных молекул и объясняет распадение каждого термина молекулы, состоящей из одинаковых ядер ($\text{Cl}_2, \text{Br}_2, \text{O}_2, \text{N}_2, \text{Cl}_2^+, \text{N}_2^+$ и т. д.), а также симметричных молекул ($\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{C}_2\text{H}_2$ и т. д.) на два отдельных термина, называемых *чётным* и *нечётным*. Чётные термины обозначаются индексом g , нечётные — индексом u , например, $^2\P_g$ — чётный дублетный П-терм, $^4\P_u$ — нечётный квадруплетный П-терм. Кроме того, имеет место ещё и другого рода расщепление термов, связанное с возможностью получить один и тот же терм путём двоякого рода комбинации квантовых чисел l и λ двух электронов. Это приводит к существованию положительных или (+) термов и отрицательных или (—) термов. Правила отбора: возможен переход лишь с уровня, соответствующего положительному терму, на уровень, соответствующий отрицательному терму, и наоборот. Точно так же чётные термины комбинируются только с нечётными и наоборот.

¹⁾ У Σ -термов значение числа Ω становится неопределённым, так как при $\Lambda = 0$ орбитальный магнитный момент равен нулю и векторам $\mathbf{S}$ и $\mathbf{S}_z$ не по чему ориентироваться.

Возможные колебательные и вращательные уровни энергии молекулы соответствуют решениям задач волновой механики об ангармоническом вибраторе и о ротаторе. Получаемое таким путём выражение для значения энергии молекулы, соответствующее значению v колебательного квантового числа, имеет в первом приближении вид:

$$W_k = \hbar c \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \hbar c \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (433)$$

где величина x_e характеризует собой степень ангармоничности вибратора и равна

$$x_e = \frac{\hbar c \omega_e}{4D}; \quad (434)$$

ω_e — частота собственных колебаний молекулы, D — максимально возможная колебательная энергия молекулы, равная энергии диссоциации последней. С увеличением квантового числа v расстояние между двумя соседними уровнями энергии уменьшается.

Выражение для величины энергии вращения атомных ядер вокруг общего центра тяжести имеет вид

$$W_{\text{вр}} = \hbar c B J(J+1). \quad (435)$$

Здесь J — вращательное квантовое число, а

$$B = \frac{h}{8\pi^2 c I}, \quad (436)$$

где

$$I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r^2, \quad (437)$$

— момент инерции двухатомной молекулы по отношению к оси, проходящей через центр тяжести обоих ядер, перпендикулярно к прямой, проведённой через них, r — расстояние между ядрами. Правило отбора для вращательного квантового числа имеет вид

$$\Delta J = \pm 1. \quad (438)$$

Для v , в случае ангармонического вибратора, правила отбора нет; все переходы возможны, но интенсивность излучения быстро уменьшается с увеличением v .

В общем выражении терма молекулы (426) первое слагаемое, соответствующее энергии электронов, много больше второго слагаемого. В свою очередь энергия колебательного движения ядер много больше энергии их вращательного движения

$$T_{\text{эл}} \gg T_{\text{кол}} \gg T_{\text{вр}}. \quad (439)$$

Обозначим два каких-либо терма молекулы через

$$T_1 = T_{\text{эл}1} + T_{\text{кол}1} + T_{\text{вр}1} \quad \text{и} \quad T_2 = T_{\text{эл}2} + T_{\text{кол}2} + T_{\text{вр}2} \quad (440)$$

и составим выражение для частоты излучения при переходе молекулы с энергетического уровня, соответствующего терму T_1 , на уровень, соответствующий терму T_2 . Сгруппируем термы с индексом один и два попарно:

$$\begin{aligned} \nu &= T_1 - T_2 = (T_{эл1} + T_{эл2}) + (T_{кол1} + T_{кол2}) + (T_{вр1} + T_{вр2}) = \\ &= \nu_{эл} + \nu_{кол} + \nu_{вр}. \end{aligned} \quad (441)$$

Как показывает это равенство, частота линии молекулярного спектра, соответствующая переходу $T_1 - T_2$, складывается из суммы частот, соответствующих каждая в отдельности переходу между двумя электронными, двумя колебательными и двумя вращательными термами. Из (439) следует

$$\nu_{эл} \gg \nu_{кол} \gg \nu_{вр}. \quad (442)$$

$\nu_{эл}$ соответствует частотам ультрафиолетового, видимого или ближнего инфракрасного спектра; $\nu_{вр}$ — крайним пределам инфракрасной области спектра. В тех редких случаях, когда возбуждаются одни только вращательные уровни, переход с каждого из них на соседний (согласно правилу отбора $\Delta J = \pm 1$) приводит в общей сложности к вращательному спектру, лежащему в очень далёкой инфракрасной области. Согласно (435) и (438), для частот этого спектра имеем:

$$\nu_{вр} = B(J+1)(J+2) - BJ(J+1) = 2B(J+1), \quad (443)$$

где J — квантовое число нижнего вращательного уровня, соответствующего данной линии, равно 0, 1, 2... и т. д. Поэтому чисто вращательный спектр состоит из совокупности равноотстоящих по шкале частот линий, носящей название *линейчатая полоса*

$$\nu_{вр} = 2B, 4B, 6B \text{ и т. д.} \quad (444)$$

Такие последовательности линий наблюдаются в спектрах поглощения полярных молекул, например, HCl , в области длин волн 100—300 μ . В молекулах, построенных из одинаковых атомов, невозбуждённые электронные оболочки не ведут к наличию электрических диполей, моменты которых могли бы измениться при вращательном квантовом переходе. Поэтому, согласно принципу соответствия, такие молекулы, как Cl_2 , Br_2 , I_2 , N_2 , O_2 и т. д., не способны ни излучать, ни поглощать последовательности линий чисто вращательного спектра. Величина $B = \frac{h}{8\pi^2 c I}$ для большинства двухатомных молекул имеет значение, близкое к $2 \cdot 10^{-16}$ эргам. Средняя кинетическая энергия молекул газа при комнатной температуре около $6 \cdot 10^{-16}$ эргов. Поэтому вращательные уровни молекул газа оказываются уже возбуждёнными при комнатной температуре и тем более при несколько повышенной температуре газа в разряде. Этот избыточный запас энергии вращения молекул и сравнительно

малое количество энергии, необходимое для' перехода на более высокие вращательные уровни или освобождающееся при обратном переходе, играют значительную роль в газовом разряде. На такие переходы тратится энергия медленных электронов при их столкновениях с двухатомными молекулами. За счёт таких же переходов при столкновениях II рода между возбуждённой молекулой и атомом в последнем происходят переходы между двумя близкими электронными уровнями.

В молекулярных спектрах не обнаружено случаев, соответствующих переходам между одними лишь колебательными энергетическими уровнями молекул. $\Delta J = \pm 1$; согласно правилу отбора J не может оставаться без изменения при излучении или поглощении света, и оптические переходы между колебательными уровнями всегда сопровождаются переходами между вращательными. При этом вращательные переходы могут происходить как с более высокого на соседний более низкий уровень, так и обратно. Поэтому числа колебаний линий вращательно-колебательного спектра представляют собой алгебраическую сумму величин $\nu_{\text{кол}}$ и $\nu_{\text{вр}}$, и весь колебательно-вращательный спектр представляет собой совокупность линейчатых полос с частотами колебаний

$$\nu = \nu_{\text{кол}} + \nu_{\text{вр}}. \quad (445)$$

Такие совокупности линейчатых полос обнаружены в спектрах молекул, состоящих из неодинаковых атомов в ближней инфракрасной области от границы видимого спектра до длины волны 20 μ . Выражение для колебательных уровней энергии двухатомной молекулы (433) даёт для чисел колебаний при переходе с уровня ν на «нулевой» колебательный уровень или для обратного перехода в спектре поглощения:

$$\nu_{\text{кол}} = T_{\nu} - T_0 = \frac{W_{\nu} - W_0}{hc} = \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - \omega_e \frac{1}{2} - \left[\omega_e x_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 - \omega_e x_e \left(\frac{1}{2} \right)^2 \right] = \omega_e \nu - \omega_e x_e \left[\left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} \right]. \quad (446)$$

Если пренебречь ангармоничностью колебаний молекулы-осциллятора, т. е. если положить $x_e = 0$, то выражение для $\nu_{\text{кол}}$ в этом случае упрощается в:

$$\nu_{\text{кол}} = \omega_e \nu = \omega_e, 2\omega_e, 3\omega_e, 4\omega_e, \text{ и т. д.} \quad (447)$$

Равенство (447) показывает, что расстояние между соответствующими линиями двух последовательных линейчатых полос в спектре поглощения невозбуждённой молекулы, соответствующих двум соседним значениям ν , в первом приближении постоянно. В каждой линейчатой полосе колебательно-вращательного спектра нулевая линия, соответствующая значению $J=0$ в (445), отсутствует. В сторону коротких волн от этой отсутствующей нулевой линии лежат линии,

соответствующие переходу от более высоких вращательных уровней на более низкие ($\nu_{вр}$ в (445) положительно); в сторону длинных волн — линии, соответствующие переходу с более низких вращательных уровней на более высокие ($\nu_{вр}$ в (445) отрицательно).

Колебательные и вращательные термы молекулы не независимы между собой. В результате расстояние между двумя соседними линиями каждой полосы вращательно-колебательного спектра не постоянно, как это должно было бы быть на основании (447), а увеличивается в сторону длинных волн от нулевой линии и уменьшается в сторону коротких волн. На рис. 165 приведена кривая интенсивности линий инфракрасной вращательно-колебательной полосы поглощения молекулы HCl со значением длины волны нулевой линии $3,5 \mu$. Концентрация молекул, находящихся на различных вращательных энергетических уровнях, определяет собой интенсивность отдель-

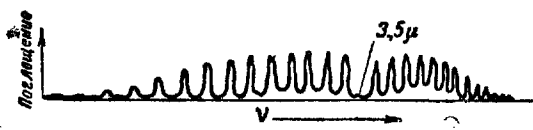


Рис. 165. Кривая распределения интенсивности в линейчатой полосе колебательно-вращательного спектра двухатомной молекулы (инфракрасная полоса поглощения молекулы HCl около $3,5 \mu$).

ных линий как в чисто вращательном, так и во вращательно-колебательном спектре. Основанный на теореме Больцмана расчёт показывает, что частота $\nu_{вр}$, соответствующая максимуму интенсивности, определяется соотношением

$$\nu_{вр\max} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kT}{I}}, \quad (448)$$

а расстояние между максимумом в «положительной» ветви, расположенной в линейчатой полосе, в сторону коротких волн и максимумом в «отрицательной» ветви, расположенной в сторону длинных волн $\Delta\nu$, равно (пренебрегая уточнением, вносимым учётом взаимодействия вращения и колебания)

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{kT}{I}}. \quad (449)$$

Соотношение (449) даёт возможность определить температуру газа в разряде T , если известен момент инерции двухатомной молекулы I . В свою очередь I может быть определено из расстояния между двумя очередными линиями $2B$, пользуясь формулой (436) (при малом J).

Случаем, наиболее часто имеющим место, является одновременное изменение как колебательного и вращательного, так и электронного уровня энергии молекулы. При таких переходах ν_{el} определяет собой ту область, в которой лежит полосатый спектр молекулы. Каждому ν_{el} соответствует определённая система полос; $\nu_{коб}$ определяет собой положение каждой полосы в системе; $\nu_{вр}$ — положение отдельной линии в полосе. Строение каждой полосы в таком спектре обусловлено тем, что при переходе электрона с одного уровня на другой существенно изменяется электрическое поле молекулы, а, следовательно, также и связь между ядрами, их взаимное расстояние и момент инерции молекулы. Величина B уже не одна и та же для верхнего и нижнего уровней какого-либо перехода. Обозначим значения этой величины для начального и конечного уровней соответственно через B_1 и B_2 . Для переходов с более высокого вращательного уровня с вращательным квантовым числом J на соседний, более низкий, найдём

$$\nu_{вр} = B_1(J+1)J - B_2J(J-1) = (B_1 - B_2)J^2 + (B_1 + B_2)J. \quad (450)$$

Последовательность линий, удовлетворяющих выражению (450), носит название *положительной, или R-ветви*, полосы. Для переходов с того же уровня на соседний, более высокий уровень, что соответствует *отрицательной, или P-ветви*, найдём:

$$\begin{aligned} \nu_{вр} &= B_1(J+1)J - B_2(J+2)(J+1) = \\ &= (B_1 - B_2)(J+1)^2 - (B_1 + B_2)(J+1). \end{aligned} \quad (451)$$

Для многоатомных молекул, обладающих не одним, а несколькими моментами инерции около двух или трёх взаимно перпендикулярных осей, правило отбора для вращательных переходов дополняется возможностью $\Delta J = 0$. Таким переходам соответствует третья *нулевая, или Q-ветвь*, полосы, для которой:

$$\nu_{вр} = B_1(J+1)J - B_2(J+1)J = (B_1 - B_2)J^2 + (B_1 - B_2)J. \quad (452)$$

Выражения (450), (451) и (452) представляют собой параболические зависимости. Возможны два случая.

1) Момент инерции I молекулы, соответствующий терму T_1 , больше, чем момент инерции, соответствующий терму T_2 ; $B_1 < B_2$. В этом случае первый член правой части (450) меньше нуля, второй член больше нуля. При малых значениях J абсолютная величина второго члена больше, чем абсолютная величина первого члена, при больших значениях J ; наоборот, абсолютная величина второго члена меньше абсолютной величины первого члена. При возрастании числа J , начиная от нуля, $\nu_{вр}$ сперва положительно, затем отрицательно. Это значит, что линии положительной полосы в начале её расположены в сторону коротких волн от нулевой линии полосы.

Эти линии сгущаются при некотором максимальном значении $\nu_{ар}$. Здесь расположен резкий край (кант) полосы, соответствующий вершине параболы (450). Следующие линии полосы расположены уже в сторону длинных волн от края полосы, а затем при $\nu_{ар} < 0$ — в сторону длинных волн и от положения нулевой линии. Для отрицательной ветви той же полосы оба члена правой части (451) отрицательны, $\nu_{ар} < 0$ при любом J . Все линии этой ветви расположены в сторону длинных волн от нулевой линии. Чем дальше от нулевой линии, тем больше

расстояние между соседними линиями как положительной, так и отрицательной ветви, а также и нулевой ветви, для всех линий которой $\nu_{ар}$ также меньше нуля. Все полосы «оттенены», начиная от края по направлению к длинным волнам; интенсивность их постепенно сходit в этом направлении на-нет.

2) $I_1 < I_2$; $B_1 > B_2$. Такой же анализ значений $\nu_{ар}$ показывает, что в этом случае положительная и нулевая ветви расположены целиком в сторону коротких волн от нулевой линии полосы. Отрицательная ветвь образует резкий край полосы в направлении длинных волн. Каждая из полос

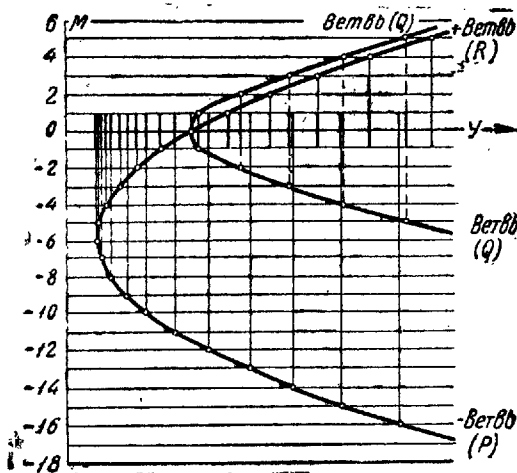


Рис 166. Наложение друг на друга (P), (Q) и (R)-ветвей и образование «канта» линейчатой полосы молекулярного спектра.

в целом оттенена в сторону коротких волн. Соотношения между ветвями R, P и Q представлены для этого случая графически на рис. 166. На том же чертеже схематически представлено расположение линий каждой ветви.

В этом кратком изложении тонкой структуры полос молекулярного спектра не учтены уточнения, вносимые в схему вращательных термов наличием нескольких моментов инерции у многоатомных молекул.

Слагаемая момента количества движения, приходящаяся на долю электронов, также не учтена или, другими словами, разобран лишь случай $\Delta = 0$, $S = 0$ (соответствующий состоянию молекулы $^1\Sigma$). О тонком строении полос см. [1959, 1960].

Что касается строения всей системы линейчатых полос, соответствующих данному электронному переходу, то положение нулевых линий этих полос, близко отражающее также и положение их краёв,

может быть выражено формулой

$$\nu_0 = \nu_{эл} + \nu_{кол} = \nu_{эл} + \omega_{e1} \left(v_1 + \frac{1}{2} \right) - \omega_{e2} \left(v_2 + \frac{1}{2} \right) - \omega_{e1} x_{e1} \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_{e2} x_{e2} \left(v + \frac{1}{2} \right)^2. \quad (453)$$

Здесь ν_1 , ω_{e1} и x_{e1} соответствуют верхнему энергетическому уровню, ν_2 , ω_{e2} и x_{e2} — нижнему энергетическому уровню. При выборе значений чисел ν_1 и ν_2 правила отбора нет, ν_1 и ν_2 в (453) могут принимать любые значения. Подобная выражению (453) формула была выведена экспериментально Деландром из анализа обширных спектроскопических наблюдений молекулярных спектров ещё задолго до возникновения теоретической спектроскопии. Все мыслимые системы полос можно представить в виде таблицы 28.

Таблица 28

Схема линейчатых полос Деландра
 ν' — значение колебательного квантового числа для верхнего уровня, соответствующего данной полосе, ν'' — то же число для нижнего уровня, ν_{km} — волновое число нулевой линии линейчатой полосы, соответствующей переходу между колебательными уровнями с квантовыми числами k и m .

$\nu' \backslash \nu''$	0	1	2	3	4	...
0	ν_{00}	ν_{01}	ν_{02}	ν_{03}	ν_{04}	...
1	ν_{10}	ν_{11}	ν_{12}	ν_{13}	ν_{14}	...
2	ν_{20}	ν_{21}	ν_{22}	ν_{23}	ν_{24}	...
3	ν_{30}	ν_{31}	ν_{32}	ν_{33}	ν_{34}	...
4	ν_{40}	ν_{41}	ν_{42}	ν_{43}	ν_{44}	...
...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...

Сложность общего строения молекулярных спектров приводит к большому разнообразию спектров одного и того же молекулярного газа при различных условиях его возбуждения. В случае молекулы водорода H_2 момент инерции мал, значения вращательных термов соизмеримы со значениями колебательных. Расстояния между линиями каждой полосы соизмеримы с расстояниями между отдель-

ными полосами. Поэтому спектр молекулярного водорода теряет характер полосатого спектра и производит впечатление сложного линейчатого спектра с большим числом линий.

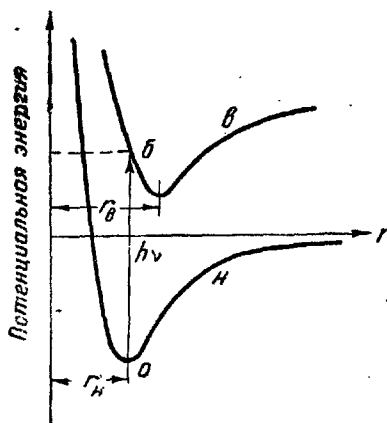
При любой номенклатуре полос какого-либо молекулярного газа должны быть указаны соответствующие электронные переходы. Расстояние между отдельными линиями в линейчатых полосах молекулярного спектра часто бывает настолько мало, что при малой разрешающей силе спектрального прибора соответствующие участки спектра производят впечатление сплошных полос с интенсивностью

свечения, убывающей от резкого края полосы в ту или другую сторону. Однако в спектрах молекул наблюдаются также случаи, когда отдельные участки спектра поглощения или спектра излучения представляют собой действительно сплошную полосу, не распадающуюся на линии даже при очень большой разрешающей силе прибора. (Это имеет место в спектрах Cl_2 , Br_2 , I_2 и др.). Иногда спектр оказывается сплошным во всем том интервале, в котором он имеет заметную интенсивность.

Объяснение происхождения этих сплошных спектров представляет собой одну из интереснейших глав спектроскопии. Мы должны ограничиться здесь лишь кратким указанием, что появление сплошной полосы в спектре является следствием диссоциации молекулы. В этом случае после возбуждения, происходящего согласно правилу Франка-Кондона, энергия возбужденной молекулы оказывается больше энергии диссоциации, и молекула распадается.

Рис. 167. Кривые потенциальной энергии возбужденной и невозбужденной двухатомной молекулы, r_n — равновесное расстояние между ядрами, в невозбужденной молекуле, r_b — в возбужденной. Если точка b окажется выше всех точек правой ветви кривой В, произойдет диссоциация.

Расположение кривых потенциальной энергии невозбужденной молекулы (нижняя кривая) и возбужденной (верхняя) схематически представлено на рис. 167; стрелкой ab представлено изменение энергии молекулы в момент перехода по правилу Франка-Кондона. Последовательность линейчатых полос, сгущающихся к некоторому пределу $\nu_{\text{пр}}$, согласно расположению колебательных уровней, и начинающийся от этого предела сплошной участок спектра представлены на рис. 168. Спектр, сплошной на всем его протяжении, соответствует случаю, когда возбужденное состояние молекулы является по своей природе неустойчивым: кривая потенциальной



энергии не имеет минимума ни при каком расстоянии между ядрами.

Особую разновидность молекулярных спектров представляют собой «диффузные» спектры. Характерный их признак — размытость линий в линейчатой полосе. Явление, происходящее в молекуле при наличии такого спектра, называется *явлением преддиссоциации*. В этом случае диссоциация молекулы на верхнем энергетическом уровне происходит не сразу, а после нескольких колебаний ядер около положения их равновесия.

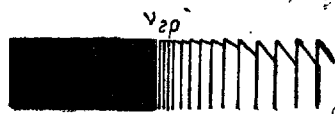


Рис. 168.

§ 13. Послесвечение газа в разряде. *Послесвечением* газа в разряде называется явление, при котором свечение газа прекращается не одновременно с прекращением разряда через газ, а постепенно сходит на-нет и окончательно пропадает лишь по истечении некоторого промежутка времени.

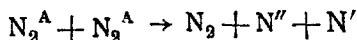
Все случаи послесвечения можно разделить на следующие три отдельные группы: 1) послесвечение, длящееся иногда до 10^{-2} сек и связанное с тем, что возвращение газа в нормальное состояние (деионизация разрядного промежутка) протекает не мгновенно, а в течение конечного промежутка времени, и разряд всегда обладает некоторой инерционностью; 2) специфическое послесвечение азота, связанное с образованием так называемого *активного азота*, длящееся иногда до 20 минут после прекращения разряда и более; 3) послесвечение стенок разрядной трубки под действием происходящих в газе процессов.

1) Как пример первой группы этих явлений можно привести послесвечение неона, аргона и аргоно-неоновой смеси в тлеющем разряде, исследованное Дрювестейном [992]. Дрювестейн наблюдал при этом два рода явлений. При понижении напряжения между электродами тлеющего разряда ниже наименьшего напряжения горения (напряжение потухания) на небольшое число вольт (10, 30, 60) тлеющее свечение затухает в течение времени порядка 10^{-3} сек; при этом оно становится менее резко ограниченным и отодвигается от катода. При ещё большем понижении напряжения на электродах, а тем более при доведении этого напряжения сразу до нуля тлеющее свечение исчезало также сразу. В то же время вокруг места, занимаемого в разряде тлеющим свечением, наблюдалось послесвечение ореола. Это послесвечение было интенсивнее при понижении напряжения сразу до нуля и в некоторых случаях интенсивнее, чем

свечение во время самого разряда. Первое явление Дрювестейн объясняет постепенным затуханием электронных лавин при пониженном напряжении (см. гл. XIII, случай, когда ионизационное нарастание $\mu < 1$); второе — свечением, имеющим место при рекомбинации электронов и положительных ионов в объеме газа. Увеличение яркости в этом случае он относит за счёт уменьшения относительной скорости электронов и положительных ионов, способствующего их рекомбинации. Подобные явления в благородных газах описаны Пеннингом [993] для тлеющего разряда и Зелигером [994] для дугового разряда. Послесвечение, имеющее место в период деионизации, неоднократно наблюдалось и исследовалось также в парах ртути [1027—1036].

2) Послесвечению азота посвящено большое количество исследований и статей [995—1026]. Особенно много и упорно занимался им Струтт (он же позднее лорд Релэй). Образование активного азота несомненно связано в своей основе с диссоциацией в электрическом разряде молекул азота на свободные атомы. Однако в явлениях, связанных с активным азотом, большую роль играет также образование метастабильных атомов и возбуждённых молекул азота, сопровождаемое неупругими соударениями II рода или спонтанным излучением. Послесвечение тесно связано с возвращением азота в нормальное состояние, но не всегда сопровождает такое возвращение. Наблюдаются стадии, когда всё ещё активный химически азот не светится. Яркость послесвечения активного азота зависит как от концентрации активного азота, так и от концентрации молекулярного азота, дополнительно введённого в активный. При расширении светящегося активного азота яркость его свечения уменьшается, при сжатии она увеличивается. Как уменьшение так и увеличение яркости в этом случае почти пропорционально кубу объёма газа. При диффузии некоторого количества светящегося активного азота в равный объём находящегося под тем же давлением нормального азота яркость свечения уменьшается, примерно, в 4 раза [1022]. Из этих опытов вытекает, что в процессе излучения принимают участие в общей сложности три частицы (тримолекулярная реакция), из которых две представляют собой атомарный азот. При этом заключении сделано предположение, что активный азот состоит из смеси большого числа молекул азота со сравнительно небольшим числом атомов азота. Активный азот не обладает электропроводностью. Поэтому объяснять его свойства ионизацией молекул или атомов азота не приходится. Так как время пребывания любых частиц в метастабильном состоянии в условиях опытов с активным азотом не более нескольких десятых секунды, то единственная возможность объяснить пребывание азота в активном состоянии и послесвечение азота в течение времени, оцениваемого минутами, — это связать время послесвечения с временем пребывания некоторой доли частиц азота в состоянии свободных атомов. Подробная картина

процессов возникновения свечения при рекомбинации атомов азота в молекулы прошла ряд стадий в выдвинутых по этому поводу разными авторами теориях. Последовательно были отвергнуты: а) представления об образовании молекул N_3 [996] (реакция $N_2 + N \rightarrow N_3$ и свечение при дальнейшей реакции $N_3 + N \rightarrow 2N_2$), б) теория, приписывавшая активность и длительность свечения образованию метастабильных молекул [997, 998], в) предположение, что послесвечение азота имеет непосредственно место при рекомбинации двух атомов азота в молекулу [999, 1000] (это представление противоречит современной теории соединения атомов в молекулу), г) то же предположение, дополненное допущением о том, что рекомбинация, сопровождаемая излучением, происходит при тройном соударении [1001]. В такой форме эта гипотеза не противоречит ни теории образования молекул, ни количественным соотношениям, имеющим место при послесвечении; напротив, сравнительно малая вероятность тройных соударений хорошо вяжется с длительностью процессов послесвечения. Однако некоторые детали выдвигаемой этой гипотезой картины оказались в противоречии с более новыми спектроскопическими данными [1002, 1003]. В лучшем согласии с опытом находятся теории, учитывающие как возможность излучения при тройном соударении, так и процессы, связанные с образованием в активном азоте метастабильных атомов и молекул [1006, 1013]. Согласно этим теориям энергия диссоциации, освобождающаяся при рекомбинации двух атомов азота в размере около 9,5 эл.-в., хотя и слишком мала для того, чтобы возбудить начальные уровни энергии молекулы азота, соответствующие наблюдаемым в спектре послесвечения линейчатым полосам, однако вполне достаточна для возбуждения одного из метастабильных состояний молекулы азота. N_2^A с энергией 9,5 эл.-в., согласно реакции $N + N + N_2 = N_2 + N_2^A$. При взаимодействии двух метастабильных молекул N_2^A при реакции



возникают метастабильные атомы N'' и N' (энергии 2,37 и 3,56 эл.-в.).

Дальше при взаимодействии возбуждённой молекулы азота N_2^A с возбуждённым атомом N'' или N' по уравнению



освобождаются количества энергии $\mathcal{E}_1 = 10,4$ эл.-в. и $\mathcal{E}_2 = 11,6$ эл.-в., достаточные для возбуждения необходимых верхних энергетических уровней. Не настаивая на деталях предполагаемых в этой теории процессов, можно считать даваемую ею общую картину правильной.

Неупругие соударения молекул метастабильных атомов и молекул азота могут происходить не только с нормальными молекулами азота, но и с частицами примеси. Поэтому наличие в азоте примесей сильно

отзывается не только на яркости, но и на самой возможности послесвечения. На основании количественного изучения влияния примесей O_2 и H_2O к азоту на послесвечение последнего предложен один из способов контроля чистоты азота [1004, 1005]. При наличии O_2 и H_2O в количестве, большем $10^{-3}\%$, послесвечения азота не наблюдается. В то же время мнение о том, что и «чистый» азот (при количестве примесей $< 10^{-5}\%$) также не даёт послесвечения, не нашло общего признания. Послесвечение азота наблюдается в основном при больших давлениях (порядка атмосферного) при конденсированном искровом разряде и при высокочастотном разряде.

3) Послесвечение кварцевых и стеклянных стенок колбы наблюдалось при высокочастотном кольцевом разряде в водороде [1037]. Было установлено, что это свечение не представляет собой фосфоресценции стекла или кварца, а является следствием электронных процессов в газе, продолжающихся после прекращения разряда и приводящих к специфическим процессам на границе газ — стеклянная стенка. Последняя гипотеза подтверждается наличием в спектре этого рода послесвечения полос, соответствующих молекулам соединений Si, — одной из основных составных частей стекла.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ.

КЛАССИФИКАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ И ОТДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПО ИМЕЮЩИМ В НИХ МЕСТО ЭЛЕМЕНТАРНЫМ ПРОЦЕССАМ. ОБЗОР ТЕОРИЙ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА.

§ 1. Теории газового разряда. Задача любой теории газового разряда состоит в том, чтобы связать качественно и количественно макроскопические, непосредственно наблюдаемые явления разряда и характеризующие их макроскопические параметры (силу тока, градиент потенциала, интенсивность излучения какой-либо данной длины волны, температуру газа и т. д.) с элементарными процессами, имеющими место в разряде, и с характеризующими эти процессы величинами—микропараметрами. Каждая из современных теорий разряда более или менее хорошо отражает реальную действительность для определённых форм разряда и определённых частей разрядного промежутка. Поэтому из рассмотрения области применимости каждой данной теории естественно вытекает классификация разрядов, основанная на преобладании того или иного элементарного процесса и на характерных особенностях движения электронов и ионов в разряде.

Первой по времени количественной теорией газового разряда явилась *теория электронных лавин Таунсенда*. Эта теория приложима к несамостоятельному разряду и лишь подводит нас к явлению перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный.

Около 1930 года теория Таунсенда была дополнена Рбговским путём учёта искажения, вносимого в электрическое поле разрядного промежутка наличием в этом промежутке заряженных частиц.

Влияние избыточного объёмного заряда одного знака на поле учитывается уравнением Пуассона

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho \quad (454)$$

или

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho, \quad (455)$$

где V —потенциал в данной точке, E —напряжённость поля, ρ —объёмный заряд в 1 см³.

Теория Таунсенда-Роговского оказалась применимой и в области самостоятельного разряда.

Другим дополнением теории Таунсенда явился учёт при подсчёте объёмной ионизации не только неупругих соударений I-рода, но и неупругих соударений II рода. Этот учёт не изменяет вида уравнений теории, а придаёт лишь несколько иное значение коэффициенту объёмной ионизации α .

Наконец, последнее по времени дополнение теории Таунсенда-Роговского заключается в иной расшифровке коэффициента поверхностной ионизации γ . Оказалось, что выход электронов из катода совершается не только под действием ударов положительных ионов, но и вследствие ряда других причин.

Теория Таунсенда-Роговского приложима к несамостоятельному таунсендовскому разряду, к катодным частям тлеющего разряда и к коронирующему слою коронного разряда.

Характерная черта этих типов и областей разряда заключается в том, что в электронных лавинах направленное движение электронов преобладает над их беспорядочным тепловым движением.

Явления, имеющие место в тех частях разрядного промежутка, где не могут иметь места нарастание и распространение электронных лавин, так как там напряжённость электрического поля недостаточно велика, были расшифрованы теорией газоразрядной плазмы, созданной Ленгмюром и его школой, начиная с 1924 года. «Плазма» представляет собой сильно ионизированный газ и рассматривается как смесь нейтрального газа, газа, состоящего из положительных ионов, и «электронного газа». Часть молекул или атомов нейтрального газа находится в возбуждённом состоянии. В некоторых случаях часть отрицательно заряженных частиц в плазме составляют отрицательные ионы. Концентрация положительных ионов равна или почти равна концентрации электронов (или концентрации электронов и отрицательных ионов, вместе взятых). То беспорядочное (хаотическое) движение, которое присуще электронам и ионам в плазме наравне с нейтральными молекулами — тепловое движение, — преобладает над направленным движением электронов и ионов в слабом электрическом поле, наложенном на плазму извне. Средняя энергия хаотического движения электронов много выше средней энергии теплового движения молекул газа. Это обстоятельство очень часто характеризуют выражением: *температура электронов много выше температуры нейтрального газа*. Отсутствие теплового равновесия между частицами различного рода в плазме находит своё объяснение в следующем. Величина средней кинетической энергии электронов устанавливается в результате столкновений с молекулами газа, с одной стороны, и ускоряющего действия поля — с другой. При стационарных условиях электрон при каждом столкновении в среднем теряет столько же энергии, сколько в среднем приобретает на длине одного свободного пробега от столкновения до столкновения.

новения. Между тем, вследствие малости его массы по сравнению с массой частицы газа электрон теряет при каждом столкновении в среднем лишь незначительную долю своей кинетической энергии. Поэтому средняя кинетическая энергия электронов перестаёт увеличиваться под действием электрического поля лишь после того, как эта энергия достигнет сравнительно большого значения. Температура электронного газа в плазме зависит от плотности газа (определяющей среднюю величину свободного пробега), от напряжённости электрического поля и от ряда других величин. При малых давлениях газа (порядка малых долей миллиметра ртутного столба) температура электронного газа достигает нескольких десятков тысяч градусов, в то время как температура нейтрального газа больше комнатной всего лишь на величину сотни, другой градусов. Ионизация газа в плазме и наличие в ней возбуждённых атомов или молекул поддерживается за счёт неупругих столкновений наиболее быстрых из хаотически движущихся электронов плазмы. Убыль электронов и ионов происходит путём диффузии тех и других к стенкам трубки и рекомбинации их на поверхности стенки. Незначительная доля образуемых в разряде положительных ионов уходит на катод. Плазма однородна. Вследствие прохождения через газ разрядного тока в плазму постоянно поступает некоторое количество электронов из катодных частей разряда. На анод их уходит такое же количество плюс число электронов, равное числу положительных ионов, образуемых вдоль по длине разрядной трубки и уходящих на катод. Примером плазмы может служить положительный столб тлеющего разряда, заполняющий всю длину трубки. Исследование плазмы, определение температуры и концентрации электронов, а также других параметров производятся при помощи метода зондов Ленгмюра. Другую часть теории Ленгмюра составляет учение о слоях пространственных зарядов, образующихся в пограничных областях плазмы в местах соприкосновения её с электродами, зондами или стенками трубки. Эта часть теории позволяет охватить явления на катоде в тех случаях, когда там не образуется таунсендовских лавин (дуговой разряд, разряд с искусственно подогреваемым катодом).

Теория плазмы Ленгмюра приложима к положительному столбу тлеющего разряда, к положительному столбу дугового разряда при не слишком больших плотностях газа, к высокочастотным разрядам и к дуговому разряду с искусственным подогревом катода. В этом последнем случае при малых давлениях плазма заполняет собой всю разрядную трубку за исключением тонких «слоёв» у поверхности катода и у поверхности анода.

Исходные положения теории Таунсенда-Роговского и теории Ленгмюра имеют много общего. И в той и в другой теории:

1) Предполагается, что из всех возможных процессов ионизации газа в объёме преобладающую роль играет ионизация толчком элек-

тронов; некоторая дополнительная ионизация происходит за счёт энергии возбуждённых атомов (неупругие столкновения II рода).

2) Существенное значение приписывается процессам на катоде: по теории Таунсенда-Роговского самостоятельный разряд не может развиваться и поддерживаться без процессов на катоде, за исключением случая высокочастотных разрядов. Для того чтобы длительно существовала плазма Ленгмюра, необходимо наличие области катодного падения тлеющего разряда или необходимо наличие в разрядной трубке катода, из которого происходит обильное выделение электронов путём термоэлектронной или автоэлектронной эмиссии.

3) Разрядный промежуток принимается более или менее однородным. Так, в теории Таунсенда-Роговского число электронов, выходящих с каждого равновеликого элемента поверхности катода, считается одинаковым; концентрация электронов и напряжённость электрического поля постоянны для каждого данного поперечного сечения разрядного промежутка. В теории Ленгмюра вдоль оси разряда плазма однородна: концентрация электронов и напряжённость поля (продольный градиент) постоянны. В направлении, перпендикулярном к оси разряда, продольная, составляющая напряжённости поля, также постоянна; поперечная, составляющая напряжённости поля, и концентрация электронов меняются монотонно; разряд проходит по всему поперечному сечению трубки.

4) Эта однородность находит своё выражение в том, что обе теории имеют дело с усреднённым полем, не считаясь с неравномерностями поля, которые в некоторых случаях может внести, например, наличие отдельных лавин.

Основные явления газового разряда, не укладывающиеся в рамки теорий Таунсенда-Роговского и Ленгмюра, во-первых, шнуровой разряд — форма разряда, имеющая место при больших давлениях газа и больших силах тока, и, во-вторых, всё разнообразие форм искрового разряда до наиболее грандиозной из них — молнии — включительно. Прежде всего эти виды разряда ни в коей мере не обладают той однородностью, о которой только что была речь. Особенно хорошо можно наблюдать появление этой неоднородности при увеличении плотности газа при разряде в парах ртути в трубке, содержащей избыток жидкой ртути. Для этого достаточно проследить изменения, происходящие в разряде во время разгорания ртутной лампы типа «Игар», а ещё лучше ртутной лампы сверхвысокого давления. Эти лампы наполнены аргоном при давлении около 10 мм ртутного столба. Давление паров ртути в момент зажигания разряда в такой лампе, при комнатной температуре всего лишь около 0,002 мм Hg. С самого начала светятся пары ртути, что объясняется возбуждением атомов ртути путём соударений II рода с метастабильными атомами аргона. Специальные («оксидные») катоды и соответствующий подбор сопротивления внешней цепи обеспечивают развитие дугового разряда

тотчас же после зажигания разряда, и плазма заполняет собой всю трубку как по её длине, так и по сечению. При прохождении тока через трубку энергия тока превращается в тепло, трубка и находящаяся в ней капля ртути нагреваются, плотность паров ртути постепенно повышается. Свечение, равномерно заполнявшее всю трубку, начинает стягиваться к её оси: середина трубки по всей её длине начинает светиться ярче, чем газ около стенок трубки. Специальные исследования показывают, что вместе с тем начинает концентрироваться по оси трубки и разрядный ток: плотность тока по средней линии трубки увеличивается, а около стенок трубки уменьшается. Это явление описывают словами *«разряд отшнуровывается»*. Отшнуровывание разряда объясняется повышением температуры и уменьшением плотности газа по оси трубки по сравнению с газом, соприкасающимся со стенками, так как трубка нагревается изнутри и охлаждается по всей поверхности. Поэтому в центральной части сечения трубки разряд для своего поддержания требует меньшей напряжённости поля, чем по краям, а при равной напряжённости плотность тока здесь больше. Но большая плотность тока в центре сопровождается и большим выделением тепла в этой области, и неравномерность распределения температуры по сечению трубки возрастает ещё больше. Когда увеличение температуры по оси трубки и общее увеличение плотности ртутного пара заходят достаточно далеко, весь процесс разряда приобретает новое качество. В разряде наряду с ионизацией толчком быстрых электронов, непосредственно ускоренных полем, начинает происходить термическая ионизация. Вследствие уменьшения длины свободного пробега электрона условия для значительного увеличения скорости электрона на одном свободном пробеге становятся менее благоприятными. В результате термическая ионизация начинает играть преобладающую роль, а температура инертного газа и температура электронного газа в центральной области сечения трубки приближаются одна к другой. Это происходит потому, что средняя скорость беспорядочного движения электронов уменьшается вследствие уменьшения свободного пробега электронов и увеличения обмена энергией с частицами газа.

В ртутных лампах сверхвысокого давления количество ртути в лампе, прочность стенок и условия охлаждения рассчитаны таким образом, что эти лампы используются в зависимости от их типа при давлениях ртутного пара от 20 до 100 атмосфер. При этом в узких капиллярных трубках отшнурование разряда достигает такой степени, что во всей трубке очень ярко светится только чрезвычайно тонкая полоска газа. Яркость свечения этого шнура приближается к яркости солнца и, наконец, превосходит её. Диаметр отшнурованного светящегося столбика в этих крайних случаях около 0,1 мм. К такому типу разряда совершенно не применимы ни теория Таунсенда, ни теория Ленгмюра,

так как положение этих теорий об однородности разрядного промежутка и о преобладающей роли ионизации толчком электронов отпадает.

Но плазма в лампах сверхвысокого давления обладает свойством, которое позволяет построить новую теорию этого типа разряда. Мы имеем в этом случае *изотермическую плазму*, т. е. плазму, в которой температура электронного газа, температура ионного газа и температура нейтрального газа равны или почти равны между собой (около 6000°K в шнуре ламп «Игар»), от 8000°K до $10\,000^{\circ}\text{K}$ в шнуре ламп сверхвысокого давления ¹⁾. Следовательно, мы имеем перед собой случай термодинамического равновесия и можем пользоваться для построения теории наблюдаемого явления законами термодинамики и выводами из них.

Исходя из уравнения Сага и из теоремы Больцмана, голландский физик Эленбас в 1933 г. построил теорию изотермической плазмы. Опыт показал, что теория Эленбаса количественно приложима и в том случае, когда в отшнурованном разряде плазма ещё не полностью достигла термического равновесия. В теории плазмы Ленгмюра приходится решать вопрос о том, как зависит число производимых электронами ионизаций в единице объёма за одну секунду от распределения скоростей электронов. Так как не существует аналитического выражения для функции ионизации, эту часть задачи можно решить лишь приближённо, используя для этой функции эмпирические формулы. В теории Эленбаса это затруднение отпадает. Решающим фактором является температура, определяющая собой как число ионизированных атомов и концентрацию электронов, так и число возбуждённых атомов. Поэтому для получения ответа на любой вопрос количественного характера, касающийся изотермической плазмы, достаточно знать распределение температуры в разрядном промежутке. Задача электрического разряда сводится к задаче физики тепла. Мы неожиданно сталкиваемся с тесным переплетением двух совершенно различных областей физики и имеем перед собой ещё один пример диалектического единства природы.

В 1940 году Вейцель, Ромпе и Шён [1038] сделали удачную попытку дать объяснение явлениям, имеющим место на катоде дугового разряда, исходя из положений теории изотермической плазмы. Ни теория Таунсенда-Роговского, ни теория Ленгмюра не могли объяснить существование катодного пятна и относящиеся к нему количественные соотношения. Вейцель, Ромпе и Шён рассматривают катодные части разряда как область постепенного перехода от высокой температуры шнура (около 6000°K) к сравнительно низкой температуре раскалённого катода (2000°K). По их теории в непосредственной близости катода ионизации из-за низкой температуры

¹⁾ Эти температуры определены спектроскопическим путём, проверены другими методами и в настоящее время не возбуждают сомнений.

уже нет. Рассмотрение распределения пространственных зарядов в этом тонком слое на основе выведенных ими соотношений показывает, что в этом слое разряд требует для своего поддержания тем меньшей разницы потенциалов, чем меньше поперечное сечение шнура или канала разряда. Отсюда нетрудно вывести заключение, что разряд на катоде должен стягиваться. Вместе с тем авторы этой теории показывают, что вопреки теориям Таунсенда-Роговского и Ленгмюра выход электронов с поверхности катода играет в дуговом разряде при высоком давлении совершенно второстепенную роль.

В период 1938—1940 годов получила оформление ещё одна теория газового разряда, а именно — *теория стримеров*, выдвинутая школой американского физика Лёба и позволившая объяснить ряд явлений в искровом разряде.

Искровой разряд возникает при большой разнице потенциалов между электродами как прерывистая и своеобразная форма разряда, сменяющая слабые токи несамостоятельного разряда. При не слишком больших расстояниях между электродами и не слишком больших давлениях газа U_g — напряжение «зажигания» искрового разряда («искровой потенциал») может быть правильно рассчитано по теории Таунсенда. Поэтому к искровому разряду подходили с точки зрения теории Таунсенда-Роговского и принимали развитие канала искры за развитие электронных лавин. Роговский предпринял дополнение теории Таунсенда с учётом пространственных зарядов для того, чтобы устранить противоречие между установленным им экспериментально чрезвычайно коротким временем формирования искрового разряда ($< 1 \cdot 10^{-7}$ сек при расстоянии между электродами в 1 см и нормальном атмосферном давлении) и временем, необходимым по теории Таунсенда для того, чтобы положительные ионы, образованные лавиной электронов в большом числе у анода, могли дойти до катода и привести в действие таунсендовский механизм развития разряда ($10^{-5} — 10^{-4}$ сек при тех же условиях).

Весьма быстрое развитие искрового пробоя не является единственной трудностью на пути объяснения процессов искрового разряда на основе теории электронных лавин. Искровой разряд обладает рядом типических особенностей, не укладывающихся в эту теорию. Так, канал искры, т. е. тот путь, по которому происходит прохождение тока через газ, представляет ярко светящуюся, тонкую, разветвлённую полоску зигзагообразной формы. Общее направление канала и направление отдельных его отрезков не совпадают с направлением силовых линий электрического поля между электродами. Между тем лавина электронов при атмосферном давлении должна распространяться по силовой линии поля. Отдельные искровые каналы далеко не всегда пронизывают весь искровой промежуток целиком, а нередко обрываются где-либо внутри этого промежутка. Такие отдельные незаконченные каналы образуются как около анода, так и около катода.

Вопрос об элементарных процессах, имеющих место в искровом разряде, получил качественное решение в работе Ретера, наблюдавшего развитие первоначальных стадий искрового разряда при помощи камеры Вильсона. Наряду с представлением об электронных лавинах было поставлено представление о *стримерах* — ионизованных каналах, развивающихся в разрядном промежутке благодаря усиленной фотоионизации газа в объеме коротковолновой радиацией, излучаемой головкой лавины, и путём слияния в один мощный стример образуемых фотозлектронами лавин. Количественное оформление теории стримеров дали в 1939 и 1940 годах Мик и Лёб. Существенной чертой теории стримеров является отказ от более или менее равномерного поля теории Таунсенда-Роговского с продольной составляющей, одинаковой для различных точек одного и того же поперечного сечения разрядной трубки. Теория стримеров учитывает искажение поля зарядами, сосредоточенными в головке каждой отдельной лавины.

Согласно теории стримеров, необходимым условием искрового пробоя является прорастание «положительного» стримера через весь искровой промежуток от анода вплоть до катода или же встреча в какой-либо промежуточной точке положительного и отрицательного стримеров. Дальше на катоде разыгрываются γ -процессы, и через искровой канал протекают очень сильные токи, приводящие к очень высокой температуре газа в канале и таким образом, к термическому возбуждению и термической ионизации.

Такова в общих чертах картина искрового разряда. По мере увеличения длины искры эта картина усложняется. В случае длинных искр ещё не все детали явления в настоящее время охвачены теорией стримеров количественно. На основе теории искрового разряда построена теория молнии.

§ 2. Классификация различных типов газового разряда и отдельных областей разряда по имеющим в них место элементарным процессам. Бегло описанный нами в § 1 этой главы механизм различного типа разрядов позволяет представить классификацию газовых разрядов и отдельных их областей по имеющим в них место элементарным процессам в виде таблицы 29. В первом столбце перечислены элементарные процессы в объеме газа, лежащие в основе классификации; во втором столбце указаны соответствующая область или тип разряда; в третьем столбце указаны элементарные процессы, имеющие в данном случае место на границе катод — газ; в четвертом столбце указаны характер и роль пространственного заряда.

§ 3. Внешние условия устойчивости газового разряда. Очень существенным для практики является вопрос, какая же форма разряда при данном режиме газа и при данных условиях электрического контура устанавливается после пробоя газового промежутка? Форма установившегося после пробоя разряда зависит от очень

большого числа условий и иногда не решается однозначно одним простым выбором этих условий, так как параметры газового разряда определяются также и его историей, т. е. чередованием пройденных газом энергетических и электрических состояний. Например, в некоторых случаях можно путём определённого подбора внешних параметров и путём регулирования тепловых процессов в разрядной трубке получить по желанию дуговой разряд или тлеющий разряд (газ при сравнительно большом давлении до атмосферного включительно). Тем не менее можно и следует указать ряд обуславливающих появление того или другого вида разряда факторов, не придавая им только безапелляционного характера. Один из таких факторов, в значительной мере определяющий поведение газа в разряде при данной разности потенциалов, — плотность или пропорциональное ей при данной температуре давление газа. На рис. 169 схематически приведены области устойчивого существования тлеющего дугового и тихого разрядов. Чтобы судить о форме разряда при изменении не только плотности газа, но и приложенного к разрядному промежутку напряжения в схеме 169, по оси абсцисс отложена не просто плотность газа δ (или давление p), а отношение этих величин к напряжённости поля $\frac{\delta}{E}$ (или $\frac{p}{E}$).

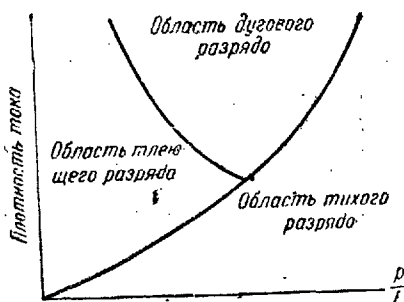


Рис. 169. Области тихого, тлеющего и дугового разрядов.

Другим существенным фактором, определяющим протекание разряда, служит разогревание электродов, обуславливаемое плотностью разрядного тока. При прочих равных условиях при малой плотности тока разряд может, например, не выходить за пределы тлеющего разряда. При большой плотности тока очень трудно предотвратить переход разряда в дуговой. Очень большое значение имеет предельная мощность источника тока. Так, при больших давлениях газа при переходе разряда из самостоятельного обычно имеют место кратковременные импульсы искрового разряда, так как мощность высоковольтных источников тока, применяемых для пробоя газа при большом давлении, недостаточна для поддержания дугового разряда.

При пробое разряд имеет тенденцию развиваться до очень большой силы тока, ограничиваемой условиями внешнего контура. Рассмотрим влияние этих условий, придерживаясь вывода, данного Кауфманом [1039].

Классификация отдельных типов разрядов и

Элементарные процессы в объеме	Тип или область разряда
1	2
I. В объеме не происходит элементарных объемных процессов, так как нет столкновений заряженных частиц с нейтральными. Ток поддерживается за счет движения электронов в высоком вакууме.	<i>Разряд в высоком вакууме.</i>
II. Объемная ионизация газа поддерживается лишь за счет действия постороннего ионизатора или же исключительно за счет ионов, проникающих в данную область разряда из других областей.	<i>Тихий разряд.</i> а) Утечка электрических зарядов через воздух. б) Тихий несамостоятельный разряд в газе. в) Внешняя униполярная область коронного разряда.
III. Ионизация и возбуждение соударениями электронов — прямые и ступенчатые, ведущие к постоянному развитию электронных лавин, непрерывно следующих одна за другой и более или менее равномерно заполняющих весь разрядный промежуток пространственным зарядом.	<i>Лавинные разряды.</i> а) Несамостоятельный таунсендовский разряд. б) Катодные части тлеющего разряда. в) Переходные формы между таунсендовским и тлеющим разрядами. г) Катодные части переходной формы между тлеющим и дуговым разрядами. д) Коронирующий слой коронного разряда.
IV. Быстрое чередование и взаимодействие процессов прямой и ступенчатой ионизации и возбуждения толчками электронов и процессов фотоионизации газа в объеме, приводящие к распространению через газ отдельных изолированных в пространстве и времени стримеров и завершающиеся образованием высокоионизированных искровых каналов при полном искажении первоначального равномерного поля искрового промежутка.	<i>Импульсные стримерные разряды.</i> а) Первоначальные стадии искрового разряда во всех его разнообразных по внешности формах. б) Первоначальные стадии молний. в) Отдельные случаи и стадии коронного и кистевого разрядов.

Таблица 29

разрядных областей по элементарным процессам

Элементарные процессы на поверхности катода или на границе данной области	Роль объемного заряда
3	4
а) Фотоэффект. б) Термоэлектронная эмиссия. в) Холодная эмиссия.	Объемный заряд лимитирует силу тока, пока не достигнут ток насыщения.
В случаях а) и б) необязательны. в) Процессы на границе отрицательного и на границе положительного коронирующего слоя.	В случаях а) и б) роли почти не играют. в) Лимитируют разрядный ток и явления, имеющие место в коронирующем слое.
1. Фотоэффект. 2. Термоэлектронная эмиссия. 3. Различные виды вторичной эмиссии на катоде. 4. Специфические процессы на границе положительного коронирующего слоя.	а) Роли почти не играют. б, в, г и д) Обуславливают области свечения и распределение поля в разряде.
Не играют никакой роли.	Весьма существенны индивидуальные поля, создаваемые объемными зарядами отдельных лавин и стримеров.

Элементарные процессы в объеме	Тип или область разряда
1	2
V. Хаотическое тепловое движение электронов и ионов преобладает над их направленным движением. Ионизация происходит за счёт соударений наиболее быстрых ускоряемых полем электронов с частицами газа. Концентрации носителей положительных и отрицательных зарядов равны между собой. Средняя энергия электронов много выше средней энергии нейтральных частиц газа. Убыль энергии электронов плазмы вследствие упругих и неупругих столкновений с частицами газа восполняется за счёт ускорения движения электронов продольным полем разряда за время от одного столкновения до другого.	<i>Неизотермическая плазма.</i> а) Разряд с искусственно подогреваемым катодом (низковольтная дуга). б) Положительный столб тлеющего разряда. в) Положительный столб дугового разряда при низких давлениях газа. г) Положительный столб высокочастотного разряда с внешними или внутренними электродами. д) Колицевой безэлектродный разряд.
VI. Хаотическое движение заряженных частиц, как и в случае V, преобладает над их направленным движением. Процессы в каждом данном элементе объема разряда определяются исключительно его температурой. Баланс числа ионизованных частиц поддерживается путём термической ионизации, за счёт выделяемой в каждом продольном сантиметре разряда тепловой энергии, равной $IE_{\text{прод}}$. Концентрации положительно и отрицательно заряженных частиц равны между собой. Вся среда однородна и изотермична: средняя энергия электронов равна средней энергии нейтральных частиц газа.	<i>Изотермическая плазма.</i> а) Отщипнутый столб дуги при сверхвысоком давлении. б) Канал искрового разряда в течение его более поздних стадий. в) Ярко светящийся канал молнии.

Продолжение таблицы 29

Элементарные процессы на поверхности катода или на границе данной области	Роль объемного заряда
3	4
а) Термоэлектронная эмиссия. б) Процессы на катоде тлеющего разряда. в) Термоэлектронная или холодная эмиссия. В случаях г) и д) отсутствуют.	Положительные и отрицательные пространственные заряды взаимно компенсируют друг друга. Поверхностные заряды на стенках сосуда или отрицательные ионы во внешней оболочке разрядного пространства в газе создают радиально направленное добавочное поле.
Роли не играют.	Положительный и отрицательный пространственные заряды взаимно компенсируют друг друга у оси разряда и создают на некотором расстоянии от оси радиальное поле.

Пусть электродвижущая сила источника тока, питающего разряд (рис. 170), равна $\mathcal{E}$. Сила тока через разрядную трубку при данном режиме равна I , ёмкость катод — анод трубки плюс ёмкость всех проводящих проводов пусть будет C , самоиндукция в цепи L , сопротивление, через которое подаётся ток от источника в трубку, R .

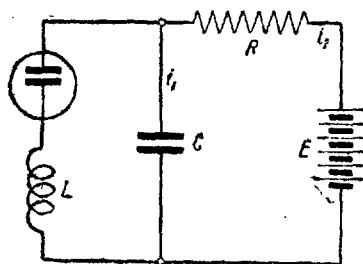


Рис. 170. Эквивалентная схема разряда для суждения об устойчивости разряда по Кауфману.

Если мы будем обозначать через $I + i$ силу тока, соответствующую какому-либо напряжению U на клеммах трубки, и вычертим характеристику разряда, то $\left(\frac{dU}{di}\right)_{i=0}$ даёт нам наклон касательной к характеристике в точке, соответствующей выбранному нами первоначально режиму (ток I). Будем обозначать $\left(\frac{dU}{di}\right)_{i=0}$ через U' . Мы хотим

узнать, является ли выбранный нами режим (ток I) устойчивым или нет. Для решения этого вопроса допустим, что сила тока через трубку изменилась на малую величину i по сравнению с рассматриваемым нами режимом, причём разность потенциалов на зажимах трубки стала равной U , и посмотрим, как будет дальше изменяться i . Если оно будет возрастать, то режим разряда неустойчивый; если, наоборот, i беспрестанно убывает, то режим разряда устойчивый.

При рассматриваемом нами режиме через трубку течёт постоянный ток I , подаваемый источником $\mathcal{E}$. Мы считаем, что всё сопротивление внешнего контура сосредоточено в R ; сопротивлением остальных проводов можно пренебречь. Отсюда вытекает, что разность потенциалов между клеммами трубки равна разности потенциалов между обкладками конденсатора, которым в нашей схеме рис. 170 мы заменяем ёмкость внутри трубки и между проводами. Обозначим эту разность потенциалов через U_0 . Вследствие падения потенциала вдоль сопротивления R имеем:

$$\mathcal{E} = U_0 + IR. \quad (456)$$

Обратимся к вольтамперной характеристике рассматриваемой трубки (рис. 171) $U = f(i)$.

После изменения силы тока через нашу трубку будет идти ток $I + i$, режим перестанет быть стационарным, изменится напряжение

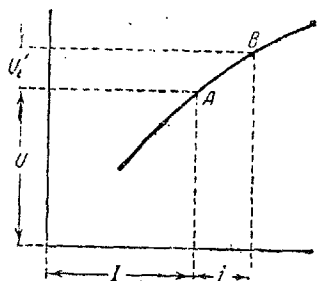


Рис. 171.

на клеммах трубки, конденсатор C начнёт заряжаться (или разряжаться).

Положим, что мы передвинулись от режима (I, U_0) на отрезок i по оси абсцисс. Кроме того, вследствие того, что мы теперь имеем дело с нестационарным режимом и, следовательно, с переменным током, разность потенциалов обкладок конденсатора уравнивается не только напряжением на концах трубки, но и э. д. с. самоиндукции.

Пусть $I + i_2$ — общий ток через сопротивление R . Ток, заряжающий конденсатор C , пусть будет i_1 . Самоиндукцию в цепи трубки обозначим через L ; мгновенное значение потенциала конденсатора — через U_1 . Разность потенциалов на клеммах трубки будет $U_0 + U_1'$. Имеем:

$$\mathcal{E} = U_1 + (I + i_2)R; \quad (457)$$

$$U_1 - U_0 = U_1' + L \frac{di}{dt}. \quad (458)$$

По закону Кирхгофа имеем:

$$i_2 = I + i. \quad (459)$$

В то же время

$$Q = \int i_1 dt = (U_1 - U_0) \cdot C, \quad (460)$$

где Q — добавочный заряд, появившийся на конденсаторе по сравнению с прежним режимом, вследствие появления тока i_1 , а $U_1 - U_0$ соответствующее изменение разности потенциалов обкладок конденсатора.

Вычитая (456) из (457), находим:

$$U_1 - U_0 = -i_2 R. \quad (461)$$

Выражения (458), (459) и (461), дают:

$$U_1' + L \frac{di}{dt} = -R(i + I), \quad (462)$$

(458) и (460) дают:

$$\frac{1}{C} \int i_1 dt = U_1' + L \frac{di}{dt}. \quad (463)$$

Дифференцируя (463) по t и вставляя в (462), находим:

$$U_1' + L \frac{di}{dt} = -iR - RC U_1' \frac{di}{dt} - RLC \frac{d^2 i}{dt^2} \quad (464)$$

или

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \left(\frac{1}{CR} + \frac{U_1'}{L} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} \left(\frac{U_1'}{R} + 1 \right) = 0. \quad (465)$$

Формула (465) представляет собой дифференциальное уравнение, которому подчиняется приращение тока.

Как известно, полный интеграл уравнения (465) будет:

$$i = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t}, \quad (466)$$

где r_1 и r_2 — корни характеристического уравнения — определяются формулой:

$$r = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right)}. \quad (467)$$

Если подкоренная величина в (467) больше нуля, r_1 и r_2 оба действительны, i изменяется аperiodически по экспоненциальному закону. В этом случае, для того чтобы процесс был устойчив, надо, чтобы одновременно $r_1 < 0$ и $r_2 < 0$, а для этого нужно, во-первых, чтобы первый член выражения (467) был меньше нуля, так как в противном случае r_1 , которому соответствует знак $+$ при корне, непременно больше нуля, как сумма двух положительных величин. Отсюда следует, как необходимое условие устойчивости (при действительных r_1 и r_2):

$$\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} > 0; \quad (468)$$

кроме того, необходимо, чтобы абсолютная величина корня в выражении (467) была меньше абсолютной величины первого члена этого выражения, так как иначе r_1 будет больше нуля, несмотря на знак первого члена. Для этого нужно, чтобы

$$\frac{1}{4} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right) < \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) \right]^2, \quad (469)$$

т. е. чтобы

$$\frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right) > 0 \quad (470)$$

или, так как L и C — существенно положительные величины, нужно, чтобы

$$\frac{U'}{R} + 1 > 0. \quad (471)$$

Условие (471) представляет собой второе необходимое условие устойчивости рассматриваемого режима при действительных r_1 и r_2 .

В случае, когда в (467) подкоренная величина меньше нуля, мы можем обозначить корень через $j\omega$, где $j = \sqrt{-1}$, а $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)$ через δ и представить решение (466) в виде:

$$i = A_1 e^{-\delta t + j\omega t} + A_2 e^{-\delta t - j\omega t}. \quad (472)$$

Как известно, (472) представляет собой колебательный процесс, амплитуда которого будет постоянно увеличиваться или постоянно

убывать, стремясь к нулю в зависимости от того, будет ли в показателе δ меньше или больше нуля. Рассматриваемый режим устойчив, если амплитуда колебаний добавочного тока i , нарушившего равновесие, будет стремиться к нулю. Следовательно, при комплексных r_1 и r_2 необходимым и достаточным условием устойчивости будет $\delta > 0$, что приводит опять к выражению (470).

Но r_1 и r_2 могут быть комплексными только при

$$\frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)^2 > 0. \quad (473)$$

Соединяя в одно целое условия устойчивости в обоих рассмотренных случаях, видим, что при $\left(\frac{U'}{R} + 1 \right) < 0$ процесс изменения i непременно аperiодический и, согласно условию (471), режим разряда неустойчив.

При $\left(\frac{U'}{R} + 1 \right) > 0$ процесс аperiодический, пока не соблюдено первое из неравенств (473). По вышеизложенному в этом случае режим разряда устойчив только, если соблюдено неравенство (470). Если же соблюдено первое из неравенств (473), то процесс — колебательный, и условием устойчивости режима разряда опять является неравенство (470).

Таким образом, во всех случаях необходимым и достаточным условием устойчивости режима разряда является одновременное удовлетворение обоих неравенств (471):

$$\left(\frac{U'}{R} + 1 \right) > 0$$

и (468):

$$\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) > 0.$$

Условия (468) и (471) можно поставить в связь с видом характеристики, или, другими словами, дать этим условиям физическое истолкование.

Пусть характеристика разряда возрастающая: $U' = \frac{dU}{di} > 0$. В таком случае все величины, входящие в левые части неравенств, как (470), так и (471), существенно положительные, и сами неравенства всегда соблюдены. Отсюда заключаем: при возрастающей характеристике разряд всегда устойчив. Неравенство $\frac{dU}{di} > 0$ является достаточным условием устойчивости разряда.

Допустим теперь, что $\frac{dU}{di} < 0$, т. е. характеристика в точке, соответствующей рассматриваемому режиму, падающая. Тогда преобразование неравенств (468) и (471), принимая во внимание, что

R , L и C существенно положительны, а U' существенно отрицательно, даст нам:

$$U' + R > 0, \text{ т. е. } -U' < R; \quad (474)$$

$$\frac{L}{C} + RU' > 0; \quad \frac{L}{CU'} + R < 0; \quad R < -\frac{L}{CU'} \quad (475)$$

или, соединяя (474) и (475) в одну строчку:

$$-U' < R < -\frac{L}{CU'}. \quad (476)$$

Условие (476) представляет собой условие устойчивости разряда при падающей характеристике и показывает, что при заданной падающей характеристике разряда и при заданном отношении самоиндукции контура к ёмкости трубки и проводов разряд будет устой-

чив или неустойчив в зависимости от введённого в цепь разряда внешнего сопротивления R . Это, однако, не значит, что можно стабилизировать любую стадию разряда с падающей характеристикой подбором достаточно большого сопротивления.

Дело в том, что если $-U' > -\frac{L}{CU'}$, т. е. если

$$U^2 > \frac{L}{C}, \quad (477)$$

Рис. 172. Падающая характеристика, прямая сопротивления и устойчивый режим разряда — точка Q .

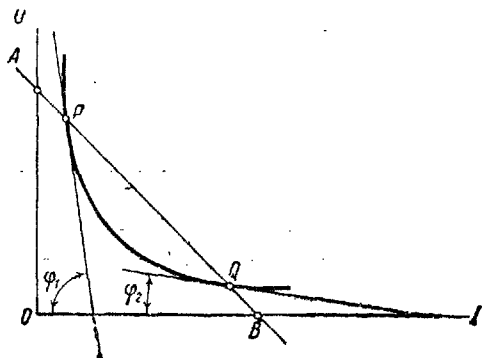
то невозможно подобрать R , удовлетворяющее условию (476). В этом случае, чтобы достичь стабилизации, придётся изменить отношение $\frac{L}{C}$.

Условию (477) можно дать ещё следующее простое геометрическое истолкование.

Начертим (рис. 172) характеристику разряда (падающую) и нанесём там же зависимость напряжения на электродах трубки от э. д. с. источника $\mathcal{E}$ силы тока I и внешнего сопротивления, согласно равенству (456),

$$U = \mathcal{E} - IR. \quad (478)$$

Эта зависимость изобразится прямой линией, проходящей через точки ($I=0$, $U=\mathcal{E}$) и ($I=\frac{\mathcal{E}}{R}$, $U=0$). Прямую AB будем называть



прямой сопротивления, а острый угол между этой прямой и осью абсцисс, т. е. $\angle ABO$, обозначим через α . Режим трубки, соответствующий данным $\mathcal{E}$ и R , представляют собой только точки P и Q . Для осуществления режимов, соответствующих другим точкам характеристики, придётся изменить положение прямой AB , изменив $\mathcal{E}$ или R . Которая из точек P или Q будет соответствовать устойчивому режиму? Проведём в точках P и Q касательные к характеристике. Тангенсы углов φ_1 и φ_2 будут представлять не что иное, как $-\frac{dU}{dI}$, т. е. $-U'$, тогда как $\operatorname{tg} \alpha = R$. Нетрудно видеть, что в точке P имеем $-U' > R$ (режим неустойчив), в точке Q , наоборот, $-U' < R$ (режим устойчив). Режим разряда с падающей характеристикой устойчив, если угол между касательной к характеристике в данной точке и осью I меньше, чем угол между прямой сопротивления и той же осью. (При этом в расчёт принимаются острые углы между этими прямыми.)

В заключение отметим, что только что изложенная теория Кауфмана позволяет решать, по крайней мере, в первом приближении, вопросы не только о внешних условиях устойчивости режима разряда, но и об условиях возникновения стационарных электрических колебаний в цепи, содержащей газоразрядный промежуток. С другой стороны, эта теория представляет собой лишь первый, далеко неполный подход к решению поставленных задач. В частности, если динамическая характеристика разряда сильно отличается от статической, то необходимо было бы пользоваться первой, а это невозможно, так как ход динамической характеристики зависит от скорости изменения I и U во времени (пример — дуговой разряд на переменном токе). В этих случаях для приближённого решения вопроса приходится пользоваться некоторой средней характеристикой, выбранной в соответствии с условиями опыта (например, с частотой генерируемых колебаний). С таким примером мы встретимся в главе о дуговом разряде (гл. XVI, § 6): при помощи схемы Кауфмана (рис. 170), пользуясь электрической дугой между угольными электродами при атмосферном давлении, можно генерировать электрические колебания только не слишком большой частоты, так как при очень больших частотах средняя характеристика дуги перестаёт быть падающей и U' становится > 0 .

Как иллюстрацию отдельных случаев устойчивости разряда в связи с своеобразным ходом вольтамперной характеристики см. [1040].

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ.

ТАУНСЕНДОВСКИЙ РАЗРЯД И ПЕРЕХОД РАЗРЯДА ИЗ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО В САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ [1041—1045].

§ 1. Теория Таунсенда. Таунсендовским разрядом называется такая форма разряда, при которой сила тока разряда настолько мала, что искажением поля, происходящим от пространственных зарядов, практически можно пренебречь. Своё наименование таунсендовский разряд получил по имени английского физика Таунсенда, который дал его теорию [18—20, 1047]. Этот вид разряда охватывает как несамостоятельный разряд при «холодном» катоде, когда нет термоэлектронной эмиссии, так и начальную стадию самостоятельного разряда. От тихого несамостоятельного разряда таунсендовский разряд отличается тем, что в нём имеет место ионизация газа толчками электронов и развитие электронных лавин. От дальнейших стадий самостоятельного разряда таунсендовский разряд отличается тем, что благодаря малой плотности тока в нём можно пренебречь искажением поля пространственными зарядами. Всякий разряд, какой бы большой силой тока он в своём конечном стационарном состоянии ни сопровождался, в момент зажигания представляет собой таунсендовский разряд. Постепенно развиваясь, разряд переходит из одной стадии в другую, из таунсендовского в тлеющий, из тлеющего в дуговой. Какой вид разряда устанавливается в стационарном состоянии, зависит, согласно рассмотренным в предыдущей главе внешним условиям устойчивости разряда, главным образом от сопротивления, введённого во внешнюю цепь.

Как показали работы Роговского, Шумана и др., в первоначальные представления общей теории разряда Таунсенда приходится внести довольно большие изменения, учитывающие влияние пространственных зарядов. Но те же исследователи приходят к заключению, что, несмотря на это, выведенные из рассмотрения механизма таунсендовского разряда условия пробоя остаются в силе [1115, 1116].

В своей теории Таунсенд вводит два коэффициента, характеризующих процесс ионизации газа электронами и положительными ионами. Таунсенд обозначает через α число ионов (и равное ему число электронов), образуемых одним электроном на 1 см пути в направлении

от катода к аноду вследствие столкновений первого рода с нейтральными частицами газа, через β —число ионов и электронов, образуемых таким же образом одним положительным ионом на 1 см пути в направлении от анода к катоду. Коэффициенты α и β зависят от природы и давления газа и от напряжённости поля в данной точке разряда. При постоянном в пространстве и времени поле, что имеет место при плоских электродах и постоянном напряжении, α и β имеют постоянное для данного давления газа значение. Во всех других случаях α и β меняются от точки к точке в разрядной трубке. Третий коэффициент γ , введённый Таунсендом несколько позднее, относится к процессу ионизации на поверхности катода и показывает, сколько электронов, выделяющихся с катода, приходится в среднем на каждый попадающий на катод положительный ион.

Таунсенд полагал, что выход электронов из катода происходит как следствие бомбардировки катода положительными ионами, и именно к этому явлению относил коэффициент γ . В настоящее время, когда известно, что на границе катод—газ в таунсендовском и в тлеющем разрядах, наряду с эмиссией электронов под действием положительных ионов, имеют место фотоэффект и вторичная эмиссия в обширном смысле этого слова, коэффициенту γ приходится приписывать более обобщённое значение, вводя чисто условно данное выше определение этого коэффициента, без указания на исключительную роль положительных ионов. Вся совокупность процессов, вызывающих выход электронов из катода, под действием тех или иных элементарных процессов, имеющих место на поверхности катода при наличии разряда, мы условимся называть γ -процессами. Термоэлектронную и автоэлектронную эмиссии мы из числа γ -процессов исключаем.

Самый механизм разряда Таунсенд рисует следующим образом. Для осуществления разряда необходимо образование свободных электронов при помощи постороннего ионизатора. Этот процесс может происходить во всём объёме газа (объёмная ионизация) или же только на катоде (поверхностная ионизация). Хотя для окончательных выводов теории безразлично, с каким из этих двух видов ионизации мы имеем дело, для большей определённости наших рассуждений будем в дальнейшем предполагать, что электроны выделяются из поверхности катода вследствие облучения этой поверхности коротковолновой радиацией, причём число электронов, выделяющихся с 1 см² поверхности катода в 1 сек, равно n_0 , что соответствует плотности электронного тока с катода $i_0 = en_0$. Каждый электрон на пути к аноду ионизирует частицы газа. Освобождённые при этом электроны также направляются к аноду и тоже разбивают при столкновении частицы газа на положительные ионы и электроны. Таким образом, число электронов, двигающихся по направлению к аноду, постепенно увеличивается с удалением от катода, и имеет место то явление, которое носит наименование «лавины электронов».

Положительные ионы, движущиеся в противоположном направлении, согласно Таунсенду, также ионизируют нейтральные частицы и также постепенно увеличиваются в своём числе от анода к катоду. Они образуют, по Таунсенду, лавину положительных ионов. Чем больше расстояние между катодом и анодом при одной и той же напряжённости поля, тем больше возможности для нарастания той и другой лавины, тем сильнее ток через разрядную трубку. Коэффициент β при одинаковых условиях во много раз меньше коэффициента α . Положительные ионы, ударяясь о катод, вызывают выделение из катода электронов. При прекращении действия внешнего ионизатора могут иметь место три случая: 1) объёмная (коэффициент β) и поверхностная (коэффициент γ) ионизации положительными ионами недостаточны для поддержания разряда.

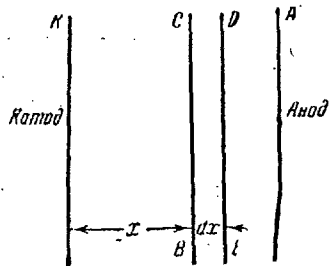


Рис. 173.

Число электронов, участвующих в развитии каждой последующей лавины, меньше, чем в предыдущей. Сила разрядного тока уменьшается и разряд быстро прекращается. В этом случае стационарный разряд, имеющий место до прекращения действия внешнего ионизатора, является разрядом несамостоятельным. 2) Число электронов в каждой последующей лавине равно числу электронов, участвующих в предыдущей. Разряд продол-

жается как стационарный самостоятельный разряд. 3) Число электронов, образующихся в каждой последующей лавине путём объёмной и поверхностной ионизации больше, чем в предыдущей. Разряд развивается дальше и переходит в ту или иную форму путём развития соответствующих пространственных зарядов, пока режим его вновь не станет равновесным из-за изменившегося распределения поля внутри разряда и перераспределения падения потенциала во всей цепи.

Выведем закон нарастания лавины электронов. Проведём ось X перпендикулярно к катоду и аноду, которые мы предполагаем плоскими и параллельными друг другу (рис. 173).

Рассмотрим ионизацию, производимую электронами в слое газа бесконечно малой толщины dx , ограниченном плоскостями CB и DE . Пусть с единицы поверхности катода в единицу времени вылетает n_0 электронов, так что плотность тока на катоде $i_0 = n_0 e$, и пусть в рассматриваемый слой через единицу поверхности влетает со стороны катода n электронов. Так как число ионизаций, производимых одним электроном на пути в 1 см, равно α , то на пути dx каждый электрон производит в среднем αdx ионизаций, а все n влетевших в слой электронов, — $n \cdot \alpha \cdot dx$ ионизаций. Таким образом, на пути dx число электронов лавины n увеличивается на

$$dn = n \alpha dx.$$

(479)

Разделяя переменные, интегрируя (479) и принимая во внимание, что при $x=0$ $n=n_0$, находим закон нарастания лавины между двумя плоскими электродами в равномерном поле (т. е. при $\alpha = \text{const}$) в виде

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (480)$$

и закон нарастания плотности электронного тока

$$i = i_0 e^{\alpha x}, \quad (481)$$

где x — расстояние данной точки от катода. В случае неравномерного поля (например, при искажении поля пространственными зарядами) интегрирование даёт:

$$\ln n = \int_0^x \alpha \cdot dx + C; \quad n = n_0 e^{\int_0^x \alpha dx}. \quad (482)$$

При расстоянии между катодом и анодом, равном δ , на анод прилетает $n_0 e^{\alpha \delta}$ электронов. Число ионизаций, производимых n_0 электронами, вылетевшими с катода, а следовательно, и число образованных ими положительных ионов равны:

$$n_0 e^{\alpha \delta} - n_0 = n_0 (e^{\alpha \delta} - 1) \quad (483)$$

или, в случае неравномерного поля,

$$n_0 (e^{\int_0^{\delta} \alpha dx} - 1). \quad (484)$$

В огромном большинстве случаев объёмная ионизация, производимая положительными ионами, очень мала по сравнению как с объёмной ионизацией, производимой электронами, так и с поверхностной ионизацией на катоде. Поэтому мы получим очень близкие к истине результаты, если пренебрежём объёмной ионизацией положительными ионами, т. е. положим $\beta = 0$.

Все $n_0 (e^{\alpha \delta} - 1)$ положительных ионов, образованных лавиной электронов, ударяются о катод и вызывают выделение с катода $\gamma n_0 (e^{\alpha \delta} - 1)$ новых электронов. Таким образом, с катода будет вылетать уже не n_0 электронов, вызванных внешним ионизатором, а большее число. Соответственно и число положительных ионов, ударяющихся о катод, будет больше. Обозначим через n_1 общее число электронов, вылетающих с катода в единицу времени при стационарном режиме. Так как это число складывается из n_0 электронов, обязанных своим выделением постороннему ионизатору, и из $\gamma n_1 (e^{\alpha \delta} - 1)$ электронов, освобождённых из катода положительными ионами, образованными лавиной электронов, то

$$n_1 = n_0 + n_1 \gamma (e^{\alpha \delta} - 1). \quad (485)$$

С другой стороны, если с единицы поверхности катода вылетает n_1 электронов, то до анода достигает, согласно (480),

$$n_a = n_1 e^{\alpha d} \quad (486)$$

электронов. (484) и (485) дают

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (487)$$

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (488)$$

Так как на аноде весь разрядный ток переносится электронами (выделения положительных ионов с анода обычно нет), то, умножая на заряд электрона, находим для плотности разрядного тока одно из данных Таунсендом выражений:

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (489)$$

При наличии искажающих равномерное поле пространственных зарядов вместо (489) будем иметь:

$$i = i_0 \frac{\int_0^d \alpha dx}{e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 - \gamma(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1)}. \quad (490)$$

(489) и (490) приобретают значение, больше, чем простое решение для случая $\beta = 0$, если под γ подразумевать условный коэффициент, охватывающий как поверхностную, так и объемную ионизацию, производимую положительными ионами, а также и все другие возможные γ -процессы на катоде.

В своей первоначальной теории Таунсенд придавал большое значение объемной ионизации положительными ионами. Поэтому он вывел первоначально выражение для тока несамостоятельного разряда, учитывая лишь коэффициенты α и β и пренебрегая теми процессами, которые находят своё отражение в коэффициенте γ . Мы дадим здесь вывод Таунсенда в расширенном виде, учитывая одновременно все три коэффициента α , β и γ , но с обычными ограничениями теории Таунсенда — плоские электроды, отсутствие искажения поля пространственными зарядами. Выделим, как и выше, в газе слой dx (рис. 173) и будем обозначать концентрацию электронов в какой-либо точке через n_e , концентрацию положительных ионов через n_p . Скорость электронов обозначим через v_e , скорость положительных ионов через v_p . Выделим на наших плоскостях x и $x + dx$ площадки в 1 см^2 , лежащие одна против другой. Число электронов, находящихся в тонком слое, ограниченном этими площадками, будет $n_e \cdot dx$, точно так же число ионов будет $n_p \cdot dx$. Через площадку

в 1 см^2 в наш слой входит в 1 сек $n_e \cdot v_e$ электронов, через такую же площадку выходит $\left[n_e \cdot v_e + \frac{\partial}{\partial x} (n_e \cdot v_e) dx \right]$ электронов. Так мы должны написать, потому что величина $n_e \cdot v_e$ есть функция от x .

Вычитая число электронов, выходящих из нашего элементарного слоя, из числа входящих, и ограничиваясь членами первого порядка малости, находим

$$n_e \cdot v_e - \left[n_e \cdot v_e + \frac{d}{dx} (n_e \cdot v_e) dx \right] = - \frac{\partial}{\partial x} (n_e \cdot v_e) dx; \quad (491)$$

таково приращение числа электронов в нашем элементарном слое, происходящее вследствие их движения. Точно так же найдём и приращение числа положительных ионов, вычитая из числа ионов, выходящих в сторону катода, число входящих в слой со стороны анода:

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (n_p v_p) dx. \quad (492)$$

Так как каждый электрон образует на 1 см своего пути от катода к аноду α электронов и столько же ионов, то на пути через рассматриваемый слой каждый из $n_e v_e$ входящих в слой электронов образует в нём αdx электронов, а все вместе $\alpha \cdot n_e \cdot v_e dx$ электронов и столько же ионов. Точно так же проходящие через слой в единицу времени ионы дают $\beta n_p v_p dx$ ионизаций столкновениями. Прибавляя эти числа новых свободных электронов, образуемых столкновениями в слое, к вычисленному выше приращению числа электронов вследствие их передвижения, находим, что число электронов $n_e \cdot dx$, приходящееся на рассматриваемый слой основанием в 1 см^2 и толщиной dx , меняется во времени по такому закону:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e dx) = - \frac{\partial}{\partial x} (n_e v_e) dx + \alpha n_e v_e dx + \beta n_p v_p dx, \quad (493)$$

откуда

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = - \frac{\partial (n_e \cdot v_e)}{\partial x} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p. \quad (494)$$

Точно так же для изменения во времени числа ионов в 1 см^2 найдём:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = + \frac{\partial (n_p \cdot v_p)}{\partial x} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p. \quad (495)$$

Электрический заряд, переносимый в 1 сек потоком электронов через 1 см^2 плоскости, параллельной катоду и аноду, будет:

$$i_e = e n_e v_e. \quad (496)$$

Ток, переносимый через тот же 1 см^2 положительными ионами, будет:

$$i_p = e n_p v_p. \quad (497)$$

В первом случае переносятся отрицательные заряды от катода к аноду (слева направо), во втором — положительные заряды от анода к катоду (справа налево). Общий ток через 1 см^2 (или плотность тока в разрядной трубке) будет:

$$i = i_e + i_p = en_e v_e + en_p v_p, \quad (498)$$

откуда:

$$n_e v_e + n_p v_p = \frac{i}{e}. \quad (499)$$

Уравнения (493) и (494) представляют собой дифференциальные уравнения, которым удовлетворяет концентрация электронов n_e и ионов n_p . В случае однородного поля между плоскими электродами α и β будут величинами постоянными. Для решения задачи, кроме уравнений (493) и (494), надо иметь граничные условия и воспользоваться равенством (499). Решение, проведенное в общем виде, дало бы нам закон нарастания n_e и n_p в каждой точке разряда со временем.

Упростим задачу, переходя к случаю установившегося потока ионов и электронов, т. е. к случаю стационарного разряда. В этом случае n_e и n_p в каждой точке разряда остаются постоянными во времени, и уравнения (493) и (494) принимают вид:

$$-\frac{d(n_e v_e)}{dx} + \alpha n_e v_e + \beta n_p v_p = 0, \quad (500)$$

$$\frac{d(n_p v_p)}{dx} + \alpha n_e v_e + \beta n_p v_p = 0. \quad (501)$$

Исключая $n_p \cdot v_p$ из (500), пользуясь равенством (499), находим:

$$-\frac{d(n_e v_e)}{dx} + (\alpha - \beta) n_e v_e + \beta \frac{i}{e} = 0. \quad (502)$$

При установившемся режиме $i = \text{const}$.

Чтобы проинтегрировать уравнение (502), представим его в виде $\frac{dy}{dx} + Py = Q$ и находим решение по известной формуле.

Это даёт:

$$y = e^{-\int P dx} \left(C + \int Q e^{\int P dx} \right) dx. \quad (503)$$

Находим:

$$n_e v_e = C \cdot e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{i}{e}. \quad (504)$$

Умножая обе части равенства (504) на заряд электрона e и пользуясь равенством (496), пишем вместо (504)

$$i_e = eC e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (505)$$

У поверхности катода электронный ток i_e составляется из тока, вызываемого посторонним ионизатором (фототок) i_0 , и из тока электронов, выделяемых из катода ударами положительных ионов (а в общем случае и путём прочих γ -процессов). Поэтому, обозначая общий электронный ток с катода через i_{ek} , а ток ионов, ударяющихся о катод, через i_{pk} , мы можем написать в качестве граничного условия задачи на катоде:

$$i_{ek} = i_0 + \gamma i_{pk} \quad (506)$$

или, так как

$$i_{ek} + i_{pk} = i, \quad (507)$$

$$i_{ek} = i_0 + \gamma (i - i_{ek}) \quad (508)$$

и отсюда, согласно (505), полагая $x = 0$,

$$i_{ek} = \frac{i_0 + \gamma i}{1 + \gamma} = eC - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i \quad (509)$$

или

$$eC = \frac{i_0 + \gamma i}{1 + \gamma} + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i = \frac{(\alpha - \beta) i_0 + (\alpha \gamma + \beta) i}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)}. \quad (510)$$

Следовательно, при любом x

$$i_e = \frac{(\alpha - \beta) i_0 + (\alpha \gamma + \beta) i}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)} e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (511)$$

Второе граничное условие получаем, написав, что на аноде весь разрядный ток равен электронному току, т. е. при

$$x = \delta \quad i_e = i. \quad (512)$$

Подставляя это значение i_e в (511) и решая относительно i , находим:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \cdot e^{(\alpha - \beta)\delta}}{(1 + \gamma) \alpha - (\alpha \gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta)\delta}}. \quad (513)$$

Другие способы вывода формулы (513) см. [1117, 1118].

Полагая в (513) $\beta = 0$, приходим к уже известному нам выражению (489). Полагая $\gamma = 0$, находим выражение, первоначально выведенное Таунсендом, а именно:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)\delta}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)\delta}}. \quad (514)$$

Если дальше пренебречь в (489) коэффициентом γ или в (514) коэффициентом β , то приходим к выведенному ранее закону нарастания лавины без учёта ионизации положительными ионами и процессов на катоде (481).

α , β и γ являются функциями напряжённости поля E , притом такими, что с увеличением E знаменатели выражений

(489), (514) или (513) уменьшаются в соответствии с тем экспериментальным фактом, что при увеличении разности потенциалов между электродами сила тока самостоятельного разряда увеличивается. При такой разности потенциалов между катодом и анодом, при которой знаменатель в выражении для i стремится к нулю, i стремится к сколь угодно большим значениям независимо от вызываемого действием постороннего ионизатора тока i_0 . Поэтому равенство нулю знаменателя в выражении для i Таунсенд считает условием перехода разряда в самостоятельный. Более строгий подход к этому вопросу следующий. При самостоятельном разряде $i_0 = 0$; для стационарного самостоятельного разряда граничное условие на катоде вместо (508) принимает вид:

$$i_{ek} = \gamma i_{pk} = \gamma (i - i_{ek}) \quad (515)$$

или

$$i_{ek} = i \frac{\gamma}{1 + \gamma} \quad (516)$$

В этом случае для константы интегрирования находим

$$e \cdot C = i \frac{\gamma}{1 + \gamma} + i \frac{\beta}{\alpha - \beta} \quad (517)$$

Подставляя в (510), получаем для $x = \delta$ однородное уравнение

$$i = i \frac{\alpha\gamma + \beta}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)} e^{(\alpha - \beta)\delta} - i \frac{\beta}{\alpha - \beta} \quad (518)$$

Из (518) i выпадает, и мы получаем после небольших преобразований условие стационарности самостоятельного разряда:

$$(1 + \gamma)\alpha - (\alpha \cdot \gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta)\delta} = 0; \quad (519)$$

при $\beta = 0$ это даёт:

$$\gamma(e^{\alpha\delta} - 1) = 1. \quad (520)$$

При $\gamma = 0$

$$\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha - \beta)\delta} = 0. \quad (521)$$

Во всех случаях мы получаем то же, что даёт приравнивание нулю знаменателя в соответствующем выражении для i^1). Дополним серии выражений (489), (511), (513), (519), (520), (521) выражениями, выведенными Лёбом [1042] для случая, когда основным процессом на катоде является фотоэффект под действием излучения атомов, возбуждённых в разрядном промежутке ударами электронов. Пусть каждый электрон, продвигаясь на 1 см от катода к аноду, производит не только α ионизаций, но ещё вызывает своими столкнове-

¹⁾ Обобщённую трактовку условия зажигания разряда, допускающую выделение положительных ионов с поверхности анода, см. [1067].

ниями с атомами газа на этом пути появление ϑ фотонов путём возбуждения ϑ атомов и их возвращения в нормальное состояние. Обозначим через μ коэффициент поглощения соответствующего излучения, через g — коэффициент, зависящий от формы электродов и указывающий, какая доля возникших в разрядном промежутке фотонов попадает на катод, через η — число фотоэлектронов, приходящихся на один проникший внутрь катода фотон. Пусть n_0 — поперечному числу фотоэлектронов, освобождаемых из катода посторонним ионизатором, n_1 — общее число электронов, покидающих катод в единицу времени. Согласно закону нарастания электронной лавины, на расстоянии x от катода путь dx пролетает $n_1 e^{\alpha x}$ электронов. Из числа фотонов, образованных ими на этом пути, катода достигают

$$dz = n_1 e^{\alpha x} g \vartheta e^{-\mu x} dx \quad (522)$$

фотонов и освобождают из поверхности катода ηdz новых электронов. Проинтегрировав выражение (522) от $x=0$ до $x=\delta$, находим, что все образованные электронной лавиной в разрядном промежутке фотоны в общей сложности освобождают из катода

$$\eta z = \eta n_1 \frac{g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1] \quad (523)$$

электронов. Общее число электронов, покидающих каждый квадратный сантиметр поверхности катода в единицу времени, равно:

$$n_1 = n_0 + \eta n_1 \frac{g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1]. \quad (524)$$

Решая относительно n_1 , вставляя полученное выражение в (486) и вспоминая, что на аноде электронный ток равен общему току, находим:

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1]},$$

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha \delta}}{1 - \frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1]}. \quad (526)$$

Обозначая $\frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu}$ через γ , находим:

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha \delta}}{1 - \gamma (e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1)} \quad (527)$$

— выражение, в точности совпадающее с выражением (489) в тех случаях, когда можно пренебречь μ по сравнению с α , что, как указывает Лёб, вполне возможно при давлениях газа меньших 100 мм Hg.

Условие стационарности самостоятельного разряда или, что то же, условие перехода из несамостоятельного разряда в самостоя-

тельный получим непосредственно из (524), приравняв n_0 нулю. Найдём:

$$\eta \frac{g^{\delta}}{\alpha - \mu} (e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1) = 1. \quad (528)$$

Все четыре условия стационарности (519), (520), (521) и (528) можно написать в одинаковой форме, а именно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{(1 + \gamma)\alpha}{\alpha\gamma + \beta} &= e^{(\alpha - \beta)\delta}, \\ \frac{1}{\gamma} &= e^{\alpha\delta} - 1, \\ \frac{\alpha}{\beta} &= e^{(\alpha - \beta)\delta} - 1, \\ \frac{\alpha - \mu}{\eta g^{\delta}} &= e^{(\alpha - \mu)\delta}. \end{aligned} \right\} \quad (529)$$

Во всех тех случаях, когда можно пренебречь β по сравнению с α (или с $\alpha\gamma$), μ по сравнению с α , а также γ по сравнению с единицей и единицей по сравнению с $e^{\alpha\delta}$, все четыре выражения (529) принимают вид:

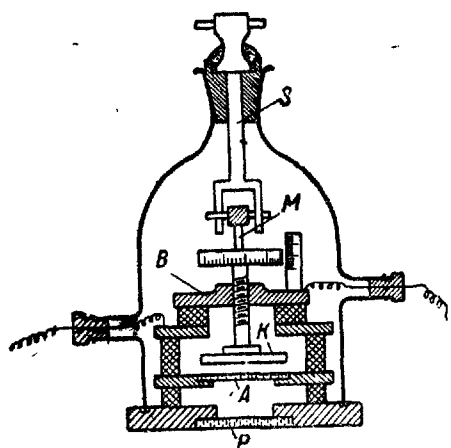
$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha\delta}. \quad (530)$$

Через γ здесь обозначено соответственно $\frac{\beta}{\alpha}$ или $\frac{\eta g^{\delta}}{\alpha}$. Это сопоставление формул, выведенных для различных случаев, вполне оправдывает пользование в общем случае упрощёнными выражениями (489) и (520).

Для экспериментального определения коэффициента α Таунсенд предложил [1046] метод, схема которого представлена на рис. 174. В более или менее широкой разрядной трубке (в первоначальной аппаратуре самого Таунсенда — под колоколом воздушного

Рис. 174. Схема прибора Таунсенда для определения коэффициента объёмной ионизации α . P — кварцевое окошечко, A — анод в виде посеребрённой кварцевой пластинки, K — катод, M — приспособление для передвижения катода при помощи шлифа S и винта B .

насоса) помещён плоский катод K и плоский же анод A , расстояние между которыми можно изменять при помощи того или другого приспособления без нарушения вакуума и измерять, например, при помощи катетометра. Через кварцевое окошечко P в аноде на катод падает



ультрафиолетовое излучение. Разница потенциалов между анодом и катодом накладывается такая, чтобы при разных расстояниях δ от катода до анода напряжённость поля была одна и та же. Измеряя ток, имевший место при этом условии при различных расстояниях δ , и откладывая по оси абсцисс δ , а по оси ординат $\ln i$, Таунсенд получил линию, состоящую из прямолинейного отрезка OA (рис. 175) и кривой AB . Прямолинейный отрезок OA соответствует случаю, когда вследствие сравнительно малого числа образуемых лавинкой положительных ионов и возбуждённых атомов можно пренебречь процессами на катоде и положить $n_1 = n_0$. Действительно, в этом случае ток может быть определен по выражению (481), что после логарифмирования даёт уравнение прямой:

$$y = \ln i = \alpha x + \ln i_0. \quad (531)$$

Отклонение полученной линии от прямой на участке AB Таунсенд объяснял, пользуясь выведенным им выражением (514). α он определял как тангенс угла наклона отрезка OA . Зная α , он подсчитывал β из (514). Измерения Таунсенда были повторены с разными газами несколькими исследователями при усовершенствованной лабораторной технике как при высоких, так и при низких давлениях [1048—1052, 1054—1056, 1076—1219]. Что касается криволинейного участка AB , то путём теоретического расчёта было показано, что появление его может быть вызвано не только процессами объёмной ионизации положительными ионами (β) или γ -процессами [1058], причём те и другие процессы приводят к одной

и той же кривой (при условии $\gamma = \frac{\beta}{\alpha}$), но и искажением поля пространственными зарядами. Этот вывод подтверждается экспериментально [1050]. При уменьшении начального фототока i_0 (что достигается уменьшением освещённости катода) точки криволинейного участка зависимости $\ln i = f(x)$ лежат ближе к продолжению прямой OA , чем при большом i .

Приведённые выше формулы для плотности тока несамостоятельного разряда выведены при молчаливом допущении, что электроны покидают катод с ничтожно малой начальной скоростью. На самом деле начальная скорость не равна нулю. Если после упругого столкновения с частицей газа электрон летит обратно по направлению к катоду, то его энергия (начальная энергия при вылете плюс накопленная в электрическом поле, минус ничтожная потеря при упругих столкновениях) может быть достаточной, чтобы преодолеть задержи-

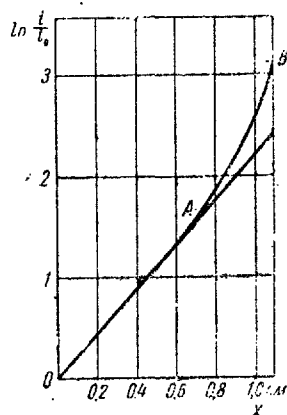


Рис. 175. Кривая Таунсенда $\ln i = f(x)$.

вающее электрон поле и дать ему возможность попасть на катод. Вследствие этого электронный ток с катода при наличии газа будет меньше, чем в вакууме. Выведем формулу для тока с катода при большом давлении газа [1133—1135]. При максвелловском распределении скоростей между электронами их попадает на 1 см² катода в результате беспорядочного теплового движения

$$\frac{nG}{\sqrt{6\pi}}, \quad (532)$$

где n — число электронов в кубическом сантиметре, G — средняя квадратичная скорость электронов. При подвижности электронов K_e ток электронов от катода в направлении к аноду равен

$$i_k = n \cdot e K_e E, \quad (533)$$

где E — напряжённость поля. Таким образом, из n_0 электронов, выходящих из поверхности катода в течение одной секунды под действием внешнего ионизатора, $\frac{nG}{\sqrt{6\pi}}$ возвращаются за то же время на катод и $nK_e E$ уносятся током, так что:

$$i_0 = n_0 e = \frac{nGe}{\sqrt{6\pi}} + n e K_e E. \quad (534)$$

Исключая n из (533) и (534), находим данную Томсоном формулу для плотности фототока с катода с учётом обратной диффузии:

$$i_k = i_0 \frac{\sqrt{6\pi} K_e E}{G + \sqrt{6\pi} K_e E}. \quad (535)$$

i_k будет тем меньше отличаться от i_0 , чем больше E и чем больше подвижность электронов, т. е. чем меньше давление газа. Для иллюстрации приводим кривые (рис. 176). На этом рисунке приведены вольтамперные характеристики тока в высоком вакууме (I) и в неоне (II) при давлении 2 мм Hg при одном и том же освещении катода. До разности потенциалов между электродами в 19 вольт электроны не могут не только ионизировать, но и возбуждать атомы неона. Поэтому различие между обеими кривыми тока в вакууме от нуля до 19 вольт объясняется исключительно обратной диффузией электронов.

Та разность потенциалов между электродами, при которой разряд из несамостоятельного переходит в самостоятельный, называется «пробивным напряжением», или «напряжением зажигания газового разряда», а иногда также «искровым потенциалом». Последнее название появилось потому, что при пробое воздуха при атмосферном давлении обычно возникает искровой разряд.

Как в русской литературе, так и в заграничной, говоря о пробое или о переходе разряда из несамостоятельного в самостоятельный,

очень часто слово «напряжение» заменяют словом «потенциал», понимая под этим потенциал анода и молчаливо предполагая, что потенциал катода принят за нуль. Отсюда выражения: *потенциал зажигания, искровой потенциал* и т. д.

Зная из опыта для какого-либо данного газа коэффициенты α и β и их зависимость от напряжённости поля, Таунсенд подсчитывал на основании формулы (521) потенциал зажигания и получал очень хорошее совпадение с экспериментальными данными. Это послужило

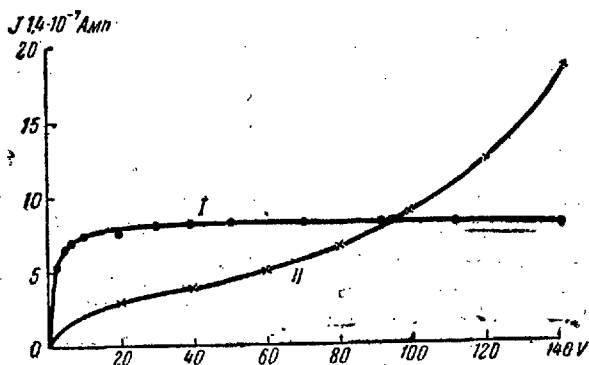


Рис. 176. Разрядный ток в высоком вакууме (кривая I) и в газе (кривая II) при сравнительно большом давлении при одном и том же фототоке с катода (эффект Бредбюри).

причиной, почему теорию Таунсенда долгое время считали за лучшее отображение действительности, чем это имеет место на самом деле.

О лавинной теории разряда, таунсендовском разряде и коэффициентах Таунсенда см. также [1123—1126, 1217, 1218, 1220, 1226].

§ 2. Коэффициенты α и β Таунсенда. Законы подобия разряда. Таунсенд сделал попытку связать макроскопические коэффициенты α и β с кинетикой электронов и ионов. Вывод его можно представить в следующем виде.

Пусть λ_e — средний свободный пробег электрона в газе. Число столкновений электрона с молекулами газа на 1 см пути электрона $N = \frac{1}{\lambda_e}$; из этих столкновений могут привести к ионизации молекул газа только те, при которых скорость электрона будет равна или больше скорости, соответствующей ионизационному потенциалу газа U_i . Если мы обозначим напряжённость поля, в котором движется электрон, через E , то, для того чтобы получить скорость, соответствующую ионизационному потенциалу, электрону придётся пробежать свободный путь λ_e , удовлетворяющий равенству:

$$E \cdot \lambda_e = U_i. \quad (536)$$

Согласно кинетической теории газов, если в газе движутся N электронов, то свободный путь, больший чем λ_i , пробегут $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}$ электронов. Те рассуждения, которые приложимы к N электронам, движущимся одновременно, приложимы также к одному электрону, пробегающему последовательно N отдельных свободных путей между столкновениями.

Таким образом, мы приходим к выводу, что из N столкновений, которые электрон испытает на 1 см своего пути, только в $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}$ случаях электрон пробежит перед столкновением путь, больший λ_i , и потому будет способен ионизировать молекулу газа. Для подсчёта числа ионизаций α , происходящих на 1 см пути электрона

в газе, следовало бы помножить число $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}$ на вероятность ионизации, так как не каждое столкновение приводит к ионизации. Но Таунсенд упрощает задачу, вводя допущение, что при скоростях, меньших ионизационной, вероятность ионизации равна нулю, а при скоростях, больших ионизационной, вероятность ионизации равна единице; каждое столкновение приводит к ионизации. Кроме того, Таунсенд предполагает, что при каждом неупругом столкновении электрон целиком теряет всю накопленную кинетическую энергию. Первое допущение даёт Таунсенду возможность написать:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}. \quad (537)$$

Заменяя λ_i через $\frac{U_i}{E}$, согласно (536), и λ_e через $\frac{1}{N}$, находим:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{U_i N}{E}}. \quad (538)$$

Эти рассуждения допустимы, если средняя длина свободного пути мала по сравнению с расстоянием между электродами.

Обозначая число столкновений на единице пути электрона при давлении, равном единице, через N_0 и принимая во внимание, что число столкновений прямо пропорционально давлению, можно написать:

$$N = N_0 p, \quad (539)$$

и далее:

$$\alpha = p \cdot N_0 \cdot e^{-\frac{N_0 U_i p}{E}} \quad (540)$$

или

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 e^{-\frac{N_0 U_i}{E/p}}. \quad (541)$$

Совершенно таким же путём найдём для функции β :

$$\beta = p M_0 \cdot e^{-\frac{M_0 U_1' p}{E}}; \quad (542)$$

$$\frac{\beta}{p} = M_0 e^{-\frac{M_0 U_1'}{E/p}}, \quad (543)$$

где M_0 и U_1' имеют то же значение по отношению к положительным ионам, как N_0 и U_1 — по отношению к электронам.

Как показывают формулы (541) и (543), α и β обладают тем свойством, что отношения $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{\beta}{p}$ не являются функциями E и p в отдельности, а функциями отношения $\frac{E}{p}$. Та разность потенциалов, которую электрон или ион пробегают от одного столкновения до другого, в среднем равна $\lambda_e E$. Так как λ_e обратно пропорционально p , то $\frac{E}{p} \doteq k \lambda_e E$, где k — некоторый постоянный множитель.

Таким образом, согласно (541) и (542), $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{\beta}{p}$ являются функциями разности потенциалов, пробегаемой в среднем электроном или ионом от одного столкновения до другого.

Это положение справедливо независимо от приведённой выше данной Таунсендом приближённой теории коэффициентов α и β и может быть выражено в общем виде соотношениями

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right); \quad \frac{\beta}{p} = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \quad (544)$$

без уточнения вида функции f_1 и f_2 .

Напишем условие возникновения самостоятельного разряда между плоскими электродами по Таунсенду (521) в форме

$$\frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha - \beta)\delta} \quad (545)$$

и подставим вместо α и β их значения по Таунсенду. Заменим при этом E через $\frac{U}{\delta}$, понимая под U разность потенциалов между плоскими электродами. Получим:

$$f_1\left(\frac{U}{p\delta}\right) = f_2\left(\frac{U}{p\delta}\right) e^{p\delta \left[f_1\left(\frac{U}{p\delta}\right) - f_2\left(\frac{U}{p\delta}\right) \right]}. \quad (546)$$

Формула (546) показывает, что напряжение зажигания газового разряда U является функцией произведения $p\delta$, а не отдельно p и δ . Другими словами, если в двух разрядных трубках с плоскими электродами и одним и тем же газом произведение из давления на расстояние между электродами одно и то же, то и напряжение зажигания в обоих случаях также одно и то же.

Этот закон был установлен экспериментально Пашеном ещё до появления теории Таунсенда и носит название закона Пашена.

Если исходить не из условия пробоя в виде (521), а воспользоваться более общей формулой (519) или формулой (520), то закон Пашена вытекает из этих выражений при условии, что γ , так же как $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{\beta}{p}$, является функцией $\frac{E}{p}$.

Когда γ имеет условное значение $\frac{\beta}{\alpha}$, то такая зависимость очевидна. В том случае, когда γ характеризует выделение электронов под действием ударов положительных ионов о катод, положение $\gamma = f\left(\frac{E}{p}\right)$ обозначает, что γ есть функция энергии, приобретаемой в среднем положительном ионе на каждом свободном пробеге перед катодом.

При высоких давлениях газа (порядка сотни атмосфер) наблюдаются отступления от закона Пашена [1057, 1059, 1061, 1063].

Таунсенд обобщил закон Пашена следующим образом. Сравним между собой два случая разряда в одном и том же газе. Пусть во втором случае все линейные размеры электродов и их расстояние между собой в k раз больше, чем в первом, а давление в k раз меньше, чем в первом. Разность потенциалов U между электродами одна и та же. Тогда имеют место следующие соотношения:

	В первом случае	Во втором случае	(547)
Расстояние между электродами . . .	δ	$k\delta$	
Давление	p	p/k	
Напряжённость поля в соответствующих точках	E	E/k	

Такие два разряда Таунсенд называет *подобными*.

Напишем таунсендовское выражение для α и β в общем виде без уточнения вида функции.

Для первого случая:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha_1}{p} &= f_1\left(\frac{E}{p}\right), \\ \frac{\beta_1}{p} &= f_2\left(\frac{E}{p}\right). \end{aligned} \right\} \quad (548)$$

Для второго случая [пользуемся табличкой (547)]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha_2}{p/k} &= f_1\left(\frac{E/k}{p/k}\right) = f_1\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha_1}{p}, \\ \frac{\beta_2}{p/k} &= f_2\left(\frac{E/k}{p/k}\right) = f_2\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\beta_1}{p}. \end{aligned} \right\} \quad (549)$$

(548) и (549) дают:

$$k\alpha_2 = \alpha_1, \quad k\beta_2 = \beta_1. \quad (550)$$

Пусть $\gamma = f\left(\frac{E}{p}\right)$. В таком случае

$$\gamma_1 = f\left(\frac{E}{p}\right); \quad \gamma_2 = f\left(\frac{E/k}{p/k}\right) = \gamma_1. \quad (551)$$

Допустим, что при данной разности потенциалов в случае 1 удовлетворено условие возникновения самостоятельного разряда (520)

$$\gamma_1 \left(e^{\int_0^{\varepsilon_1} \alpha_1 dn_1} - 1 \right) = 1. \quad (552)$$

Интеграл берётся вдоль силовой линии. Напишем левую часть такого же выражения для случая 2:

$$\gamma_2 \left(e^{\int_0^{\varepsilon_2} \alpha_2 dn_2} - 1 \right). \quad (553)$$

Вследствие геометрического подобия конфигурации электродов и силовых линий

$$\delta_2 = k\delta_1, \quad n_2 = kn_1, \quad dn_2 = k dn_1. \quad (554)$$

Сравнивая соответствующие элементы интегралов

$$\int_0^{\delta_1} \alpha_1 dn_1 \quad \text{и} \quad \int_0^{\delta_2} \alpha_2 dn_2, \quad (555)$$

видим, что эти элементы соответственно равны, так как

$$\alpha_2 dn_2 = \frac{\alpha_1}{k} \cdot k dn_1. \quad (556)$$

Следовательно,

$$\int_0^{\varepsilon_2} \alpha_2 dn_2 = \int_0^{\varepsilon_1} \alpha_1 dn_1 \quad (557)$$

и

$$\gamma_2 \left(e^{\int_0^{\varepsilon_2} \alpha_2 dn_2} - 1 \right) = \gamma_1 \left(e^{\int_0^{\varepsilon_1} \alpha_1 dn_1} - 1 \right) = 1. \quad (558)$$

Таким образом, если при данной разности потенциалов U условие возникновения самостоятельного разряда удовлетворено для первой конфигурации электродов, то оно удовлетворено и для второй. Подобные разряды, т. е. разряды, в которых конфигурации элект-

тродов и их взаимное расположение геометрически подобны, а давления газа обратно пропорциональны линейным размерам и расстояниям электродов, имеют одно и то же напряжение зажигания.

Применение закона подобия не ограничивается переходом разряда из несамостоятельного в самостоятельный. Как и в случае закона Пашена для плоских электродов, в общем случае подобие двух разрядов основано на том, что энергия электронов в соответствующих точках увеличивается при одном свободном пробеге в среднем на одну и ту же величину. Если поставить вопрос шире и принять во внимание не только процессы ионизации и возбуждения при неупругих соударениях электронов с атомами и молекулами, но и другие процессы, то детальное рассмотрение показывает, что подобие разрядов сохраняется при наличии процессов: диффузии электронов и ионов, образования отрицательных ионов, взаимной рекомбинации ионов в объеме газа при больших давлениях, рекомбинации на поверхности стенок и электродов, выделения электронов из катода под действием положительных ионов и метастабильных атомов (при условии одной и той же работы выхода) и ионизации соударениями Прода при одной и той же процентной концентрации примеси к основному газу. Напротив, подобие двух разрядов не может иметь места при наличии в заметной степени следующих процессов: взаимная рекомбинация положительных и отрицательных ионов в объеме газа при низких давлениях, рекомбинация ионов и электронов в объеме газа, ступенчатая ионизация.

Справедливость закона Пашена, являющегося частным случаем закона подобия газовых разрядов, показывает, что при переходе разряда из несамостоятельного в самостоятельный рекомбинация ионов и электронов в объеме газа и ступенчатая ионизация не играют существенной роли.

Хотя выражения (541) и (543) приводят к законам подобия, они не дают правильных наблюдаемых на опыте значений коэффициентов α при подстановке вместо U_i и N_0 их хорошо известных значений. Более того, если идти обратным путём и по экспериментально наблюдаемым значениям α определить из (541) U_i , то для гелия ионизационный потенциал получается много ниже, а для азота много выше действительного. Причина такого расхождения заключается в неприменимости тех грубых допущений, которые положены Таунсендом в основу его подсчёта коэффициента α . Формулой (541) в настоящее время пользуются как эмпирической в виде

$$\alpha = c_1 e^{-\frac{c_2}{E}}, \quad (559)$$

определяя c_1 и c_2 из опыта. Позин показал, основываясь на результатах экспериментального определения α , что для воздуха α хорошо

следует следующим эмпирическим формулам [1042, 1050]:

$$\text{а) в области значений от } \frac{E}{p} = 20 \frac{V}{\text{см мм Hg}} \text{ до } \frac{E}{p} = 40 \frac{V}{\text{см мм Hg}}$$

$$\frac{\alpha}{p} = A_1 e^{B_1 \frac{E}{p}},$$

где $A_1 = 5,76 \cdot 10^{-7}$, $B_1 = 0,245$;

$$\text{б) от } 44 \text{ до } 176 \frac{V}{\text{см мм Hg}}$$

$$\frac{\alpha}{p} = A_2 \left(\frac{E}{p} - B_2 \right)^2,$$

где $A_2 = 1,17 \cdot 10^{-4}$, $B_2 = 32,2$;

$$\text{с) от } 200 \text{ до } 1000 \frac{V}{\text{см мм Hg}}$$

$$\frac{\alpha}{p} = \sqrt{\frac{A_4 E}{p}} - B_4,$$

где $A_4 = 0,21$, $B_4 = 3,65$;

$$\text{д) в области от } \frac{E}{p} = 176 \frac{V}{\text{см мм Hg}} \text{ до } \frac{E}{p} = 200 \frac{V}{\text{см мм Hg}}$$

ход изменения $\frac{\alpha}{p}$ как функции $\frac{E}{p}$ не может быть представлен более или менее простым выражением.

Эмпирические формулы Позина более точны, чем формула (559), но они менее удобны, хотя бы уже потому, что различны для различных интервалов. Поэтому при построении приближенных теорий той или иной области разряда, в которой имеет место развитие электронных лавин, обычно пользуются формулой (559). Общий ход зависимости $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ для воздуха представлен на рис. 177. Попытки дать более точный теоретический подсчет α были сделаны К. Комптоном [1053]. В 1936 г. С. К. Моралев [1064] (см. также [1066]), а также Дрювестейн [1065] дали метод расчета α , проводящий к хорошему совпадению с опытом. Метод Моралева основан на учете существующего между электронами распределения скоростей, близкого к максвелловскому, на применении для вероятности ионизации w аппроксимации

$$w\left(\frac{U}{U_t}\right) = C \frac{U - U_t e^{-\alpha \frac{U}{U_t}}}{U_t} \quad (561)$$

и на учёте потерь энергии электроном при упругих и неупругих столкновениях. U — энергия электрона при данном столкновении, U_i — энергия, соответствующая потенциалу ионизации газа, а U_t — средняя (наиболее вероятная) энергия электрона. Метод Моралева даёт возможность учесть влияние примесей в газе на коэффициент α . Дальнейшие шаги в направлении подсчёта α см. [1201, 1202].

Экспериментальное определение α в чистом неоне и неоне с различной процентной примесью аргона, произведённое И. И. Готовым [1066], даёт величины, хорошо совпадающие с величинами, вычисленными методом Моралева. Другие работы по экспериментальному определению коэффициентов α , β и γ см. [1193 — 1200].

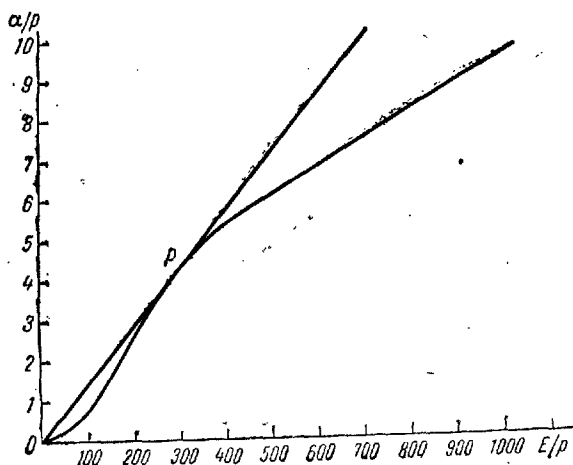


Рис. 177. Кривая $\frac{\alpha}{\rho} = f\left(\frac{E}{\rho}\right)$.

§ 3. Несамостоятельный таунсендовский разряд. Эффект и константа Столетова. С несамостоятельным таунсендовским разрядом приходится иметь дело в так называемых газонаполненных фотоэлементах. В этих приборах фототок с катода, пропорциональный интенсивности падающего на катод света, усиливается образованием в газе лавин электронов. Усиление тока зависит от того, насколько близко удаётся подойти к напряжению зажигания разряда без риска вызвать пробой. Практически в газонаполненных фотоэлементах коэффициент усиления порядка 10—15.

Впервые сочетание фотоэффекта с несамостоятельным разрядом в газе исследовал А. Г. Столетов, назвавший совокупность этих двух явлений «актиноэлектрическими явлениями». От наблюдений в воздухе при атмосферном давлении Столетов перешёл к измерениям при пониженном давлении и нашёл, что с уменьшением давления p сила актиноэлектрического тока сперва возрастает, затем

начинает падать. Столетов установил, что если менять от опыта к опыту разность потенциалов между анодом и катодом, то максимум тока соответствует всегда одному и тому же определённом значению отношения напряжённости поля E к давлению p .

Таунсенд дал объяснение этому явлению и ввёл для него принятое в литературе название «*эффект Столетова*».

Пользуясь выражением (548), ищем максимум α , приравнявая нулю производную от α по p :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial p} = p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{p}\right) = 0 \quad (562)$$

или

$$p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)} \cdot \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{p}\right) = 0. \quad (563)$$

Но так как

$$f\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha}{p} \quad \text{и} \quad \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} = -\frac{E}{p^2}, \quad (564)$$

находим, что α , а следовательно, и плотность тока i достигают максимума при

$$-\frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)E}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)p} + \frac{\alpha}{p} = 0, \quad \frac{\frac{\alpha}{p}}{\frac{E}{p}} = \frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}. \quad (565)$$

Если построить кривую, изображающую зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ (рис. 177) и провести касательную OP из начала координат, то точка касания P как раз удовлетворит равенству (565).

Так как, согласно Таунсенду, кривая $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ одна и та же для любых давлений p , то (565) однозначно определяет значение $\frac{E}{p}$, соответствующее максимуму α . Это значение названо Таунсендом *константой Столетова*. Экспериментальное значение этой константы, найденное А. Г. Столетовым для воздуха, очень близко к величине, подсчитанной Таунсендом из его опытов непосредственного определения коэффициента α .

§ 4. Запоздывание зажигания и время формирования разряда. Давно уже было замечено, что если промежуток между электродами, в котором происходит разряд, находится в темноте и вообще не подвергается действию какого-либо внешнего ионизатора, то между моментом наложения на электроды потенциала, равного потенциалу

зажигания разряда, и моментом начала разряда проходит некоторое время. Это время называют *временем запаздывания разряда*.

При освещении катода разрядного промежутка ультрафиолетовым светом или при действии другого внешнего ионизатора время запаздывания разряда уменьшается. Явлению запаздывания даётся такое теоретическое объяснение. Для начала образования лавины электронов необходимо, чтобы где-либо около самого катода появился электрон, который мог бы положить начало лавине электронов, распространяющейся через весь промежуток между катодом и анодом. Чем сильнее действие внешнего ионизатора, тем больше концентрация электронов и тем вероятнее образование такой лавины. Поэтому, чем сильнее действие ионизатора, тем меньше время запаздывания. Появление электрона около самого катода и время запаздывания должны подчиняться законам случайных явлений. Действительно, время запаздывания разряда при повторных опытах, проведённых в одних и тех же условиях, имеет различные разбросанные в широких пределах значения. Вероятность $w(t)$ того, что разряд наступит не ранее, чем через данный промежуток времени t , должна выражаться экспоненциальной функцией [1068]:

$$w(t) = e^{-kt}. \quad (566)$$

Из N случаев зажигания газового разряда между данными электродами в данном газе в $Nw(t)$ случаях через время t зажигание ещё не произойдёт. За промежуток времени от t до $t + dt$ произойдёт

$$\frac{dw(t)}{dt} dt = ke^{-kt} dt \quad (567)$$

зажиганий.

Справедливость соотношения (566) установлена на опыте [1069, 1070] при помощи аппаратуры, автоматически регистрирующей отдельные замыкания цепи разряда и время, протекающее между каждым замыканием и началом самостоятельного разряда. Дальнейшие подробности об измерениях времени запаздывания зажигания в различных условиях и о результатах этих измерений см. [1119—1122, 1140—1148, 1215, 1216, 1227, 1228].

Высчитаем среднее время τ запаздывания разряда. Для этого помножим каждое отдельное время запаздывания на число случаев, в которых данная величина запаздывания имеет место. Сложим все полученные величины и разделим на общее число зажиганий N . Заменим сумму интегралом. Найдём:

$$\tau = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} Nke^{-kt} \cdot t dt = k \int_0^{\infty} te^{-kt} dt = \frac{1}{k}. \quad (568)$$

Среднее время запаздывания разряда равно обратной величине константы k . (566) можно написать в виде

$$w(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (569)$$

При достаточной посторонней ионизации τ становится исчезающе малым, и запаздывание разряда практически устраняется: его нельзя обнаружить обычными способами измерения промежутков времени.

От времени *статистического запаздывания разряда* надо отличать *время формирования разряда*. Под этой последней величиной понимают время, необходимое для развития в разрядном промежутке самостоятельного разряда. Определить время формирования разряда можно, устранив статистическое запаздывание разряда при помощи достаточно интенсивного облучения катода ультрафиолетовой радиацией и применяя более совершенные методы измерения малых промежутков времени. Согласно теории Таунсенда, развитие разряда, сопровождаемое увеличением разрядного тока, происходит, пока число электронов каждой последующей лавины электронов, выходящих из катода путём γ -процессов, больше, чем в предшествующей. При пробое разрядного промежутка вследствие появления в непосредственной близости от катода одного или небольшого числа свободных электронов первая лавина маломощна. Последовательные лавины как бы постепенно раскачивают друг друга. Таким образом, с точки зрения теории Таунсенда, время формирования разряда, равное времени раскачивания электронных лавин, должно равняться времени прохождения нескольких лавин от катода до анода, включая каждый раз время на обратное движение положительных ионов от анода до катода.

Первые намёки на количественную неувязку теории Таунсенда с экспериментом в вопросе о времени формирования разряда даю сравнение потенциала зажигания разряда при переменных токах низкой и высокой частоты.

Допустим, что на электроды накладывается не постоянная разность потенциалов, а напряжение от источника переменного тока. Если «пробойная» разность потенциалов будет существовать между электродами за такую часть периода переменного тока, которая больше, чем время формирования разряда, то зажигание разряда будет происходить два раза за период тока. Если же время развития лавин, необходимых для формирования разряда, больше, чем полупериод тока, то самостоятельного разряда не возникнет. При той же частоте тока можно будет помочь делу, только увеличив амплитуду переменной разности потенциалов, наложенной на электроды. Таким образом, оставаясь на почве воззрений Таунсенда, мы приходим к выводу, что «потенциал зажигания» газового разряда при переменном токе не должен зависеть от частоты тока лишь до тех пор, пока период тока не достигнет порядка 10^{-4} — 10^{-5} сек (при расстоянии между электродами порядка 1 см и давлении в 1 атм). Начиная с такой частоты, потенциал зажигания должен возрастать с увеличением частоты тока. На опыте это не наблюдается, и даже, напротив, целый ряд исследователей обнаружил понижение напряжения зажигания при увеличении частоты тока [1136—1139]. Однако основан-

ные на этих результатах заключения о расхождении теории Таунсенда с опытом не вполне убедительны: при высокочастотном разряде при переходе от каждого полупериода к следующему с противоположным направлением тока деионизация разрядного промежутка не успевает происходить. Последовательное развитие разряда может иметь место в течение ряда полупериодов. Кроме того, свободные электроны появляются в результате ионизации как у одного, так и у другого электрода. Процессы на катоде и связанный с ними механизм раскачивания лавин теряют своё значение. Поэтому для решения вопроса необходимо было непосредственное определение времени формирования разряда. Такое определение удалось Роговскому.

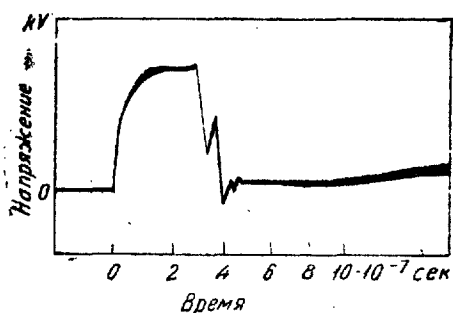


Рис. 178. Осциллограмма Роговского. Расстояние между электродами 1 мм; газ—воздух при атмосферном давлении.

При помощи катодного осциллографа, способного регистрировать события, происходящие в течение 10^{-9} секунд, Роговский снял временной ход зажигания разряда в воздухе при атмосферном давлении. Чтобы исключить влияние постепенного нарастания напряжения, Роговский пользовался ударной волной напряжения с очень крутым фронтом, бегущей по параллельным проводам, в конце которых находился испытуемый разрядный промежуток.

Осциллографировалось напряжение на электродах разрядного промежутка. При возникновении разряда это напряжение падало до очень малых значений вследствие перераспределения напряжения в цепи при появлении разрядного тока.

Полученные осциллограммы подтвердили, что между моментом наложения напряжения, равного «потенциалу зажигания» разряда, и моментом, когда ток пробоя достигает максимального значения, проходит промежуток времени в несколько десятимиллионных долей секунды (10^{-7} сек), причём падение напряжения от нескольких кВ и почти до нуля происходит в течение одной десятимиллионной доли секунды. Одна из таких осциллограмм приведена на рис. 178.

Опыты Роговского показывают, что при атмосферном давлении теория Таунсенда не в состоянии объяснить ход развития разряда во времени и что в основах этой теории надо сделать существенное изменение.

По мнению Роговского, разногласие между теорией Таунсенда и экспериментом происходит из-за того, что теория Таунсенда считает поле между электродами за равномерное, не учитывая искажения, вносимого в это поле пространственными зарядами в разряд-

ном промежутке. На самом деле, ещё до того момента, как успели образоваться и достичь катода первые таунсендовские лавины ионов, пробой уже произойдёт, потому что на некотором участке пробойного промежутка около катода вследствие наличия пространственных зарядов создаётся достаточно сильное для этого поле [1071].

Эта мысль нашла обоснование в приближённых расчётах нарастания пространственных зарядов при первой, второй, третьей и так далее лавинах электронов, расчётах, произведённых Гиппелем и Франком [1072] и уточнённых Капцовым [1073], а также в приближённых выкладках Шумана и Роговского [1074, 1115], исходящих из основных уравнений теории Таунсенда (494) и (495) для общего нестационарного случая. В то же время осциллографические исследования зажигания разряда при низких давлениях, произведённые Штенбеком [1060, 1080, 1081], показали, что в этом случае время формирования разряда порядка 10^{-5} сек и укладывается поэтому в рамки теории раскачивания электронных лавин. Такое же постепенное раскачивание электронных лавин приводит к инерционности газонаполненных фотоэлементов [1213, 1214]. Соображения Роговского о роли пространственных зарядов в разряде привели его к существенному дополнению теории Таунсенда и позволили новой теории Таунсенда-Роговского охватить не только несамостоятельный разряд, но и самый процесс перехода разряда в самостоятельный, за исключением случая искрового разряда, а также ту стадию самостоятельного разряда, которая носит наименование тлеющего разряда [1077—1079]. Время, необходимое для развития разряда, обуславливает собой инерционность газового разряда. Эта инерционность проявляется, например, в газонаполненных фотоэлементах при большой частоте модуляции светового потока, падающего на катод фотоэлемента [1111].

§ 5. Теория разряда Роговского. Математическая теория разряда при плоских электродах, данная Роговским [1077], основана на добавлении к исходным уравнениям теории Таунсенда (500) и (501) уравнения Пуассона в форме¹⁾

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi \left(\frac{i_p}{u} - \frac{i_n}{v} \right), \quad (570)$$

где u — скорость положительных ионов, v — скорость электронов. Роговский допускает, что скорости электронов и ионов прямо пропорциональны $\sqrt{E}$, а именно,

$$u = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{e \frac{\lambda_p}{m_p}} \sqrt{E}; \quad v = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{e \frac{\lambda_e}{m_e}} \sqrt{E}, \quad (571)$$

где λ_p , λ_e , m_p , m_e — свободные пробеги и массы положительных ионов и электронов. Ионизацией ударами положительных ионов

¹⁾ Вытекает из $\rho = \rho_p - \rho_e$ и $i_p = u_p \rho_p = v \rho_e$.

и коэффициентом β Роговский пренебрегает. Эти исходные положения приводят к дифференциальному уравнению задачи в виде

$$\frac{d}{dx} \left(\sqrt{E} \frac{dE}{dx} \right) - \alpha \left(\sqrt{E} \frac{dE}{dx} \right) - \frac{4\pi i_2}{K} = 0, \quad (572)$$

где α — функция от E , а K — фактор пропорциональности между i и E в выражении (571). Роговский задаётся для α формулой (559) и решает задачу для самостоятельного разряда графическим методом, пользуясь граничным условием на катоде в знакомом нам виде

$$i_{ek} = i \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (573)$$

Ему удастся объяснить основные черты тлеющего разряда, как то: существование катодного падения, малый градиент потенциала в положительном столбе, существование минимальной границы плотности тока, при которой тлеющий разряд возможен, и т. д.

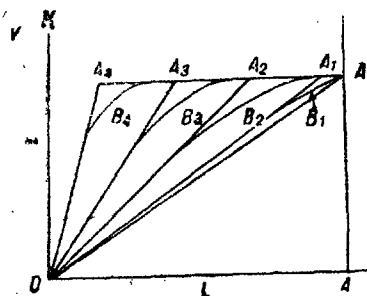


Рис. 179. Схема нарастания пространственного заряда и искажения поля при пробое по Роговскому.

Удобных и надёжных расчётных формул для самостоятельного разряда теория Роговского, однако, не даёт. Этому мешают математические затруднения, встречаемые теорией, неточность выражений скорости ионов и электронов в зависимости от напряжённости поля E (571) и приближённый характер полуэмпирической формулы (559).

Независимо от подробной математической теории Роговский дал

качественную картину перехода от несамостоятельного разряда к самостоятельному, непосредственно связывающую явление пробоя с нарастанием пространственных зарядов и дающую представление о том, каково должно быть в общих чертах распределение потенциала в тлеющем самостоятельном разряде. Пусть K и A (рис. 179) представляют собой плоские катод и анод разрядного промежутка. Расстояние между ними пусть будет d . При отсутствии пространственных зарядов поле между плоскими электродами равномерное, и распределение потенциала в разрядном промежутке может быть изображено прямой OA , причём ордината U_A соответствует разности потенциалов между анодом и катодом. Пусть с катода под действием внешнего ионизатора непрерывно выделяются электроны. При постепенном увеличении разности потенциалов U сила тока несамостоятельного разряда между K и A будет постепенно увеличиваться. Пока плотность тока настолько мала, что можно пренебречь пространственными зарядами, мы можем считать поле между катодом

и анодом равномерным и применить закон нарастания электроннй лавины (480). Это даёт нам для числа n_2 электронов, выделяемых из катода при ударе о него ионов, образованных в газе вылетевшей ранее группой в n_1 электронов,

$$n_2 = n_1 \gamma (e^{\alpha d} - 1). \quad (574)$$

Отношение $\frac{n_2}{n_1}$ Роговский предложил назвать «ионизационным нарастанием» μ . Пока можно пренебречь пространственными зарядами,

$$\mu = \frac{n_2}{n_1} = \gamma (e^{\alpha d} - 1). \quad (575)$$

Когда при увеличении U «ионизационное нарастание» μ начинает приближаться к единице, плотность тока, согласно (489), сильно увеличивается. Так как электроны передвигаются в электрическом поле много быстрее положительных ионов, то они быстро уходят из разрядного промежутка. Медленно передвигающиеся к катоду положительные ионы образуют в разрядном промежутке положительный пространственный заряд, искажающий поле. Распределение потенциала между катодом и анодом при наличии этого пространственного заряда будет изображаться уже не прямой OA , а кривой OB_1A , которую Роговский аппроксимирует ломаной OA_1A (рис. 179). При такой замене, очень близко соответствующей действительному положению дел, анод как бы перемещается из A в A_1 . Обозначая расстояние от катода до нового условного анода через L , находим для ионизационного нарастания величину

$$\mu = \gamma (e^{\alpha L} - 1), \quad (576)$$

причём α имеет уже несколько изменённую величину, соответствующую новой напряжённости поля у катода. Допустим, что, постепенно увеличивая разность потенциалов U , мы достигли такого режима, при котором $\mu = 1$. При этом режиме разряд будет самостоятельным и стационарным. Но закончится ли на этом пробой разрядного промежутка? Является ли достигнутый режим разряда устойчивым? Выход большого числа электронов из катода вследствие γ -процессов представляет собой явление, подверженное законам статистики. В числе электронов n_1 , выходящих за какой-либо малый промежуток времени Δt из элемента поверхности катода Δs , отнесённом к 1 см^2 и к единице времени n_1 , будут происходить флуктуации. Временные случайные увеличения n_1 будут происходить также под действием случайных внешних ионизирующих факторов. При таком случайном увеличении n_1 произойдёт вместе с тем и флуктуация плотности разрядного тока. Плотность тока увеличится; увеличится одновременно и плотность пространственного заряда, а следовательно, и искажение поля. Условный анод окажется перемещённым в точку A_2 ; величина L будет меньше, напряжённость поля у катода — больше.

Из экспериментальной кривой α , приведённой на рис. 177, а также из выражения (559) следует, что пока $\frac{E}{p} = \frac{U}{Lp}$ меньше значения, соответствующего точке P касания кривой $\frac{\alpha}{p}$ с прямой, проведённой из начала координат, α при передвижении условного анода A_1 возрастает быстрее, чем убывает L , или, другими словами, произведение αL возрастает. Для значений $\frac{E}{p} = \frac{U}{Lp}$ больших, чем это соответствует точке P , αL убывает с уменьшением L ¹⁾.

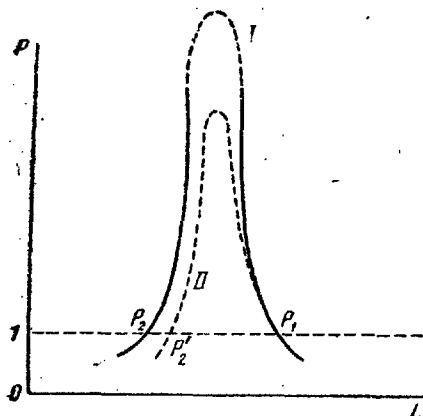


Рис. 180. Ход изменения «ионизационного нарастания» μ во время пробоя по Роговскому.

Начальный участок кривой, лежащий около начала координат O , нас при этом не интересует, так как не соответствует рассматриваемому режиму разряда. Таким образом, как следствие рассматриваемой флуктуации плотности разрядного тока, ионизационное нарастание μ будет больше единицы. Стационарный режим разряда оказался неустойчивым: вызванное случайной флуктуацией увеличение μ вызывает дальнейшее увеличение плотности тока, а следовательно, и дальнейшее возрастание плотности пространственного заряда и

величины μ . Ход изменения α приводит вначале при сравнительно больших L и малых E к очень быстрому возрастанию μ вследствие всё большего и большего искажения поля под действием последующих электронных лавин. Когда L становится настолько малым, что точка P на рис. 177 оказывается пройденной, μ уменьшается при дальнейшем искажении поля. Когда μ вновь достигает значения единицы при положении условного анода A_1 (рис. 179), дальнейшего искажения поля не происходит и режим разряда становится стационарным. Таким образом, μ пробегает кривую I , схематически изображённую на рис. 180. Максимум этой кривой лежит очень высоко. Режим, соответствующий точке P_2 (рис. 180), стабилен потому, что при случайном увеличении тока ионизационное нарастание тотчас же становится меньше единицы и плотность тока разряда умень-

¹⁾ Это легко заключить из того, что если бы зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от E , т. е. от $\frac{1}{L}$, изображалась прямой OP , то при изменении L и E αL оставалось бы постоянным.

шается. При случайном уменьшении тока происходит обратное. Сила тока, соответствующего точке P_2 рис. 180, очень велика. Таким образом, качественная теория Роговского хорошо объясняет возрастание тока при пробое и приводит к выводу, что это возрастание не бесконечно, как это давала теория Таунсенда (приравнивание нулю знаменателя), а хотя и велико, но всё же ограничено. Вследствие неизбежно ограниченной мощности источника тока и уменьшения U из-за перераспределения потенциала во внешней цепи, ионизационное нарастание во всех действительно имеющих место случаях пробоя не максимально возможную кривую I , а расположенную несколько ниже кривую II , с точкой устойчивого режима P_2' . Таким образом, теория Роговского характеризует пробой как переход от состояния неустойчивого равновесия ($\mu = 1$ в точке P_1 рис. 180) к устойчивому состоянию равновесия (μ опять $= 1$ в точке P_2'). При этом переходе имеет место коренная перестройка пространственных зарядов.

Вместе с тем теория Роговского вводит нас в область самостоятельного разряда, в то время как теория Таунсенда бессильно оставалась на границе перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный. Отрезок OA_1 рис. 179 соответствует катодному падению потенциала в тлеющем разряде, горизонтальный отрезок A_1A — малому градиенту потенциала в положительном столбе [1082]. Дальнейшее развитие теории зажигания разряда Роговским и другими см. [1204—1209, 1062, 1043].

§ 6. Зависимость напряжения зажигания разряда от различных условий. На рис. 181 приведены кривые, выражающие зависимость напряжения зажигания газового разряда при плоских электродах от произведения pd для различных газов [1041]. По ось абсцисс отложено произведение давления газа в mm Hg на расстояние между электродами в mm . По оси ординат, — потенциал зажигания U_z в вольтах. Как видно из этих кривых, если начать рассмотрение с больших давлений или больших расстояний между электродами, U_z уменьшается при уменьшении произведения pd , проходит через некоторый минимум (обозначим его через U_m) и затем круто начинает увеличиваться с дальнейшим уменьшением давления или расстояния между электродами.

Качественно ход кривой объясняется следующим образом. Пусть d постоянно и меняется давление газа p . При переходе от больших давлений к малым при одном и том же поле увеличивается длина свободного пути электрона в газе, а потому, с одной стороны, на расстоянии каждого свободного пробега электрон в среднем проходит большую разность потенциалов, и вероятность ионизации при столкновении увеличивается, но зато, с другой стороны, при меньшем давлении уменьшается число столкновений электрона с молекулами газа на пути в 1 см , пройденном электроном в направлении от катода к аноду. Таким образом, при уменьшении давления дей-

ствуют две причины; одна увеличивает коэффициент α , другая его уменьшает. При переходе от больших давлений до давления, соответствующего U_m , преобладает первая причина — увеличение энергии, которой электрон обладает при каждом столкновении. При дальнейшем уменьшении преобладает вторая причина — уменьшение самого числа столкновений.

Рассмотрим теперь случай, когда p постоянно и меняется d — расстояние между электродами. При уменьшении этого расстояния,

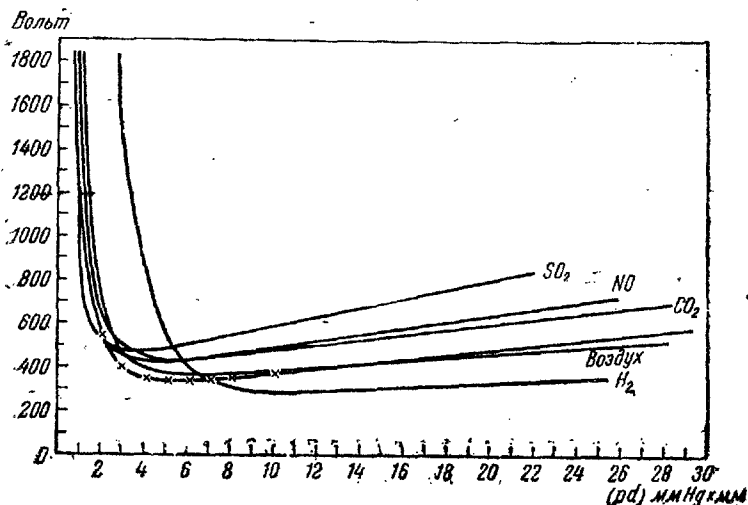


Рис. 181. «Кривые Пашена» для различных газов.

с одной стороны, увеличивается напряжённость поля E , так как в случае плоских электродов $E = \frac{U}{d}$. Это влечёт за собой возрастание коэффициента α . С другой стороны, при уменьшении расстояния d уменьшается пространство, находящееся в распоряжении идущей от катода к аноду лавины при её развитии. Благодаря этому и число электронов, освобождаемых из катола γ -процессами, с уменьшением d при прочих равных условиях, уменьшается. Таким образом, и в этом случае мы имеем одновременное действие двух условий и в результате появление минимума пробивного напряжения.

К такому же выводу о необходимости существования минимума кривой $U_3 = f(pd)$ можно прийти, повторив с должными изменениями рассуждения об изменении αd с изменением pd согласно кривой рис. 177.

Для этого абсциссу этой кривой надо представить в виде $\frac{E}{p} = \frac{U}{pd}$.

Условие перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный

$$\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (577)$$

в котором α и γ являются функциями напряжённости поля, а следовательно, в конечном итоге и напряжения U , причём α зависит от свойств газа, а γ , кроме того, ещё и от свойств катода, приводит к выводу, что удовлетворяющее уравнению (577) напряжение зажигания разряда U_3 должно зависеть при прочих равных условиях, с одной стороны, от природы газа, с другой — от природы катода. Первый из этих двух фактов был известен уже давно, второй был обнаружен в 1921 году для благородных газов аргона и неона [1083—1085]. Оказалось, что щелочные и щелочно-земельные металлы, обладающие малой работой выхода, уменьшают потенциалы зажигания благородных газов, если из таких металлов сделать или ими покрыть катод. Этим в настоящее время пользуются в технике при изготовлении приборов газового разряда, рассчитанных на употребление в сетях низкого напряжения. Как пример можно указать, что для неона при угольных электродах минимальное значение $U_3 = 180$ В, при натриевом катоде $U_3 = 85$ В.

Такая зависимость U_3 от природы катода наблюдается вплоть до больших значений pd , когда весь разрядный процесс принимает иной характер и условие перехода разряда в самостоятельный (577) должно быть заменено другим.

Зависимость коэффициентов α , β , а следовательно, и искрового потенциала U_3 от природы газа определяется характером столкновений электронов с молекулами данного газа, а именно тем, насколько эти столкновения «упруги», насколько электрон при столкновении сохраняет свою кинетическую энергию. Если электроны при столкновениях, при которых они ещё не достигли скорости, достаточной для ионизации, теряют в среднем в одном газе долю энергии, большую, чем в другом, то при прочих равных условиях для пробоя в первом газе нужна большая напряжённость поля, чем во втором. Другим важным фактором является ионизационный потенциал газа. Вполне понятно, что чем больше ионизационный потенциал, тем выше при прочих равных условиях U_3 . Но обычно эти прочие условия столь различны, что большему U_i часто соответствует меньшее U_3 .

Когда мы имеем в разрядной трубке смесь двух газов, то U_3 никоим образом нельзя подсчитывать из концентрации смеси, по правилу смешения. В смеси возникают новые явления, часто вовсе не имеющие места в чистых компонентах её. Для иллюстрации приводим кривые $U_3 = f(pd)$ (рис. 182) для смесей водорода и азота [1086].

Мы видим, что при некоторых концентрациях водород понижает потенциал зажигания смеси, при других — повышает. U_m для смеси, содержащей 25,5 % H_2 , меньше, чем U_m для чистого водорода и U_m для чистого азота.

На рис. 183 представлена зависимость U_3 (для воздуха) от присутствия небольших количеств водяного пара [1087]. Кривая отно-

сится к расстоянию $d = 4,93$ мм между плоскими электродами и к давлению воздуха $2,95$ мм Hg. Как видно из кривой, при этих условиях уменьшение количества водяного пара, содержащегося

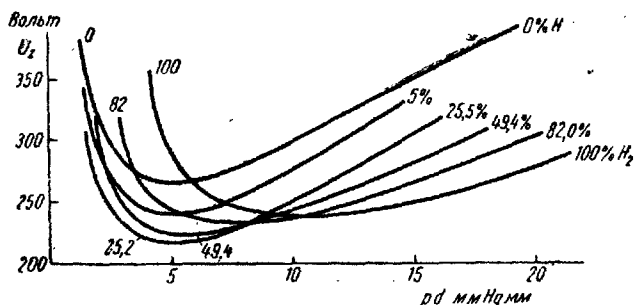


Рис. 182. «Кривые Пашена» для смеси водорода и азота при различном процентном содержании водорода.

в воздухе, приводит сперва к уменьшению U_a , но затем, при дальнейшей осушке воздуха, U_a начинает снова увеличиваться. Объяснение находят в том, что, сталкиваясь с молекулами воды, электроны образуют отрицательные ионы.

Отрицательные ионы движутся медленно, и ионизирующая их способность ничтожна. Их появление уменьшает число электронов, активно участвующих в образовании лавины, и затрудняет пробой. Этим объясняется возрастающая ветвь кривой Мейера. Уменьшение U_a при наличии очень небольших примесей водяного пара по сравнению с чистым воздухом объясняется разложением водяного пара с образованием водорода, который, согласно наблюдениям, уменьшает U_a азота.

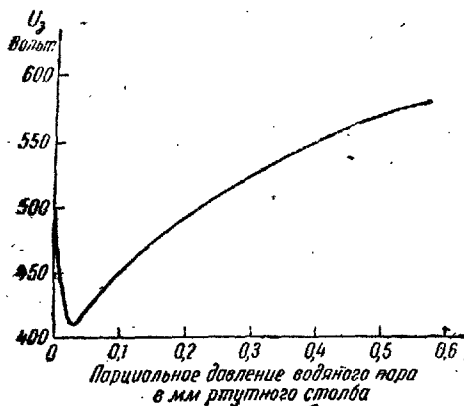


Рис. 183. Влияние паров воды на потенциал зажигания разряда в воздухе.

Несколько иные явления наблюдал Пеннинг [1088—1091] в неоне и аргоне. Пеннинг установил, что присутствие в неоне небольшого количества аргона понижает потенциал зажигания разряда на большую или меньшую величину в зависимости от количества аргона. Точно так же влияет присутствие ртутных паров в неоне или в аргоне. Результаты, полученные Пеннингом, подтверждены работами ряда

исследователей [1150—1153]. Пеннинг даёт следующее объяснение наблюдаемым им явлениям. Допустим, что при столкновениях в чистом неоне электроны обладают скоростями, большими $U_{\text{мет}}$ — потенциала возбуждения метастабильного состояния основного газа, но меньшими, чем его ионизационный потенциал. Подсчёт показывает, что вероятность столкновения метастабильного атома с новым электроном в опытах Пеннинга была слишком мала, чтобы благодаря таким столкновениям произошла заметная ионизация газа. Но если в том же газе есть атомы примеси, ионизационный потенциал которых ниже, чем $U_{\text{мет}}$ основного газа, то при столкновениях метастабильных атомов с атомами примеси может произойти соударение второго рода. Метастабильный атом передаст свою энергию возбуждения атому примеси и таким путём ионизирует его. В то же время вероятность ионизации атомов или молекул примеси путём непосредственного их соударения с электронами была во много раз меньше вследствие очень малого числа таких непосредственных столкновений по сравнению с числом столкновений частиц примеси с метастабильными атомами основного газа.

Таким образом, при скоростях электронов, достаточных лишь для приведения основного газа в метастабильное состояние и недостаточных для его ионизации, ионизация происходит в результате присутствия примеси. В результате U_z ниже, чем для чистого газа. Эта теория Пеннинга подтверждается тем, что в его опытах примеси, имеющие $U_i < U_{\text{мет}}$, производят понижение U_z ; примеси, имеющие $U_i > U_{\text{мет}}$, такого понижения не производят. Кроме того, все обстоятельства, способствующие уменьшению времени жизни метастабильных атомов, увеличивают потенциал зажигания смеси и наоборот.

Особенно показательны следующие легко воспроизводимые опыты. Пеннинг освещал ту разрядную трубку, в которой он определял напряжение зажигания U_z неона, содержащего небольшую примесь аргона, светом от другой неоновой трубки с интенсивным разрядом. При наличии такого облучения первой разрядной трубки U_z повышается и приближается к значению напряжения зажигания в чистом неоне. Это явление иногда называют фотоэффектом Пеннинга в неоне [1201]. Оно происходит потому, что соответствующие кванты неоновой излучения поглощаются метастабильными атомами неона в первой трубке и выводят их из метастабильного состояния, прежде чем успеют произойти неупругие соударения II рода с атомами аргона, ведущие к понижению U_z .

Вопрос о влиянии на U_z примесей двухатомных газов, не склонных к образованию отрицательных ионов, изучен экспериментально Клярфельдом, Моралевым и Балогом [1092—1094].

Если прибавлять к смеси благородного газа со ртутью или аргонном азот, то потенциал зажигания заметно повышается уже при очень малой концентрации примеси. При прибавлении азота к чистому бла-

городному газу повышение U_3 становится заметным лишь при количестве примеси около 1% и выше. Действие водорода на потенциал зажигания в значительной мере зависит от величины pd . При малом pd примесь водорода понижает U_3 , при большом — увеличивает.

Теоретически вопрос об изменении потенциала зажигания благородного газа при наличии тех или иных примесей разработан в диссертации Моралева. Моралев сводит изменение U_3 к соответствующему изменению α . Двухатомные газы повышают U_3 вследствие потери энергии электроном при столкновениях с молекулами двухатом-

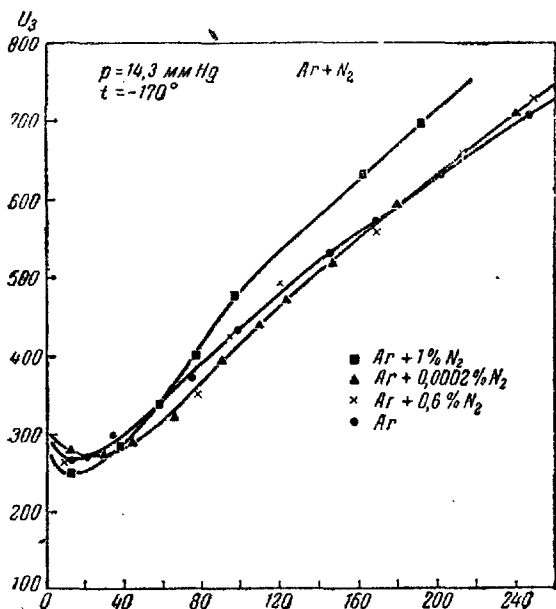


Рис. 184. Влияние примеси азота на потенциал зажигания разряда в аргоне (Моралев [1064]).

ной примеси, благодаря возбуждению вращательных и колебательных уровней энергии этих молекул.

При наличии третьего газа, понижающего U_3 путём столкновений II рода, роль двухатомного газа иная: наличие двухатомного газа ведёт к уничтожению метастабилей основного газа. В этом случае влияние двухатомного газа много больше и сказывается уже при чрезвычайно малых его концентрациях [1064]. Наблюдённое Балогом понижение U_3 при наличии водорода в неоне и такой же описанный выше эффект в смеси азот — водород Балог объясняет по-

верхностным эффектом понижения работы выхода из катода при образовании плёнки адсорбированного водорода.

Повышение U_z при больших pd при наличии примеси водорода объясняется как обычное действие двухатомного газа в объёме. При малых pd поверхностный эффект преобладает над объёмным, при

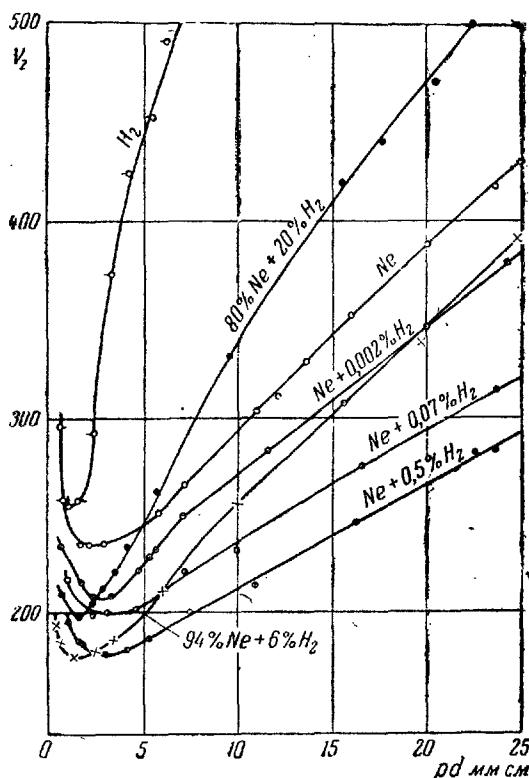


Рис. 185. Влияние водорода на потенциал зажигания разряда в неоне (Балог [1093]).

больших происходит обратное. Для иллюстрации приводим на рис. 184 и 185 кривые, взятые из работ Моралева и Балого.

Влияние метастабильных атомов сказывается не только на U_z , но и на силе тока несамостоятельного разряда [1095—1097].

В качестве иллюстрации этого явления приводим на рис. 186 кривые из работы Глогова [1096], относящиеся к смесям неона с аргоном.

То сильное влияние, которое оказывает на потенциал зажигания газа присутствие незначительного количества посторонней примеси,

очень сильно затрудняет определение потенциала зажигания чистых газов. Некоторые исследователи находят, что чем меньше количество посторонней примеси, тем неопределеннее результаты измерения U_z . Фрей [1086] констатировал это по отношению к азоту, Леви [1098] — по отношению к гелию. Поэтому всеми цифрами, приводимыми

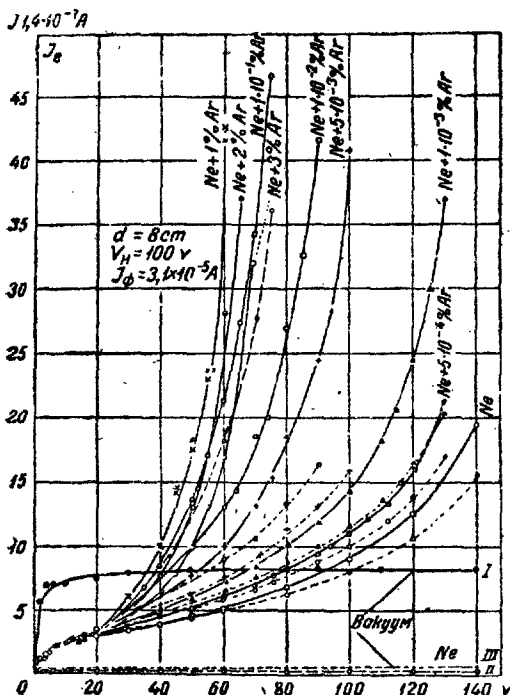


Рис. 186. Влияние малых примесей аргона на силу тока несамостоятельного разряда в неоне. Пунктирные кривые сняты при освещении разрядной трубки интенсивным излучением разряда в неоне в другой трубке (Глотов [1096]).

в качестве потенциалов зажигания для «чистых» газов, надо пользоваться с осторожностью.

Влияние примесей на U_z имеет в технике изготовления различных приборов газового разряда большое практическое значение наравне с понижением зажигания благодаря выбору материала катода. В случае, когда «пробой» нежелателен, примесь, повышающая U_z , может оказаться полезной. Пример: короткое замыкание в лампах накаливания, наполненных аргоном, и его устранение путём прибавления азота к аргону.

Результаты и методы определения напряжения зажигания в отдельных случаях см. [1221—1225, 1127—1132, 1154—1173, 1189], о влиянии неравномерного поля [1175]. Возражения против современной теории пробоя см. [1174].

§ 7. Понижение напряжения зажигания разряда под действием внешнего ионизатора. Мы определяем самостоятельный разряд как такой режим разряда, который продолжает существовать и поддерживать самого себя без участия постороннего ионизатора. Критерий самостоятельности разряда — его продолжение и стабильность *при удалении* постороннего ионизатора. Поэтому вопрос о том, что считать напряжением зажигания разряда при непрерывном действии более или менее интенсивного постороннего ионизатора, требует уточнения. Опыт показывает, что и в этом случае, так же, как и при наличии лишь одной остаточной ионизации, при увеличении разницы потенциалов между электродами наступает такой момент, когда сила разрядного тока резко увеличивается до величины, лимитируемой лишь мощностью источника тока и сопротивлением цепи. До этого момента сила тока очень сильно зависит от интенсивности внешней ионизации; после скачка тока эта зависимость не пропадает совсем, но становится очень незначительной. Соответствующее скачку тока напряжение естественно считать в этом случае за напряжение зажигания разряда. Опыт показывает, что при непрерывном действии внешнего ионизатора напряжение зажигания разряда меньше, чем при отсутствии посторонней ионизации. Если эмиссия с катода под действием внешнего ионизатора не слишком велика, то разряд приобретает признаки тлеющего разряда. Большая плотность электронного тока с катода, вызванная, например, термоэлектронной эмиссией искусственно подогреваемого катода, способствует непосредственному возникновению дугового разряда. Постараемся уяснить себе понижение напряжения зажигания с точки зрения представлений теории Таунсенда-Роговского о пробое, насколько это возможно сделать элементарным путём, не прибегая к громоздкому математическому аппарату теории Роговского.

По аналогии с обычным зажиганием разряда в отсутствии интенсивного внешнего ионизатора мы должны заключить, что в момент резкого увеличения тока в рассматриваемом случае также происходит характерная для зажигания разряда перестройка пространственных зарядов. Перестройка пространственных зарядов и в этом случае вызывается неустойчивостью стационарного режима и флюктуациями разрядного тока. Возникает вопрос о том напряжении U_3' , при котором такая неустойчивость имеет место.

Выше, пользуясь представлением об ионизационном нарастании μ , мы молчаливо пренебрегали электронами, выходящими из катода, в результате случайных причин ввиду малости числа этих электронов n_0 по сравнению с общим числом электронов, выходящих из катода при последовательных лавинах n_1 , n_2 и т. д. В рассматриваемом

мом теперь случае числом электронов, выходящих из катода под действием внешнего ионизатора n_0 , пренебрегать нельзя. Для числа начальных электронов последующей лавины необходимо писать вместо (574)

$$n_2 = n_0 + n_1 \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1 \right). \quad (578)$$

Мы ввели здесь обозначение α' , так как поле разряда, а следовательно, и значение коэффициента α в каждой точке разряда того промежутка, будут иные, чем при исчезающе малом n_0 . Обозначим через n_1' и n_2' число электронов, выходящих из катода под действием γ -процессов разряда,

$$n_2 = n_2' + n_0, \quad n_1 = n_1' + n_0 \quad (579)$$

$$n_2' = n_2 - n_0. \quad (580)$$

Из (578), (579) и (580) находим:

$$n_2' = (n_1' + n_0) \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1 \right). \quad (581)$$

Под ионизационным нарастанием μ' будем понимать отношение чисел n_2' и n_1' . Будем иметь

$$\mu' = \frac{n_2'}{n_1'} = \left(1 + \frac{n_0}{n_1'} \right) \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1 \right). \quad (582)$$

Напряжение зажигания разряда при отсутствии внешнего ионизатора U_s соответствует режиму:

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1. \quad (583)$$

При n_0 , не исчезающе малом, плотность тока и искажение поля больше, чем при $n_0 = 0$. Поэтому

$$\int_0^d \alpha' dx > \int_0^d \alpha dx. \quad (584)$$

Следовательно, при $U = U_s$

$$\mu' > \mu = 1. \quad (585)$$

При наличии внешнего ионизатора при $U = U_s$ разряд развивается дальше, независимо от флуктуаций; режим, при котором начинается перестройка пространственных зарядов, уже перейден. Отсюда заключаем, что

$$U_s' < U_s \quad (586)$$

или словами: напряжение зажигания разряда при непрерывном действии внешнего ионизатора меньше, чем при отсутствии такого действия.

Практически наибольшее значение имеет понижение напряжения зажигания вследствие термоэлектронной эмиссии с искусственно подогреваемого катода и понижение напряжения зажигания при наличии фотоэффекта с катода. Понятие о первом из этих явлений могут дать кривые рис. 187, взятые из работы Афанасьевой и Капцова [1099]. Кривые соответствуют различным расстояниям между электродами. Катодом служила нагреваемая током вольфрамовая проволока.

Второй из перечисленных выше случаев имеет место в газонаполненных фотоэлементах. Зажигания самостоятельного разряда в последних допускать нельзя из-за порчи катода бомбардировкой положительными ионами. Поэтому при пользовании газонаполненными фотоэлементами и при стремлении добиться в них возможно большей чувствительности не следует забывать, что напряжение зажигания разряда в фотоэлементе в рабочих условиях может оказаться в зависимости от освещения катода много меньше, чем напряжение зажигания, определенное в темноте. Этот эффект был исследован впервые Кемпбеллом [1100, 1101].

Результаты измерений Кемпбелла представлены кривыми рис. 188. По оси абсцисс отложена разность потенциалов между электродами, по оси ординат — логарифм тока несамостоятельного разряда. Различные кривые тока соответствуют различной интенсивности освещения катода. Жирная кривая с правой стороны соответствует началу самостоятельного разряда. Как видно из этих кривых, потенциал зажигания разряда тем ниже, чем больше ток несамостоятельного разряда, а следовательно, и чем больше интенсивность освещения катода. Измерения Кемпбелла произведены с катодом, покрытым слоем металлического калия.

Вопрос о понижении напряжения зажигания при облучении катода разрабатывал в рамках теории Роговского и исследовал экспериментально ряд авторов [1102—1109, 1176—1181, 1183—1188, 1211]. В некоторых опытах U_z оказывалось при интенсивном освещении катода выше, чем без освещения [1190—1192]. Подоб

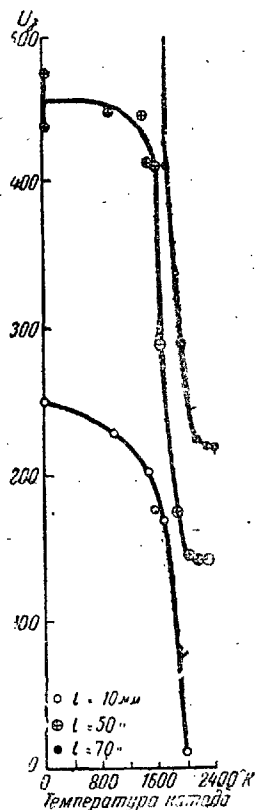


Рис. 187. Понижение потенциала зажигания разряда в аргоне при увеличении температуры катода — вольфрамовой нити. l — расстояние от нити до анода (Афанасьева и Капцов [1099]).

бное же явление. впервые обнаруженное по отношению к электрической искре при атмосферном давлении русским физиком-электриком В. К. Лебединским в девятисотых годах [1101], соответствует как это показали поставленные в НИИФ МГУ ещё не опубликованные опыты, не переходу разряда из несамостоятельного в самостоятельный, а переходу коронного разряда в искровой.

При усиленном освещении катода, чувствительного к фотоэффекту, параметры разряда зависят от освещённости катода также и при напряжении на трубке большем, чем U_0 . В этом случае мы имеем дело как бы с одновременным существованием самостоятельного и несамостоятельного разряда [1212].

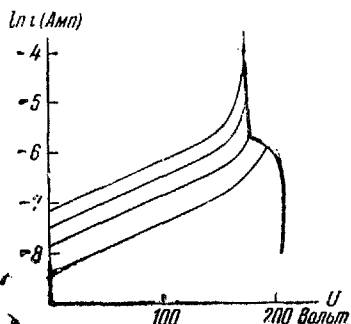


Рис. 188. Кривые Кемпбелла. Жирная кривая соответствует переходу разряда в самостоятельный.

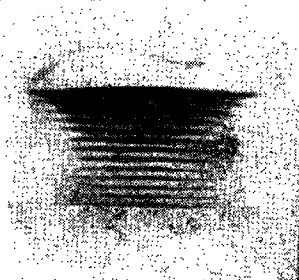


Рис. 189. Чередование светящихся слоев и переходная форма разряда между таунсендовским и тлеющим в неоне при давлении 40 мм Hg. Катод внизу рисунка. Изображение негативное. Расстояние между электродами 1 см. Сила тока около 1 μ А.

§ 8. Переходная форма разряда от таунсендовского к тлеющему. Переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному обычно сопровождается резким увеличением силы тока и резким появлением свечения газа. Однако, если ввести в цепь очень большое сопротивление, то переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному совершается постепенно, и можно наблюдать переходные формы разряда между таунсендовским и тлеющим разрядами. [1112—1114]. При сопротивлении порядка 10^6 ом и при малых давлениях при $U = U_0$ около анода появляется слабое свечение. Это объясняется тем, что около анода в лавине больше всего электронов, и здесь происходит наибольшее число возбуждений атомов. При уменьшении внешнего сопротивления, с увеличением тока начинается искажение поля пространственными зарядами, и свечение начинает

распространяться в направлении к катоду. При дальнейшем увеличении силы тока свечение газа начинает распадаться на характерные для тлеющего разряда части, и падение потенциала в трубке сосредоточивается в катодных частях разряда [1113, 1114].

В литературе описан стабилизированный переходный режим разряда, при котором трубка была заполнена около катода узкими светящимися слоями (стратами), разделёнными тёмными промежутками. На рис. 189 приведён снимок такого слоистого разряда, взятый из работы Дрювестейна [1114] ¹⁾. Механизм образования этих страт: электроны, вылетающие из катода, приобретают на протяжении первого тёмного слоя, прилегающего непосредственно к катоду, энергию, достаточную для возбуждения газа. В первом светящемся слое эта энергия расходуется на возбуждение частиц газа. В результате во второй тёмный слой поступает большое количество электронов с ничтожно малыми скоростями. Во втором тёмном слое вновь происходит накопление энергии. Эта энергия расходуется электронами на возбуждение свечения во втором светящемся слое, и т. д. Ширина тёмных слоёв зависит от распределения напряжённости поля и хорошо отражает тот факт, что эта напряжённость имеет наибольшую величину около катода. Начальной стадии самостоятельного таунсендовского разряда соответствует падающая характеристика [1182].

¹⁾ Картину постепенного перехода от таунсендовского разряда к тлеющему см. также ([47], т. II, стр. 74, рис. 36).

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД.

§ 1. Характерные признаки и составные части тлеющего разряда. Отличительным признаком тлеющего разряда является распределение потенциала в газе, характеризующее катодным падением, т. е. изменением потенциала порядка нескольких сотен вольт на протяжении от катода до области разряда, называемой отрицательным тлеющим свечением. Это распределение потенциала обусловлено типичным для тлеющего разряда расположением пространственных зарядов. От таунсендовского разряда тлеющий разряд отличается тем, что поле в трубке обусловлено пространственными зарядами; от дугового разряда — существованием большого катодного падения потенциала и тем, что причиной выделения электронов из катода являются удары положительных ионов о катод, а также внешний фотоэффект под действием излучения самого разряда, тогда как в дуговом разряде этой причиной является термоионная или автоэлектронная эмиссия катода.

Характерное для тлеющего разряда распределение потенциала имеет своим следствием также характерный внешний вид разряда, как бы распадающегося на несколько различных частей. Эти части разряда следующие:

1 и 2. На катоде виден тонкий светящийся слой газа (светящаяся плёнка), называемый *первым катодным свечением* или *катодной светящейся плёнкой*. Катодная плёнка не лежит непосредственно на катоде, а отделена от него тёмным слоем, обычно чрезвычайно тонким. Этот слой впервые был наблюден Астоном при разряде в гелии и водороде и назван *тёмным астоновым пространством*.

3. За катодной светящейся плёнкой следует *тёмное катодное пространство*, называемое также *тёмным кружковым* или *тёмным гитторфовым пространством*.

4. Тёмное катодное пространство резко переходит в *отрицательное тлеющее свечение*, иногда называемое просто *тлеющим свечением*. Тлеющее свечение резко ограничено только со стороны катода.

В противоположную от катода сторону яркость тлеющего свечения ослабевает, и оно постепенно переходит в так называемое *фаратеево тёмное пространство*.

5. Все пять перечисленных частей разряда называются катодными частями разряда. В них сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда.

6. Следующая за фарадеевым тёмным пространством часть разряда называется остовом разряда. В более или менее узких трубках остов разряда представляет собой столб ионизированного светящегося газа и называется *положительным свечением*, или *положительным столбом разряда*. Обычно положительный столб простирается до самой поверхности анода.

7. При некоторых условиях между положительным столбом и анодом видно *тёмное анодное пространство*, а на самой поверхности анода *анодное свечение*, или *анодная свящаяся плёнка*.

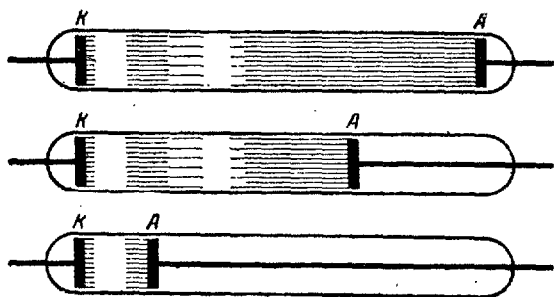


Рис. 190. Изменение частей тлеющего разряда при передвижении анода.

8. Если в трубке, в которой происходит тлеющий разряд, постепенно передвигать анод по направлению к катоду, то катодные части разряда остаются неизменными по своей величине и расположению вплоть до границы положительного столба. При передвижении анода лишь уменьшается длина положительного столба (рис. 190), пока этот столб не исчезнет совершенно.

Затем при дальнейшем приближении анода к катоду укорачивается длина тёмного фарадеева пространства и, наконец, тлеющего свечения, причём положение резкой границы этого свечения со стороны катода остаётся неизменным. Наконец, когда расстояние от этой границы до анода уменьшается до десятых долей миллиметра, тлеющий разряд прекращается. Если анод остаётся неподвижным, а передвигается катод по направлению к аноду, то все катодные части разряда, включая границу положительного столба, передвигаются вместе с катодом, оставаясь неизменными по своим размерам и взаимному расположению; положительный столб, а вслед за ним и фарадеево тёмное пространство, а затем тлеющее свечение постепенно как бы «съедаются» анодом (рис. 191). Когда головка тлеющего свечения доходит до анода, разряд опять прекращается.

Если катод в трубке поворачивать, то вместе с ним поворачиваются и все катодные части, сохраняя неизменным своё положение относительно поверхности катода (рис. 192). Если при этом вращении в трубке не окажется места для тёмного кружкового пространства и начала тлеющего свечения (например, в узкой трубке при защи-

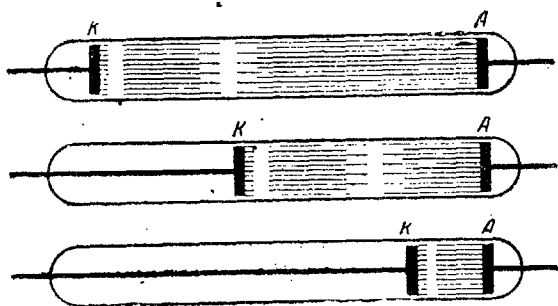


Рис. 191. Изменение положения частей тлеющего разряда при передвижении катода.

щённой диэлектриком боковой поверхности катода), то тлеющий разряд совершенно прекращается.

Положительный столб по своей форме следует форме трубки, независимо от расположения катода и анода и формы их поверхности (рис. 192).

Если расстояние между катодом и анодом меньше, чем нужно, чтобы на нём поместилось тёмное катодное пространство и начало



Рис. 192. Изменение расположения частей тлеющего разряда при изменении положения катода.

тлеющего свечения, но вместе с тем в трубке можно найти более длинный путь от катода до анода, то тлеющий разряд выбирает этот более длинный путь (рис. 193).

Если такого более длинного пути в трубке нет, то разряд может существовать только при повышенной разности потенциалов и носит название *затруднённого разряда* [1324, 1326, 1330].

Положительный столб иногда разделяется на отдельные чередующиеся светлые и тёмные части—страты. В этом случае разряд называется *слоистым разрядом*.

Тлеющий разряд наблюдается обычно при сравнительно низких давлениях (несколько десятков мм Hg и ниже). Однако при соответствующем подборе условий во внешней цепи и при непрерывном

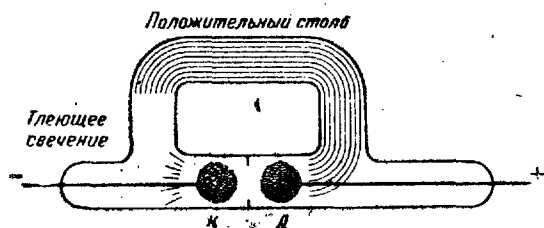


Рис. 193. При слишком малом расстоянии между катодом и анодом разряд происходит по возможности в данной трубке, более длинному пути.

охлаждении катода удаётся получить тлеющий разряд в воздухе и при атмосферном давлении [1229—1233].

§ 2. Переход от тихого разряда к тлеющему и от тлеющего к дуговому. Вольтамперная характеристика. Распределение потенциала в тлеющем разряде. При увеличении разности потенциалов между электродами до «Потенциала зажигания» и выше несамостоятельный разряд переходит в самостоятельный, согласно картине, обрисованной в предыдущей главе. Если внешнее сопротивление цепи таково, что сила тока не может достигнуть очень больших значений, развитие разряда останавливается на стадии тлеющего разряда.

Если после этого уменьшать внешнее сопротивление, то при подходящих условиях (давление, плотность тока) нагревание катода настолько усиливается, что начинается заметная термоэлектронная эмиссия катода. Величина «катодного падения» начинает уменьшаться, сила тока возрастает и, наконец, и то и другое достигают величин, характерных для дугового разряда. Вместе с этим переходом сперва

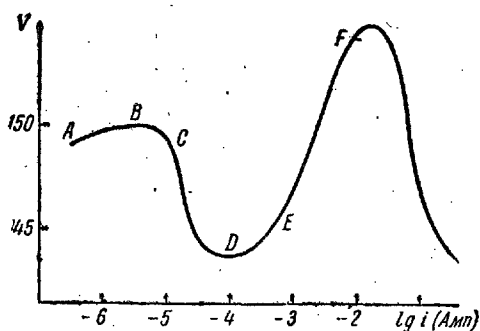


Рис. 194. Характеристика разряда при переходе от таунсендовского через тлеющий к дуговому (схематически; логарифмическая шкала по оси абсцисс).

суживается, а затем пропадает тёмное катодное пространство, исчезают так же и первое катодное свечение, и астоново тёмное пространство. Характеристика переходной стадии разряда от таунсендовского к тлеющему и характеристика тлеющего разряда имеют вид, изображённый на рис. 194 (логарифмическая шкала).

Часть кривой AB соответствует таунсендовскому разряду, от B до C — переходная стадия разряда, от C через D и E до F — тлеющий разряд.

При переходе к дуге после точки F характеристика снова делается падающей.

В начале тлеющего разряда от точки C до D характеристика падающая потому, что при малых силах тока катодное падение остаётся постоянным, между тем как градиент поля в положительном столбе уменьшается с увеличением плотности тока.

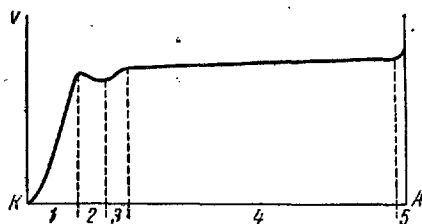


Рис. 195. Распределение потенциала в тлеющем разряде (схематически). 1 — область катодного падения; 2 — тлеющее свечение; 3 — тёмное фарадеево пространство; 4 — область положительного столба; 5 — область анодного падения.

Потому и вся разность потенциалов между электродами, складывающаяся из катодного падения и падения потенциала в положительном столбе, уменьшается с увеличением силы тока в разрядной трубке. С переходом к так называемому «аномальному» тлеющему разряду катодное падение начинает увеличиваться с увеличением силы тока, притом в большей степени, чем умень-

шается падение потенциала в положительном столбе при не слишком большой длине последнего. Поэтому в дальнейшем характеристика становится вновь возрастающей до начала заметной термоэлектронной эмиссии катода.

Общее распределение потенциала в трубке при тлеющем разряде соответствует распределению, вытекающему из теории Роговского, и может быть охарактеризовано в общих чертах кривой рис. 195. О переходной форме разряда см. также [1360].

§ 3. Астоново тёмное пространство. Первое катодное свечение. Катодное тёмное пространство. Тёмное астоново пространство было наблюдеено первоначально в водороде, гелии и неоне и не считалось необходимой частью тлеющего разряда в любом газе. Также ошибочно считалось установленным первоначальными наблюдениями Астона [1234, 1235], будто толщина тёмного астонова пространства не зависит от давления газа, вопреки тому, что известно относительно других частей тлеющего разряда. Гюнтершульце и Келлер [1236] произвели ряд наблюдений над астоновым тёмным простран-

ством путём проектирования катодных частей разряда на экран в гелии, неоне, аргоне, водороде, азоте, кислороде, криптоне и ксеноне. Ширина тёмного астонова пространства оказалась обратно пропорциональной давлению p на ширину d — величина постоянная.

Исследованиями Косселя [1317], определившего распределение потенциала в непосредственной близости от катода, установлено, что разность потенциалов между катодом и первой катодной плёнкой, отделённой от катода тёмным астоновым пространством, соответствует в He потенциалу возбуждения излучаемой катодной плёнкой спектральной линии, а в водороде, во всяком случае, близка к этому потенциалу. Отсюда надо заключить, что участвующие в разряде электроны покидают катод с очень незначительными скоростями и, пробегая тёмное астоново пространство, приобретают скорость, необходимую для возбуждения газа. Такое заключение подтверждается опытами Гюнтершульце и Келлера [1236].

Работая с катодом, содержащим магний, они наблюдали появление в тёмном астоновом пространстве светлой зелёной полосы, разделяющей астоново пространство на две неравные части и излучающей свет длины волны зелёной линии магния $5172 \text{ \AA}$ (рис. 196). Пробегавшая электронами от катода до этой полосы разность потенциалов соответствовала потенциалу возбуждения линии $5172 \text{ \AA}$.

Гюнтершульце и Келлеру удалось также проследить изменение ширины тёмного астонова пространства при изменении поля около катода искусственным путём. Положительные ионы при малых катодных падениях не могут произвести возбуждения газа в астоновом тёмном пространстве столкновениями первого рода. При больших скоростях положительных ионов их столкновения с частицами газа приводят к исчезновению тёмного астонова пространства. Так, при катодном падении в 1000 V в гелии тёмное астоново пространство начинает светлеть и совершенно пропадает при катодном падении в 2000 V .

Первое катодное свечение представляет собой светящийся тонкий слой газа, соприкасающийся с тёмным астоновым пространством. Со стороны тёмного катодного пространства первое катодное свече-

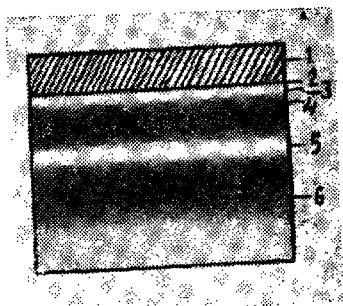


Рис. 196. Вид астонова тёмного пространства в опыте Гюнтершульце и Келлера в присутствии паров магния. 1 — катод; 2 и 4 — тёмное астоново пространство; 3 — зелёная полоска, соответствующая излучению магния $\lambda = 5172 \text{ \AA}$; 5 — первая катодная плёнка, 6 — тёмное катодное пространство.

ние имеет несколько размытую границу. По цвету первое катодное свечение отличается от «отрицательного тлеющего свечения»: в первом катодном свечении преобладают световые излучения с меньшей энергией возбуждения. Если поверхность катода не целиком покрыта первым катодным свечением, то, как показали опыты с разделённым на отдельные части катодом, разрядный ток идёт только через ту часть поверхности катода, которая покрыта свечением.

Тёмное катодное пространство не представляет собой слоя газа, совершенно не излучающего света (как астоново пространство). Это пространство кажется нам тёмным лишь по контрасту с ярким тлеющим свечением. Так как граница тлеющего свечения, по большей части, довольно резкая, то визуальная ширина тёмного катодного пространства может быть установлена довольно точно. Ширину катодного пространства определяют так же, как расстояние от катода до такой точки в разряде, в которой градиент поля имеет минимум. Разность между определёнными двумя этими методами величинами ширины тёмного катодного пространства достигает 15%.

Установлено, что при прочих равных условиях между этой шириной d тёмного катодного пространства и давлением газа p существует соотношение:

$$p \cdot d = \text{const.} \quad (587)$$

Для const. можно привести ориентировочно таблицу 30.

Равенство (587) показывает, что в полном согласии с законами подобия газовых разрядов, при разных давлениях газа, но при прочих равных условиях на ширину тёмного катодного пространства приходится одно и то же число средних свободных пробегов электронов независимо от давления газа. При нормальном катодном падении (см. § 4), пока плотность тока не зависит от силы тока, ширина тёмного катодного пространства не зависит от силы тока. При полном покрытии катода свечением ширина катодного тёмного пространства уменьшается с увеличением плотности тока, а также с увеличением давления газа по эмпирическому закону Астона:

$$d = \frac{a}{\sqrt{i}} + \frac{b}{p}, \quad (588)$$

где i — сила тока через трубку, p — давление газа, a и b — константы.

§ 4. Закон Геля. Нормальное и аномальное катодное падение потенциала. Если вследствие большого внешнего сопротивления

ния сила тока в тлеющем разряде невелика, то имеет место закон Геля: поверхность катода, покрытая свечением и принимающая участие в явлении разряда, пропорциональна силе тока в трубке; при увеличении или уменьшении силы тока плотность тока остаётся постоянной. Вместе с тем остаётся постоянным и катодное падение потенциала. Это катодное падение называется *нормальным катодным падением*. Для давлений порядка нескольких десятков мм Hg нормальное катодное падение не зависит от давления и является характерным для каждой комбинации: данный материал катода и данный газ.

С того момента, когда при увеличении тока вся поверхность катода покрывается свечением, катодное падение начинает возрастать с дальнейшим увеличением силы и плотности тока. В этом случае катодное падение называется *аномальным катодным падением*, и самый разряд *аномальным тлеющим разрядом*.

В отношении того, что считать за катодное падение потенциала, существует такая же условность, как и в отношении ширины тёмного катодного пространства. Некоторые исследователи, определяя катодное падение, измеряли разность потенциалов между катодом и резкой границей тлеющего свечения; другие — между катодом и точкой в тлеющем свечении, в которой градиент поля имеет минимум, и, наконец, третьи — между катодом и концом тлеющего свечения. Разница в величине катодного падений при таком различном определении этого понятия доходит до 25%. Эту разницу необходимо принимать во внимание и корректировать при сопоставлении результатов, полученных разными экспериментаторами.

Табл. 31 (стр. 446) содержит данные о нормальном катодном падении в вольтах для некоторых комбинаций газ — электрод¹⁾.

Эти числовые данные относятся к разности потенциалов катод — граница тлеющего свечения; их надо рассматривать как ориентировочные. Катодное падение U_k ведёт себя аналогично потенциалу зажигания самостоятельного разряда. Так, катодное падение очень сильно зависит от примесей, содержащихся в газе. Состояние поверхности катода также отзывается на величине нормального катодного падения. Так как состояние поверхности может меняться во время самого разряда вследствие процесса распыления, а также вследствие химических реакций между газом и веществом катода, то наблюдаются случаи изменения нормального катодного падения со временем. Вследствие неодинаковой чистоты поверхности во всех точках, наблюдаются случаи неравномерного распределения разряда по поверхности катода. Примеси в материале катода также оказывают влияние на катодное падение. На величину катодного падения влияют также плёнки адсорбированного на поверхности катода газа [1237].

¹⁾ Таблица представляет собой выборку из таблицы, приведённой в книге Wien und Harms, Handbuch der Experimental Physik, т. XIII, ч. 3, стр. 350.

Таблица 31

Материал катода	Воздух	O ₂	H ₂	N ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	—	—	185	178	80	75	—	—
K	—	—	94	170	59	68	64	—
Cu	252	—	214	208	177	—	131	—
Ag	279	—	216	233	162	—	131	—
Au	285	—	247	233	—	—	131	—
Mg	224	310	153	188	125	94	119	—
Zn	277	354	184	216	143	—	119	—
Cd	266	—	200	213	—	—	119	—
Hg	—	—	270	266	142,5	—	—	340
Al	229	311	171	179	141	120	100	—
Sn	262	—	226	216	—	—	123,5	—
Pb	207	—	223	210	—	—	124	—
Sb	269	—	252	225	—	—	135	—
Bi	272	—	240	210	137	—	135	—
Fe	269	343	198	215	161	—	131	389
Ni	226	—	211	197	—	—	131	—
Pt	277	364	276	216	160	152	131	340

Такое поведение катодного падения вполне понятно, так как условие стационарности разряда для области катодного падения имеет такой же вид, как и условие зажигания разряда:

$$\gamma(e^{\int_0^d k dx} - 1) = 1, \quad (589)$$

где d — расстояние конца этой области от поверхности катода.

Температура катода не оказывает влияния на нормальное катодное падение до тех пор, пока не возникает заметная термоэлектронная эмиссия и если не происходит каких-либо побочных явлений, как, например, нагревания газа.

В смесях различных газов катодное падение не следует правилу смещения. Катодное падение смеси бывает и ниже и выше катодного падения каждой составной части смеси в отдельности.

Данные рис. 197 показывают, что между катодным падением и работой выхода катода во многих случаях существует прямой параллелизм [1238, 1239].

По оси абсцисс здесь отложено нормальное катодное падение $U_{\text{кн}}$, по оси ординат — «работа выхода» φ в вольтах. Как видно из диаграммы, точки, относящиеся к определенному газу, довольно хорошо ложатся на прямую линию, проходящую через начало координат. Таким образом, $U_{\text{кн}}$ оказывается пропорциональным работе выхода φ :

$$U_{\text{кн}} = c\varphi, \quad (590)$$

где c — константа, характерная для данного газа. Однако не надо забывать, что соотношение (590) чисто эмпирическое. Нельзя ожидать, чтобы оно всегда оправдывалось.

Нормальное катодное падение $U_{\text{кн}}$ всегда меньше потенциала зажигания самостоятельного разряда U_s , даже в том случае, когда расстояние между катодом и анодом минимально допустимое для тлеющего разряда. Выводы теории разряда Роговского находятся в полном согласии с этим экспериментальным фактом. Аномальное падение потенциала $U_{\text{ка}}$ возрастает с увеличением плотности тока.

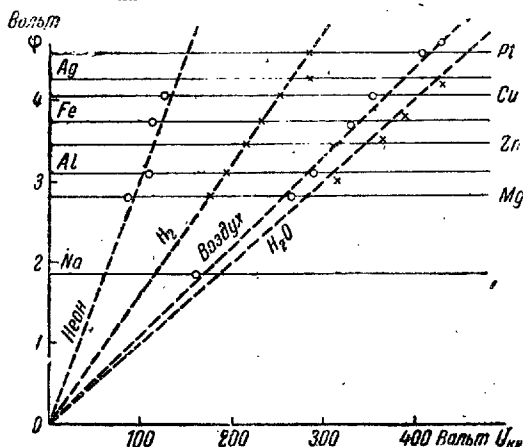


Рис. 197. Линейное соотношение между работой выхода катода ϕ и нормальным катодным падением $U_{\text{кн}}$. Установлено для приведённых здесь случаев экспериментально [1238].

Зависимость $U_{\text{ка}}$ от силы тока и от давления может быть представлена следующей эмпирической формулой:

$$U_{\text{ка}} = U_{\text{кн}} + \frac{k}{p} (j - j_n)^{1/2}, \quad (591)$$

где $U_{\text{кн}}$ — нормальное катодное падение, p — давление газа, j_n — плотность тока при нормальном катодном падении, j — наблюдаемая плотность тока, k — константа.

Необходимо заметить, что значение формулы (591), равно как и ряда других эмпирических и полуэмпирических формул, относящихся к тлеющему разряду, не следует переоценивать. Часто при дальнейшем исследовании оказывается, что справедливость таких формул ограничена определёнными пределами значений того или другого параметра разряда или даже специфическими условиями опыта установившего их экспериментатора. Об измерениях катодного падения см. также [1320, 1321].

§ 5. Распределение поля у катода. Излучение катодных частей тлеющего разряда. Механические силы на катоде. Из ряда работ по изучению распределения поля в области катодного падения следует, что напряжённость поля имеет наибольшее значение вблизи катода и уменьшается в сторону тлеющего свечения; в области последнего напряжённость поля имеет минимум. При этих исследованиях используются простые зонды, наблюдения отклонения пучков катодных лучей в поле разряда, а также измерения эффекта Штарка (расщепление спектральных линий в электрическом поле). К сожа-

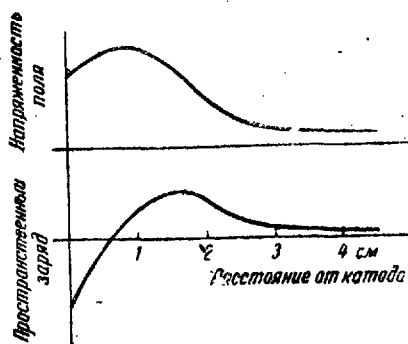


Рис. 198. Распределение пространственных зарядов и градиента поля у катода.

ной близости катода существует, т. е. что, помимо катодного падения во всём катодном пространстве, около самого катода или на его поверхности существует чрезвычайно резкое, почти что прерывное изменение потенциала, вследствие чего электроны имеют большую скорость непосредственно по выходе из катода. Вестфаль наблюдал «катодный скачок» в размере 100 V при помощи обычных зондов [1318]. Кроме того, он измерял путём отклонения в магнитном поле скорость специального продольного пучка электронов, выходящих из катода, и находил отсюда величину «катодного скачка» от 0,275 до 0,7 всей величины катодного падения. Но измерения Вестфалья относятся к оксидному катоду, при котором возможно проникновение внешнего поля внутрь катода. В случае катода из чистого металла «катодный скачок» места не имеет, как показали тщательные исследования Коссея [1317].

В связи с этим вопросом интересно отметить особый тип разряда [1242—1245, 1319], названный «шпритцевым разрядом». Помещая на графитовом катоде слой из плохо проводящего вещества, можно получить разряд без тёмного катодного пространства и без катодного

падения, последний метод, не искажающий разряда введением посторонних тел или пучка электронов, применим лишь при сильных полях и, следовательно, лишь в случае аномального катодного падения.

Приводим на рис. 198 кривую распределения напряжённости поля, снятую этим последним способом, и вытекающую отсюда кривую распределения пространственных зарядов [1240, 1329].

Из неправильного предположения, что первое катодное свечение лежит непосредственно на поверхности катода, выводили заключение, что в непосредствен-

падения в газе. Электроны вылетают из поверхности катода со скоростями порядка 20—30 V.

Как установлено экспериментально, даже при плоском катоде эквипотенциальные поверхности не представляют собой точно параллельных катоду плоскостей. Это вносит значительные осложнения при измерении градиентов потенциала вблизи катода и при их истолковании.

Каждой комбинации вещество катода—газ соответствует не только определённое нормальное катодное падение потенциала, но и определённая, при прочих равных условиях, плотность тока. Зависимость этой плотности тока j_n от давления газа p можно выразить следующей эмпирической формулой:

$$j_n = ap^b. \quad (592)$$

Показатель b зависит от формы катода. При плоском катоде $b = 2$, что сходится с теоретическими соображениями, основанными на применении закона подобия в газовых разрядах. При цилиндрических и сферических катодах наблюдается зависимость j_n от радиуса кривизны катода.

Спектральные исследования излучения тёмного круковского пространства и тлеющего свечения с одновременным фотометрированием показали, что линии, излучаемые в тёмном катодном пространстве, имеются и в излучении тлеющего свечения. При переходе от тёмного катодного пространства к тлеющему свечению происходит более или менее резкое изменение интенсивности свечения отдельных линий. Наиболее постепенен этот переход в чистых благородных газах. Резкая граница тлеющего свечения в этом случае значительно ступеньвается. Наоборот, в электроотрицательных газах переход от тёмного пространства к тлеющему свечению всегда очень резкий.

Спектральные исследования показали, что граница тлеющего свечения занимает различное положение по отношению к катоду для лучей различной цветности. Например, в случае водорода можно говорить о границе красного свечения и о границе синего свечения. При этом граница свечения, как правило, лежит тем дальше от катода, чем меньше оптимальный потенциал возбуждения данной спектральной линии.

Температура газа около катода выше, чем где-либо в другой точке тлеющего разряда, за исключением отшнуровавшегося (контрагированного) положительного столба. Повышенная температура вызывает уменьшение плотности газа около катода. В большинстве старых исследований тлеющего разряда уменьшение плотности газа около катода в расчёт не принималось и являлось причиной разногласий в результатах, полученных разными исследователями. Чтобы исключить это обстоятельство, усложняющее условия опыта, катоды делают с водяным охлаждением. Температура газа у катода тем

выше, чем больше здесь мощность разряда (произведение плотности тока на катодное падение) [1246—1249].

Так как катод заряжен отрицательно, а впереди него находится в разряде слой положительного пространственного заряда, то на катод в разрядной трубке всегда действуют довольно значительные силы. Действие электростатических сил усложняется появлением аэродинамических сил вследствие образования течений в неравномерно нагретом газе. Если исключить возможность образования огибающих катод течений, устроив катод так, чтобы он заполнял всю трубку по её ширине, то действующая в этом случае одна лишь электростатическая сила выразится так:

$$F = \frac{E^2}{8\pi}. \quad (593)$$

Экспериментальная проверка показала, что:

1. Определённая из формулы (593) напряжённость поля E в непосредственной близости катода больше, чем «средняя» напряжённость поля, полученная делением катодного падения на ширину тёмного катодного пространства.

2. В случае нормального катодного падения сила F возрастает пропорционально квадрату давления. Сопоставление этого обстоятельства с формулой (593) показывает, что напряжённость поля около катода возрастает пропорционально давлению газа.

3. В случае аномального катодного падения сила F возрастает медленнее.

§ 6. Катодное распыление. Кроме электронных явлений, на катоде тлеющего разряда происходит ещё характерный процесс *катодного распыления*, весьма важный практически. Частицы материала катода летят во все стороны, покрывая находящиеся в трубке предметы и стенки самой трубки металлическим налётом. Катодное распыление происходит по всей поверхности катода, покрытой разрядом. В некоторых местах от поверхности катода отрываются при большой плотности разрядного тока более или менее крупные частицы, и распыление происходит особенно усиленно. В этих местах поверхность катода становится неровной: в ней образуются углубления, подобные выбоинам.

Для катодного распыления наблюдаются такие закономерности:

1) Распыляемые частицы летят от поверхности катода во все стороны по прямым линиям. Если поместить на некотором расстоянии от катода небольшой экранчик, в слое распылённого металла позади этого экранчика образуется «тень», повторяющая контуры экрана. Особенно заметно это имеет место при малых давлениях газа и большом катодном падении.

2) По мере повышения давления газа и уменьшения катодного падения движение распылённых частиц всё более и более приобретает характер диффузионного движения перешедших в газообразную

фазу молекул вещества катода. С уменьшением длины свободного пути всё большее и большее число молекул возвращается на катод. Поэтому, при прочих равных условиях, чем выше давление газа, тем меньше катодное распыление.

3) При прочих равных условиях катодное распыление тем больше, чем больше масса каждого из ударяющихся о катод ионов. Поэтому в тяжёлых газах распыление больше, чем в лёгких.

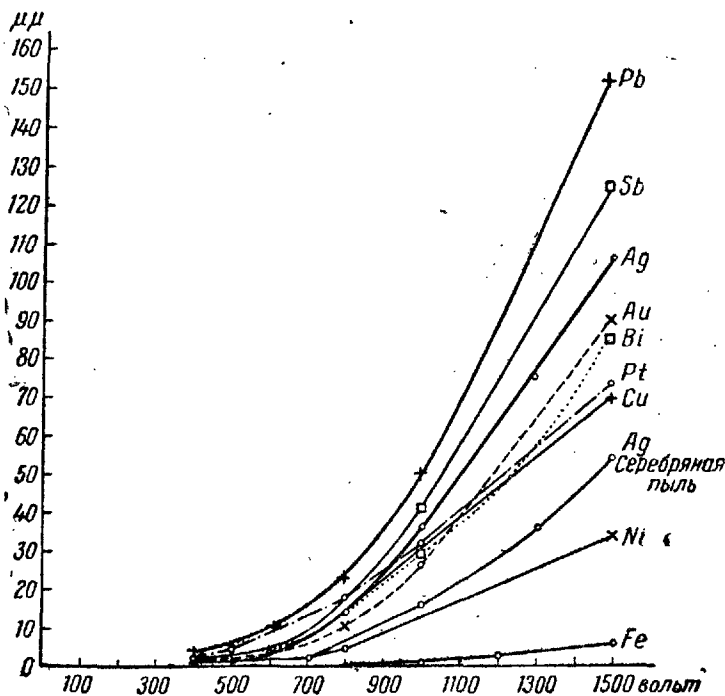


Рис. 199. Кривые зависимости интенсивности катодного распыления от катодного падения потенциала в водороде при $i = 50 \mu\text{A}$ [1336], фиг. 9. По оси ординат отложена толщина распылённого слоя в $\mu\text{м}$.

4) Распыление тем больше, чем больше катодное падение потенциала U_k .

5) При большом (аномальном) катодном падении количество распылённого металла пропорционально разности между этим катодным падением и некоторым критическим значением катодного падения $U_{кр} \approx 500 \text{ V}$. При меньших катодных падениях эта пропорциональность нарушается, и количество распылённого металла соответствует кривой, более или менее полого приближающейся к оси абсцисс

(рис. 199). При катодном падении, близком по своей величине к нормальному, распыление может быть столь незначительным, что обнаруживается лишь после продолжительного непрерывного действия разряда (сотни часов).

6) Катодное распыление, при прочих равных условиях, пропорционально силе тока в трубке. Если увеличивать плотность тока в трубке, то благодаря тому, что вместе с тем пропорционально увеличивается и аномальное падение потенциала, количество распылённого металла растёт, примерно, пропорционально квадрату плотности тока.

7) Параллельно с собственно катодным распылением в ряде случаев на поверхности катода, бомбардируемого положительными ионами, имеют место химические реакции, приводящие к нарушению указанных выше закономерностей. Как пример, можно указать на образование в водороде гидридов SbH_3 , BiH_3 , AsH_3 при катодах из сурьмы, висмута или мышьяка.

8) В отношении способности к распылению отдельных металлов в литературе приводятся ([10], [1253]) следующие ряды, в которых металлы расположены в порядке возрастающей распыляемости: Распыление в аргоне:

Cd, Ag, Pb, Au, Sb, Sn, Bi, Cu, Pt, Ni, Fe,
W, Zn, Si, Al, Mg [1336].

Распыление в азоте:

Ag, Au, Sb, Pb, Bi, Cu, Pt, Ni, Cd [1336]
Cd, Ag, Au, Cu, Pt, Al, Fe [1337].

Распыление в водороде:

Pb, Sb, Ag, Au, Bi, Cu, Pt, Ni, Cd [1336]
Au, Ag, Pt, Pd, Cu, Ni, Ir, Rh [1338].

Распыление в гелии:

Ag, Au, Cu, Cd, Pt, Fe, Al [1337].

Вследствие экспериментальных трудностей, возникающих при определении количества распылённого металла, эти ряды надо рассматривать как ориентировочные. Особенно противоречивы содержащиеся в них данные в отношении Cd. Но в них видна и определённая закономерность — расположение Ag, Au, Pb, Cu, Pt, Ni, Fe, Al.

Приводим ещё в таблице 32 количественные данные, полученные для распыления в водороде [1339].

Второй столбец указывает количество распылившегося металла в мг на 1 А тока в час.

В этой таблице очень характерно проявился химический характер распыления в водороде Sb, Pb, As, Fe, Bi, показавших наибольшую распыляемость.

Гиппель сопоставил наблюденную им распыляемость тринадцати металлов в аргоне с теплотой сублимации [1341]. Результаты этого сопоставления приведены в таблице 33.

Таблица 32

Mg 9	Wo 57	Au 460
Ta 16	Ni 65	Ag 740
Cr 27	Fe 68	Sb 890
Al 29	Sn 196	Pb 1080
Cd 32	C 262	As 1100
Mn 38	Cu 300	Te (1200)
Mo 56	Zn 340	Bi 1470
Co 56	Pb 400	

Скрытая теплота перехода из твёрдого состояния в газообразное приведена во втором столбце таблицы; порядок распыляемости — в третьем. Порядок чередования металлов в этих двух столбцах разный; закономерности не видно. Но если разбить металлы на две группы: первая — металлы благородные и химически малоактивные, помещённые в четвёртом столбце, вторая — металлы, легко вступающие в соединения с другими телами — пятый столбец, то у каждого из этих двух рядов уменьшение распыляемости идёт параллельно увеличению скрытой теплоты сублимации. Такое распадение исследованных Гиппелем металлов на две отдельные группы он объясняет тем, что в случае металлов, помещённых в четвёртом столбце, он имел дело с распылением чистой поверхности металла, тогда как в случае металлов, помещённых в пятом столбце, распыляемость

Таблица 33

Металл	Скрытая теплота перехода из твёрдого в газообразное состояние. Кило-калорий	Общий порядок распыляемости в аргоне	Химически малоактивные металлы	Химически более активные металлы
Cd	34	Cd	—	Cd
Zn	37	Ag	—	—
Sb	48	Cu	—	Bi
B	53	Au	—	Sb
Pb	56	Bi	—	Pb
Ag	73	Ni	Ag	—
Cu	92	Sb	Cu	—
Sn	95	Pb	—	Sn
Au	102	Sn	Au	—
Ni	— ¹⁾	Pt	Ni	—
Fe	143	Fe	—	Fe
Pt	164	W	Pt	W
W	270	Zn	—	Zn

¹⁾ Не измерено. Ni помещён в первом столбце согласно его положению в периодической системе элементов и следующей отсюда скрытой теплоте сублимации.

определялась природой не только металла, но и неизбежных поверхностных плёнок. Исключительное положение в этих опытах занял Zn, который должен был бы стоять в пятом столбце не на последнем, а на втором месте. Объяснение: очень прочная плёнка оксида, препятствовавшая распылению. Длительной бомбардировкой ионами эту плёнку удавалось разбить, и тогда Zn распылялся чрезвычайно интенсивно.

Спектроскопическими наблюдениями [1340] установлено, что распыляемые частицы металла покидают поверхность последней в виде нейтральных атомов, а не ионов и, как правило, не в виде более крупных (коллоидных) частиц. Атомный характер распыляемых частиц был подтверждён опытами их зарядки после вылета с поверхности металла и последующего отклонения в магнитном поле [1343]. При этом оказалось, что скорость их движения соответствует температуре в 1000°C . Другая серия опытов [1251] показала, что число распыляемых частиц, отлетающих от поверхности металла под различными углами φ к нормали, пропорционально $\cos \varphi$, как это должно быть для хаотического статистического явления и должно иметь место при испарении с поверхности металла.

В случае металлических сплавов явление катодного распыления усложняется. В ряде случаев наблюдается, что каждая компонента сплава распыляется как бы самостоятельно. Так, например, сплав серебра и меди, по внешнему виду мало отличающийся от серебра, после продолжительного распыления приобретает вид меди благодаря тому, что распыляемость серебра больше, чем распыляемость меди. В других случаях примеси значительно влияют на распыляемость основного металла. Десятипроцентное (атомное) содержание Mg в Ag почти уничтожает распыляемость последнего [1253]. Наоборот, встречаются случаи, когда незначительные примеси сильно повышают распыляемость металла.

Первая попытка объяснить катодное распыление заключалась в предположении, что это явление представляет собой простое испарение вследствие нагревания всего катода в разряде [1346]. Такое объяснение пришлось отбросить, так как температура катода в тлеющем разряде для этого далеко не достаточна, а искусственное охлаждение катода не ведёт к уменьшению интенсивности распыления. Предположение о том, что катодное распыление во всех случаях имеет чисто химическую природу и является каким-то аналогом электролізу [1337—1338], тоже было опровергнуто. Наиболее правдоподобной казалась чисто механическая теория распыления [1347—1348], допускавшая, что положительный ион непосредственно передаёт свою кинетическую энергию какому-либо атому по законам упругого удара и этот атом покидает поверхность металла, отразившись от соседних атомов. Однако последовательное проведение такого представления встречает большие затруднения и не даёт количественно правильных результатов. Не решились вопроса и несколько более слож-

ная картина нескольких последовательных попаданий ионов в одно и то же место на поверхности катода, предложенная Ленгмюром, а также предположения о том, что распыление носит характер небольших взрывов в металле, вызываемых увеличением давления газовых включений [1349] путём нагрева газа или «давлением ионов», проникших в металл и скопившихся в большом количестве в очень малом объёме [1350]. Отрыв более крупных частиц от металла, свидетельствующий о локальном взрыве, действительно иногда имеет место, но представляет собой лишь побочное явление и, как правило, не может служить объяснением явления катодного распыления ввиду установленного экспериментально атомного характера распыляемых частиц. В настоящее время наиболее правдоподобной является теория катодного распыления, предложенная Гиппелем [1341—1342] и развитая за последнее время Тоунесом [1345]. Эта теория представляет собой синтез теории ионного удара и теории испарения. По этой теории энергия иона передаётся не одному атому, а некоторому, довольно большому, их числу; другими словами, предполагается, что при ударе положительного иона об атомную решётку происходит сильное местное нагревание на очень небольшом участке поверхности металла. За короткий промежуток времени, вследствие теплопроводности металла, температура нагретого элемента поверхности быстро падает за счёт увеличения нагретой площади, но за это короткое время успевает произойти испарение, являющееся причиной катодного распыления, несмотря на то, что средняя температура поверхности катода сравнительно низкая. Тепловой характер эффекта даёт возможность применить к нему термодинамический метод расчёта. Гиппель подсчитывает среднюю энергию, накапливаемую одним ионом за время его пролёта через область катодного падения (с учётом соударений, имеющих место на этом пути) и передаваемую ионом решётке металла, устанавливает количество распылённого (испаряющегося) металла, соответствующее этой энергии, и затем получает окончательное решение для количества распыляемого вещества путём суммирования по всем попадающим на катод ионам. При уточнении теории Гиппеля Тоунес производит более детальные подсчёты и показывает, что при не слишком больших скоростях ионов на интенсивность распыления оказывает большое влияние закон распределения энергии между ионами. Тоунес учитывает также, что далеко не все атомы, освободившиеся из кристаллической решётки катода, попадают в виде распылённых частиц на стенки и на другие электроды трубки, а часть их возвращается обратно на поверхность катода. Количественные результаты, полученные Тоунесом, хорошо совпадают с экспериментальными данными в случае большого давления газа и малого катодного падения.

Явлением катодного распыления пользуются для того, чтобы очистить поверхность катода от посторонних слоёв различного рода. Другое применение катодного распыления в лабораторной практике

состоит в получении путём распыления тонких металлических слоёв. Эти слои можно получить не только на другом металле, стекле, слюде или вообще каком-либо твёрдом теле, но и просто в виде тонкой плёнки металла, если предварительно распылить металл на плёнке какого-либо вещества, а затем эту постороннюю плёнку удалить растворением или соответствующим химическим процессом.

Катодное распыление всегда сопровождается поглощением газа распылёнными частицами. Это поглощение является одним из процессов «жестчения газа» [1353]. При катодном распылении поглощаются и благородные газы, хотя поглощение последних происходит в гораздо меньшей степени. При этом аргон поглощается много сильнее неона. Поглощение последнего обнаружилось при практических применениях газового разряда как источника света, при очень большой общей длительности разряда (до нескольких тысяч часов) и представляет собой фактор, ограничивающий время жизни «неоновых трубок». О катодном распылении см. также [1250, 1252, 1254—1259, 1293, 1332, 1354, 1363, 1371, 1374].

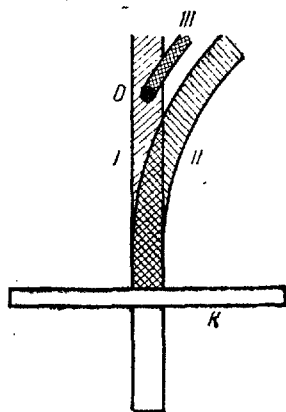
§ 7. Элементарные процессы в катодных частях тлеющего разряда [1271—1274, 1369]. Более детальное представление о движении электронов и ионов в катодных частях тлеющего разряда и

о том, где возникают свободные электроны и ионы, мы получаем из опыта «катодных теней» и из опытов с канальными лучами.

Если внутри трубки перед катодом, в точке *O* (рис. 200) тёмного катодного пространства поместить небольшой слюдяной экран, то между катодом и экраном возникает полоса, более тёмная, чем окружающее пространство. У основания этой полосы на катоде пропадает «первое катодное свечение». В тлеющем свечении по другую сторону экрана также образуется тень. Так как в разряде положительные ионы двигаются по направлению к катоду, а электроны — в обратном направлении, то из опыта возникновения тени приходим к выводу, что экран мешает движению положительных ионов от тлеющего свечения к катоду и движению электронов от

Рис. 200. Схема «опыта теней».

катода к тлеющему свечению. Это и вызывает отсутствие связанного с ударами положительных ионов о катод первого катодного свечения и соответствующей части тлеющего свечения. Правильность такого вывода подтверждается поведением описанных теней в магнитном поле [1274], а именно: тень в первом тлеющем свечении остаётся на своём месте; тень от экрана *O* к аноду загибается (тень II, рис. 200), кроме того, в тёмном кружковом пространстве появляется тень III,



изогнутая в том же направлении, как и тень II. Объяснение: магнитное поле действует на быстро движущиеся электроны и почти не отклоняет положительные ионы, которые в том же поле двигаются гораздо медленнее электронов благодаря большей массе. Поэтому основание тени I не передвигается. Отсутствие выделения электронов из катода в этом месте вызывает появление изогнутой тени II: пути электронов, вылетающих из основания тени I, должны были бы лежать как раз внутри пространства, занятого тенью II. Тень III соответствует электронам, которые задерживаются экраном O. Весьма существенно, что образование теней I, II и III и их густота не зависят от расстояния экрана, от резкой границы тлеющего свечения.

Образование теней при внесении постороннего тела в кружково пространство вполне аналогично явлению прекращения тлеющего разряда при приближении анода к катоду. Из этих опытов вытекает, что: 1) образование свободных электронов под ударом положительных ионов происходит на поверхности катода, 2) место возникновения необходимых для поддержания тлеющего разряда ионов («источник ионов») находится в начале тлеющего свечения.

Так как электроны, вследствие их малой массы, приобретают в одном и том же поле ускорение, во много раз большее ускорения положительных ионов, то электроны пробегают темное катодное пространство в гораздо меньший промежуток времени, чем положительные ионы. Вследствие этого во всякий данный момент времени положительных ионов в темном катодном пространстве гораздо больше, чем электронов. Этот положительный заряд расположен неравномерно: наибольшая концентрация положительных ионов приходится на 1 см^3 в той части занятого разрядом объема, которую мы обозначили выше как источник положительных ионов. Наименьшая концентрация имеет место около катода, где скорость движения ионов наибольшая. Такое распределение плотности положительных ионов в пространстве обуславливает собой наблюдаемое в тлеющем разряде распределение потенциала около катода. Около самого катода имеется налицо слой отрицательного пространственного заряда, образуемый электронами, начинающими своё движение от катода с очень малыми скоростями. Поэтому принято говорить о двойном слое электрических зарядов около катода. Не следует, однако, представлять эти слои как резко ограниченные узкие области положительного и отрицательного зарядов.

Некоторый свет на причины существования резкой границы тлеющего свечения проливают следующие опыты. Если в трубке сделать анод A с отверстием посредине (рис. 201) и приблизить этот анод к катоду K настолько, что анод будет находиться внутри области тлеющего свечения, то тлеющее свечение продолжается через отверстие в аноде по другую его сторону.

Если за анодом создать при помощи сеток N_1 и N_2 электрическое поле, то при достаточно сильном поле между сетками N_1 и N_2 по-

является тень, между тем как за сеткой N_2 тлеющее свечение продолжает существовать. Более подробно: начиная с полей 100 В/см , окраска свечения между сетками начинает изменяться в сторону приближения к окраске тёмного катодного пространства, и яркость свечения между сетками постепенно падает с увеличением напряжённости электрического поля.

Возможность погасить тлеющее свечение электрическим полем находит своё объяснение в том, что в тлеющем свечении излучение газа вызвано не столько процессами возбуждения атомов при столкновениях с электронами, сколько свечением, сопровождающим рекомбинацию ионов и электронов [1261]. Сильное электрическое поле мешает явлению рекомбинации. Поэтому сильное электрическое поле гасит «свечение рекомбинации».

В тёмном катодном пространстве напряжённость электрического поля велика: «свечение рекомбинации» не может иметь места. В обла-

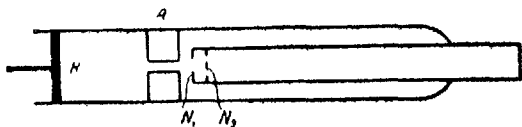


Рис. 201. Схема опыта для демонстрации гашения свечения рекомбинации электрическим полем.

сти тлеющего свечения напряжённость поля мала: «свечение рекомбинации» осуществляется [1260].

Вероятность рекомбинации зависит не только от напряжённости поля, но и от числа электронов и ионов в единице объёма (от концентрации электронов и положительных ионов). В области тлеющего свечения концентрация ионов и медленных электронов велика. Здесь имеются и «вторичные», и «третичные» электроны. При большой концентрации электронов в области тлеющего свечения и малой концентрации их в области тёмного катодного пространства около границы этих областей происходит значительная диффузия. Диффузии электронов противодействует электрическое поле, быстро возрастающее по направлению к катоду. Резкую границу области тлеющего свечения объясняют как границу, до которой долетают в направлении катода электроны, диффундирующие в эту сторону и останавливаемые электрическим полем, или, другими словами, как своеобразную точку поворота в движении медленных электронов, необходимых для осуществления свечения рекомбинации.

В случае «полого» катода свечение катодных частей разряда особенно интенсивно. Пути электронов в этом случае сосредоточиваются по оси полого цилиндра — катода [1262, 1263].

Так как на границе области катодного падения продольный градиент потенциала в разряде чрезвычайно мал или даже имеет обрат-

ное направление, вследствие диффузии электронов, то количество положительных ионов, проникающих в область катодного падения из частей разряда, лежащих дальше от катода, ничтожно мало или равно нулю. Поэтому область разряда от катода до границы катодного падения с очень большой степенью точности можно рассматривать как изолированную и применять к ней внутреннее условие устойчивости разряда в форме (589). Применение условия стационарности (589) и аппроксимация коэффициента α формулой (559) приводят к заключению, что функция $U_k = f(j)$, выражающая зависимость катодного падения от плотности тока j , при изменении j проходит через минимум ([4], т. II стр. 84—89). На кривой рис. 202 эта зависимость представлена в безразмерных величинах. Наличие минимума $f(\delta)$ приводит к объяснению закона Геля. При нормальном тлеющем разряде, когда ещё не вся поверхность катода участвует в разряде, устанавливается всегда такая плотность тока, при которой U_k имеет минимальное значение. Только такой режим, как нетрудно показать ([4], стр. 90—91), является устойчивым. С точки зрения элементарных процессов явления на границе столбика нормального тлеющего разряда у катода рисуются так. При неполном покрытии катода разрядом на краях пространства, где сосредоточен разряд, имеет место диффузия электронов и ионов в направлении, перпендикулярном к полю. Диффузия оказывает большее действие на положительные ионы, чем на электроны, так как электроны сразу приобретают в сильном поле около катода большие направленные скорости. Кроме того, положительные ионы имеют свободные пути, в 4 раза более короткие, чем их имеют электроны, и чаще теряют свои скорости при столкновениях. Таким образом по краям столбика, занимаемого разрядом, вследствие расползания ионов в стороны, в направлении, перпендикулярном к полю, уменьшается плотность положительного пространственного заряда. Вместе с тем возникают силы, задерживающие положительные ионы (притяжение ионов электронами). В результате получается равновесие между электрическими

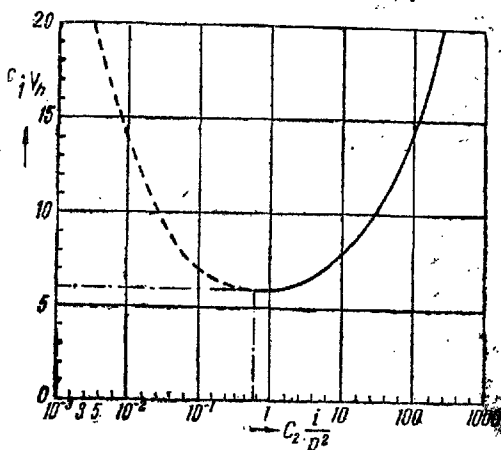


Рис. 202. Теоретическая кривая зависимости катодного падения потенциала от плотности тока по Энгелю и Штенбеку. То и другое выражено в безразмерных величинах (см. [4], т. II, стр. 84—89).

элементарных процессов явления на границе столбика нормального тлеющего разряда у катода рисуются так. При неполном покрытии катода разрядом на краях пространства, где сосредоточен разряд, имеет место диффузия электронов и ионов в направлении, перпендикулярном к полю. Диффузия оказывает большее действие на положительные ионы, чем на электроны, так как электроны сразу приобретают в сильном поле около катода большие направленные скорости. Кроме того, положительные ионы имеют свободные пути, в 4 раза более короткие, чем их имеют электроны, и чаще теряют свои скорости при столкновениях. Таким образом по краям столбика, занимаемого разрядом, вследствие расползания ионов в стороны, в направлении, перпендикулярном к полю, уменьшается плотность положительного пространственного заряда. Вместе с тем возникают силы, задерживающие положительные ионы (притяжение ионов электронами). В результате получается равновесие между электрическими

силами и диффузией, и пространство, занятое разрядом, перестаёт расширяться.

Допустим теперь, что мы увеличили общую силу тока. В первый момент увеличивается плотность тока в каждой точке тёмного катодного пространства. Увеличивается плотность созданного током пространственного заряда и диффузия положительных ионов. Облако положительного пространственного заряда начинает распространяться вширь, пока плотность ионов в нём не достигнет прежнего значения, при котором в краевых частях разряда вновь наступает равновесие. Попытки построить математическую теорию катодных частей разряда были сделаны Комптоном и Морзе [1264], а также Гиппелем [1265] и другими [1266—1270, 1322, 1278, 1357, 1366].

Опыт показывает, что соударения II рода возбуждённых, в частности, метастабильных атомов основного газа с атомами или молекулами примеси, существенно влияют на режим катодных частей разряда [1279, 1280].

§ 8. Каналовые лучи. Если в катодной трубке имеется узкое отверстие, то положительные ионы, двигающиеся в тёмном катодном пространстве к катоду, проходят через это отверстие и образуют в закатодном пространстве пучок каналовых лучей. На пути такого пучка газ светится. Вследствие явления перезарядки пучок состоит не только из положительных ионов, но и из быстрых нейтральных, отчасти возбуждённых молекул или атомов, а также из отрицательных ионов. Под действием магнитного поля каналовый луч разделяется на три пучка, соответствующих: положительным ионам — отклонение в одну сторону, отрицательным ионам — отклонение в другую и нейтральным молекулам или атомам — неотклонённый пучок. При повторном пропускании каждого из пучков через магнитное поле каждый из них снова распадается на три пучка. Это указывает, что процессы перезарядки происходят не только в катодном пространстве, но и продолжаются в каналовых лучах. Детальный анализ при помощи электрического и магнитного полей показывает, что в каналовых лучах участвуют не только однократно, но и многократно ионизированные атомы. Доказано также присутствие двукратно заряженных молекул. Для того чтобы получить резко ограниченные пучки каналовых лучей и производить точный анализ ионов, необходимо поддерживать в закатодной части трубки давление, во много раз меньшее, чем давление, необходимое для разряда в трубке. Такая разница давлений в одной и той же трубке достигается непрерывной откачкой закатодной части при малом поперечном сечении и большой длине канала в катодной трубке, плотно замыкающей разрядную часть трубки. Об исследовании ионных лучей см. также [1281, 1275].

§ 9. Тлеющее свечение и тёмное фарадеево пространство. Тлеющее свечение, резко ограниченное со стороны катода, переходит в тёмное фарадеево пространство лишь постепенно. Границу тлеющего свечения со стороны анода определяют как пре-

дел, до которого долетают быстрые электроны, получившие большую скорость в тёмном кружковом пространстве за счёт катодного падения потенциала. Предел этот можно определить, воспользовавшись тем, что быстрые электроны, попадая на анод, разрушают плёнку газа на поверхности анода и гасят анодное свечение. Анодное свечение наблюдается в широких сосудах, где отсутствует «положительный столб». Если в таком сосуде приближать анод к катоду, то при определённом расстоянии между ними анодная светящаяся плёнка исчезает. Это расстояние и будет расстоянием конца тлеющего свечения от катода. Длина тлеющего свечения увеличивается с уменьшением давления газа, а также с увеличением катодного падения. Градиент потенциала, большой в тёмном катодном пространстве, резко падает в начале тлеющего свечения, проходит через минимум и начинает вновь возрастать лишь в области тёмного фарадеева пространства, постепенно повышаясь по мере приближения к области положительного столба. В ряде опытов наблюдалось, что конец фарадеева пространства и начало «положительного столба» соответствовали совершенно определённому градиенту потенциала, не зависящему от силы тока. Понятие об общем ходе градиента даёт рис. 203.

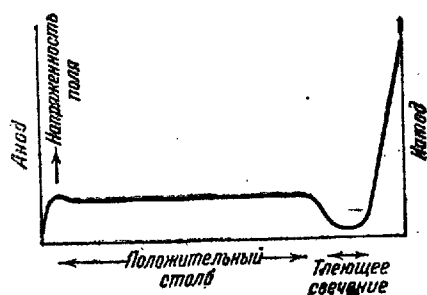


Рис. 203. Кривая распределения градиента потенциала в тлеющем разряде.

Измерения, произведённые при помощи зондов, показали, что в области тлеющего свечения могут встречаться отрицательные градиенты поля, т. е. потенциал, вместо того чтобы повышаться по направлению к аноду, на некотором протяжении убывает. Электроны, диффундирующие из головки тлеющего свечения, благодаря меньшей массе забегают вперёд по сравнению с положительными ионами и понижают потенциал. Тем же явлением диффузии электронов объясняется и то обстоятельство, что расстояние конца тлеющего свечения от катода больше, чем «длина пробега», соответствующая скорости электронов в начале тлеющего свечения. В направлении от головки тлеющего свечения в сторону анода концентрации электронов убывает постепенно, так как здесь электроны двигаются по направлению от катода к аноду как под действием поля, так и вследствие диффузии.

Из световых явлений в области тлеющего свечения заслуживает внимания явление ореолов — различно окрашенных слоёв, окружающих основное тлеющее свечение. Ореолы можно наблюдать во всех случаях тлеющего свечения, если рассматривать спектральный состав

излучаемого света, так как каждой спектральной линии, эмиттируемой в области тлеющего свечения, соответствует своё распределение интенсивности свечения как по направлению оси трубки, так и по направлению её радиуса. В особенности резко ореолы выступают в смесях различных газов. В этом случае они бросаются в глаза и без спектрального исследования. О характере излучения тлеющего свечения см. также [1327], о тёмном фарадеевом пространстве [1328].

§ 10. Анодные части разряда. В то время как рассмотренные выше части разряда тесно связаны с катодом и в них сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда, так называемое «положительное свечение», о котором речь будет идти в следующем параграфе, является частью разряда, наличие которой в разряде не обязательно. Точно так же и анодные части разряда, тесно связанные с расположением и формой анода, не являются существенными для поддержания разряда и могут отсутствовать. Как уже было указано в предыдущем параграфе, эти части исчезают, если на анод попадёт поток быстрых электронов. В этом отношении вредно действуют не только быстрые электроны тлеющего свечения, но и электроны, имеющиеся в области положительного столба. Поэтому, чтобы наблюдать анодные части разряда, приходится отклонять положительный столб от поверхности анода магнитным полем или же помещать анод в стороне, или, наконец, устранять положительный столб, пользуясь шарообразной разрядной трубкой.

С уменьшением давления светящаяся плёнка, называемая «анодным свечением», разрастается, принимая различные причудливые формы со сложными цветными переходами, зависящими от состояния поверхности анода и от случайных (геометрических и иных) условий [1282].

Особенно большие размеры анодное свечение принимает в электроотрицательных газах (например, в галоидах).

Пользуясь переменным током и фотографированием анодного свечения при помощи вращающегося зеркала, наблюдали проявление в анодном свечении закона, аналогичного закону Геля. Площадь, которую занимало анодное свечение, изменялась периодически пропорционально силе тока.

Ширина тёмного анодного пространства, т. е. пространства между анодным свечением и анодом, обычно весьма мала, но может стать ощутительной при очень малых давлениях газа (тысячные доли мм Hg).

Между анодом и областью анодного свечения наблюдается «анодное падение потенциала». Анодное падение чрезвычайно чувствительно к состоянию поверхности анода и имеет величину от нескольких вольт до нескольких десятков вольт.

В некоторых случаях анодное падение достигает больших значений, а именно: 1) при прибавлении к основному газу электроотрицательных примесей, 2) при очень малой поверхности анода и очень

большой вследствие этого плотности тока и 3) под действием сильного магнитного поля. Это большое падение потенциала по аналогии с явлениями на катоде называют *аномальным*.

В связи с аномальным анодным падением потенциала стоит появление «*анодных лучей*»: пучков быстро движущихся положительных ионов при применении в качестве анода различных солей, способных испускать положительные ионы. Образование анодных частей разряда и возникновение анодного падения объясняются ионизацией электронами плёнок газа, адсорбированных на аноде, вследствие чего у анода образуются специфические области пространственного заряда. Ионизация плёнок газа на аноде может быть как простая, так и ступенчатая. Поэтому анодное падение потенциала, ускоряющее электроны, может быть не только равно, но и меньше ионизационного потенциала адсорбированного газа [1283].

В тех случаях, когда ионизации на поверхности анода или вблизи её не происходит и анод можно рассматривать как зонд, соприкасающийся с плазмой, анодное падение может быть и положительным и отрицательным, т. е. потенциал анода может быть и выше и ниже потенциала окружающего газа. Ток, на анод, в этом случае представляет собой беспорядочный ток электронов, попадающих из плазмы в слой пространственного заряда, окружающий всякий соприкасающийся с плазмой электрод, а следовательно, и анод. Обозначая через A площадь поверхности внешней границы этого слоя, находим для электронного тока на анод I_a :

$$I_a = \frac{Ae}{4} n_e \bar{v}_e. \quad (594)$$

Если размеры анода малы, то A мало и I_a , определяемое по формуле (594), может оказаться меньше разрядного тока в цепи. В этом случае от анода уходит в цепь большее число электронов, чем приходит к нему из плазмы. Анод начинает заряжаться положительно. Потенциал анода возрастает по сравнению с потенциалом окружающего газа; движение электронов ускоряется; I_a возрастает, пока не сравняется с током в цепи I и не наступит равновесие. В случае большого анода, и, следовательно, большого A , I_a может оказаться больше I . Анод начинает заряжаться отрицательно. Потенциал анода уменьшается по сравнению с потенциалом газа. Движение электронов замедляется, I_a уменьшается, пока опять не сравняется с I . Если $\frac{Ae}{4} n_e \bar{v}_e = I$, то анодное падение равно нулю. Об анодных частях разряда см. также [1284, 1285, 1370].

§ 11. «Остов» тлеющего разряда и «положительный столб». В то время как катодные и анодные части имеют совершенно определённые размеры, обуславливаемые природой газа и давлением газа и плотностью разрядного тока, «остов» заполняет остальное пространство трубки и при достаточно большой разности потенциалов

между катодом и анодом может иметь любую длину, причём протяжение катодных и анодных частей такое же, как в коротких трубках. На явлениях, наблюдаемых в остовах, не сказываются ни природа, ни состояние электродов, и весь «остов» является лишь частью разряда, служащей для передачи тока через газ. Для самого существования разряда явления, наблюдаемые в «остове», не играют роли.

В более или менее узких трубках «остов» всегда имеет вид положительного светящегося столба: трубка заполнена столбом светящегося газа. Вследствие большого протяжения и большой яркости свечения положительный столб является наиболее бросающейся в глаза частью разряда, тою частью его, которая более всех других может быть использована при применении явлений тлеющего разряда в качестве источника света. Светящийся «положительный столб» не является характерной частью разряда как такового, а вызван исключительно влиянием стенок трубки на явления разряда и происходящими около этих стенок процессами.

В достаточно широких трубках и шарообразных разрядных сосудах при прочих равных условиях положительного столба нет, и весь остов либо совершенно тёмный (Ne, H₂, Ar, последний при давлении, меньшем 3 мм Hg), либо в остовах происходит лишь слабое свечение (O₂, H₂O, Ar и N₂, последние при больших давлениях).

Изучение распределения потенциала в остовах при отсутствии положительного столба показало, что в тёмном остовах существует для каждого газа постоянное, пропорциональное давлению газа, падение потенциала. Это падение, отнесённое к 1 см длины и к 1 мм Hg давления, называют *нормальным градиентом*. Для нормального градиента g_n , а также для падения потенциала U_λ на длине одного свободного пути электрона в газе найдены следующие значения:

Таблица 34

Газ	Ar	He	Ne	N ₂	H ₂	O ₂	H ₂ O
g_n V/см	1,04	0,8	0,493	3,25	2,23	13,1	50,0
U_λ V	0,0305	0,066	0,0277	0,088	0,115	0,38	0,93

Неравномерное нагревание газа в трубке, конвекционные течения, а также невозможность совершенно устранить влияние стенок (так как ионы и электроны всё же в некоторой степени диффундируют к стенкам и там рекомбинируют даже и в широких трубках) делают определение нормального градиента несколько затруднительным и искажают соответствующее распределение потенциала [1286].

Падение потенциала в «остове» объясняется на основе представления о разряде как стационарном явлении следующим образом. Вследствие диффузии в стороны, рекомбинации, а также вследствие образования отрицательных ионов [1323] число электронов и поло-

жительных ионов в остове должно было бы уменьшаться по мере их продвижения вдоль трубки. Убыль ионов и электронов при стационарном электрическом токе должна восполняться. Восполнение убыли происходит путём столкновений наиболее быстрых электронов с частицами газа. Распределение скоростей электронов и средняя их энергия в случае стационарного режима должны восстанавливаться. Это восстановление происходит за счёт электрического поля. Так как убыль в тёмном «остове» небольшая, то и градиент поля, необходимый для того чтобы обеспечить стационарность разряда, невелик, а потому и явления возбуждения атомов редки, и остов не светится или почти не светится. Свечение наблюдается как раз в тех газах, где образование тяжёлых ионов наиболее вероятно, а потому вероятна и большая убыль электронов, требующая более сильного поля для компенсации этой убыли.

В случае достаточно узкой разрядной трубки картина резко меняется. Быстро движущиеся электроны попадают на стенку, оседают там и заряжают стенку отрицательно. Созданное таким образом поле влечёт к стенке положительные ионы. Динамическое равновесие устанавливается тогда, когда число оседающих на стенке положительных ионов становится равным числу оседающих электронов. Таким образом у стенок концентрация электронов и ионов меньше, чем по оси трубки. По направлению, перпендикулярному к оси, под действием диффузии устанавливается непрерывный поток электронов и ионов. Происходящая отсюда убыль электронов и ионов восполняется ионизацией столкновениями первого рода. Убыль заряженных частиц в «положительном столбе» много больше, чем в случае «тёмного остова»; притом тем больше, чем уже трубка. Большая убыль требует большей ионизации и в конечном итоге более сильного поля.

Необходимая для поддержания постоянной концентрации ионов и электронов напряжённость поля оказывается достаточной для усиленного возбуждения атомов электронами. Отсюда — интенсивное свечение положительного столба.

Свечение положительного столба — в основном обычное свечение возбуждённых атомов, а не свечение рекомбинации. Исключения из этого правила см. [1316].

Спектр положительного столба зависит от величины градиента поля. При увеличении градиента вследствие уменьшения диаметра трубки спектр положительного столба несколько приближается к спектру тлеющего свечения. Иногда наблюдается различная окраска положительного столба у его оси и во внешних частях. Во внешних частях преобладают линии с меньшей энергией возбуждения. Интенсивность свечения положительного столба как в отношении интенсивности излучения видимого света, так и в отношении количества всей излучаемой энергии, в грубых чертах, пропорциональна как силе, так и мощности тока в столбе.

При малых давлениях газа светящийся положительный столб заполняет собой всё сечение разрядной трубки. По мере увеличения давления, а также по мере увеличения силы тока при давлениях порядка нескольких десятков *мм* Hg положительный столб суживается, отделяясь от стенок трубки. При давлениях порядка одной атмосферы положительный столб представляет собой узкий ярко светящийся стержень, расположенный по оси трубки. При дальнейшем повышении давления диаметр такого *отшнурованного положительного столба* уменьшается ещё больше. Яркость шнура увеличивается. Наиболее рельефно наблюдается эта картина при разряде в парах ртути, при постепенном повышении давления паров ртути путём увеличения температуры наиболее холодной части разрядной трубки, содержащей ртуть. (Трубки «Игар» — давление около 1 атмосферы и лампа сверхвысокого давления — десятки атмосфер). Стягивание положительного столба разряда объясняется тем, что по оси цилиндрической трубки температура газа всегда выше, чем у стенок, вследствие потери тепла стенками в окружающее пространство. Из-за более высокой температуры плотности газа около оси меньше, а следовательно, свободный путь электронов больше, и условия для прохождения разряда здесь благоприятнее: при меньшей плотности для поддержания разряда требуется меньший продольный градиент потенциала. Стягивание разряда к оси трубки приводит к увеличению плотности тока и к ещё большему разогреванию газа в центральных частях трубки. Это ускоряет процесс отшнуровывания при увеличении давления или силы разрядного тока. Когда, вследствие концентрации разряда по оси, температура газа становится достаточно высокой, в отшнурованном положительном столбе начинает происходить термическая ионизация. Это обстоятельство ещё более усиливает отшнуровывание и приводит к новому своеобразному типу разряда, описанному ниже в гл. XVII. Температура шнура в парах ртути, определённая спектроскопическим путём, — по распределению яркости в полосатом (молекулярном) спектре ртути и по расширению спектральных линий вследствие эффекта Допплера, — оказалась равной 5000—6000° K при давлении в 1 *атм* и 8000—10 000° K при наиболее высоких исследованных давлениях (порядка 250—300 *атм*) [1287].

От описанного здесь шнурового разряда следует отличать «*трубчатый разряд*», возникающий при прибавлении к основному газу органической примеси, например, паров нафталина [1288—1290]. В трубчатом разряде разрядные явления сосредоточены исключительно в трубчатобразном, обычно змейкообразно извивающемся, светящемся канале, по которому идёт разряд. Положение и форма канала определяются тем, что внутри его органическая примесь разложена.

Так как в положительном столбе направленное движение положительных ионов и электронов совершается в противоположных направлениях и знаки их зарядов противоположны, то магнитное

поле отклоняет их в одну и ту же сторону, а потому положительный столб отклоняется магнитным полем как целое. Устроив разрядную трубку так, что штабикообразный полюс электромагнита проходит сквозь кольцообразный катод в область положительного свечения, можно заставить положительный столб непрерывно вращаться вокруг этого полюса.

Электрическое поле также отклоняет положительный столб, но для того чтобы наблюдать это явление, надо пользоваться достаточно быстро переменными полями, так как при постоянном или медленно изменяющемся поле заряды, оседающие на поверхности стекла, защищают внутренность трубки от действия поля.

В полном согласии с неизменным по всей длине положительного столба свечением градиент потенциала, определённый при помощи зондов, оказывается постоянным по всей длине столба. Примером может служить кривая рис. 203. Отступления, иногда наблюдаемые в начале и в конце положительного столба, могут быть объяснены различием в температуре и в плотности газа.

Как мы видели выше, появление положительного столба связано с наличием поля, перпендикулярного к оси трубки: кроме продольного градиента, в положительном столбе существует поперечный градиент; поверхности равного потенциала в положительном столбе не плоские, а выпуклые по направлению к катоду (рис. 204). Вследствие условий симметрии поперечный градиент в точках самой оси трубки равен нулю.

Продольный градиент поля в положительном столбе зависит от плотности тока, от природы и давления газа и от диаметра трубки. При увеличении давления газа градиент поля увеличивается. Причина этого явления — уменьшение длины свободного пути.

При увеличении плотности тока градиент уменьшается, но это уменьшение не всегда является простым следствием увеличения плотности тока, а часто происходит от увеличения температуры газа в по-

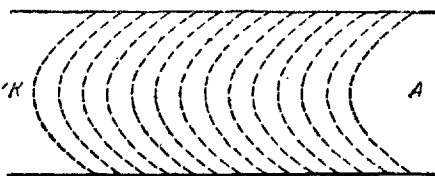


Рис. 204. Форма эквипотенциальных поверхностей в области положительного столба.

ложительном столбе, вызывающего уменьшение плотности газа и увеличение средней длины свободного пути. При прочих равных условиях увеличение плотности разрядного тока должно вести к уменьшению градиента потенциала в положительном столбе при наличии процесса ступенчатой ионизации, так как в этом случае концентрация электронов возрастает быстрее, чем пропорционально плотности тока. О положительном столбе, движении электронов

и градиенте потенциала в положительном столбе см. также [1325, 1361, 1365, 1314, 1315, 1309—1312, 1333—1335].

Так как в положительном столбе от катода к аноду двигаются электроны, а от анода к катоду — положительные ионы газа, то естественно ожидать, что плотность газа у катода при прохождении разряда должна увеличиваться, а у анода уменьшаться. При низких давлениях (порядка десятых мм Hg и ниже) это предположение, действительно, оправдывается. При более высоких давлениях наблюдается обратное явление — увеличение плотности газа у анода. Предложенная по этому поводу теория говорит о передаче количества движения электронами нейтральным молекулам.

К тому же роду явлений относится и изменение состава газовой смеси у катода и у анода. Газ с меньшим ионизационным потенциалом собирается у катода. До какой степени может дойти разделение газов при этом явлении, показывают цифры табл. 35 для смеси Ag — Ne.

Таблица 35

Содержание Ag %	Давление газа мм Hg	Сила тока А	Содержание Ag у катода при разряде, %
8	5	0,5	0
12	4	0,8	0
12	4	0,3	4
25	10	0,5	12
32	10	0,5	29
52	16	0,5	48

В другом ряде опытов полная очистка смеси Ne — He от Ne получилась при первоначальном содержании 5% He, 95% Ne при $p = 2$ мм Hg, $I = 1,4$ А; от Ne — при 2% Ne и 98% He [1291].

Разделение газов объясняется тем, что эффект изменения плотности газа у катода и у анода различен для различных компонентов смеси. Все подобного рода явления носят название *электрофореза* [1292, 1295—1298].

§ 12. Слоистый положительный столб. Положительный столб не всегда представляет собой однородный столб светящегося газа. При определенных значениях давления и плотности тока наблюдается распадение положительного столба на отдельные слои — *страты*. Такой разряд получил название *слоистого разряда*. Установлено, что для образования слоёв в электроположительных газах необходимо присутствие некоторого количества примесей. В водороде страты продолжают получаться, несмотря на все меры, принимаемые к очистке газа. При этом в водороде при большой чистоте газа возникает совершенно иного вида слоистый разряд, чем в водороде с примесями, — широко отстоящие один от другого красные страты, вместо узких, близко расположенных синих.

Слои в положительном столбе имеют различные формы: бывают слои одинарные и слои двойные.



Рис. 205. Различные формы страт в слоистом положительном столбе.

На рис. 205, взятом из [10], приведён вид слоистого столба в различных случаях.

В начале каждого слоя порядок появления отдельных спектральных линий такой же, как и в начале сплошного положительного столба.

Расстояние между соответствующими точками соседних слоёв во всём слоистом столбе постоянно. С увеличением силы тока это расстояние стремится к некоторой постоянной величине l_0 (по большей части, уменьшаясь с увеличением плотности тока). От давления газа расстояние l_0 зависит, согласно эмпирическому закону Гольдштейна:

$$l_0 p^m = \text{const.}, \quad (595)$$

где $m < 1$ (например, $m = 0,53$ для H_2 ; $0,32$ для N_2).

Для красных слоёв в чистом H_2 закон Гольдштейна не оправдывается.

Для зависимости l_0 от диаметра трубки предложена эмпирическая формула (охватывающая законы Гольдштейна):

$$l_0 = cr^{1-m} \cdot p^{-m}. \quad (596)$$

Магнитное поле уменьшает l_0 . Определения распределения потенциала и концентрации электронов и положительных ионов дали в слоистом столбе следующие результаты. В начале каждого слоя со стороны катода, где свечение наиболее сильно, продольный градиент поля имеет наибольшее значение. В тёмном промежутке между слоями градиент поля имеет наименьшее значение. Это значение может быть отрицательным (т. е. поле может быть направлено в обратную сторону). В начале страты положительный пространственный заряд преобладает над отрицательным. В конце

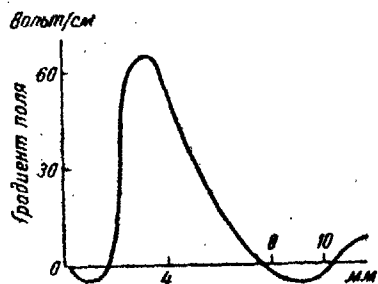


Рис. 206. Кривая распределения градиента потенциала в пределах каждой страты в слоистом положительном столбе.

страты преобладает отрицательный пространственный заряд. У головки страты оба заряда образуют двойной электрический слой, положение которого соответствует положению максимума градиента. Иллюстрацией распределения градиента потенциала в слое может служить кривая рис. 206.

Так как вдоль всего положительного столба потенциал постепенно повышается по направлению к аноду, то можно говорить о падении потенциала в слое, понимая под этим разность потенциалов между соответствующими точками двух соседних слоёв. Падение потенциала на протяжении отдельного слоя постоянно по всей длине слоистого столба. При увеличении силы тока падение потенциала на протяжении одной страты уменьшается сперва быстро, затем асимптотически стремится к постоянному значению, довольно хорошо совпадающему

с ионизационным потенциалом газа, наполняющего трубку. При постоянной силе тока падение потенциала на протяжении одной страты увеличивается с увеличением давления. Наблюдались также случаи, когда это падение потенциала было меньше ионизационного потенциала и равнялось потенциалу возбуждения определённого энергетического уровня атома газа ($\text{Ar} - 11,9 \text{ В}$; $\text{Ne} - 18,5 \text{ В}$).

Наибольшей проводимостью ионизированный газ в слоистом столбе обладает в начале слоя, так как здесь имеет место максимальная концентрация ионов и электронов.

Измерения температуры газа показали, что температура газа в слоистом столбе также имеет периодический ход.

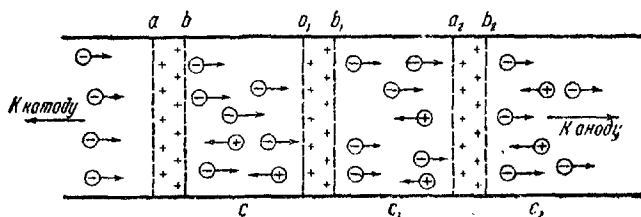


Рис. 207. Слои положительного и отрицательного пространственного заряда и продольное движение электронов и ионов в стратах. Радиальное движение электронов и ионов (амбиполярная диффузия их к стенкам) на рисунке не изображено.

Спектроскопические исследования свечения слоистого разряда показали, что разность в интенсивности свечения в начале и в конце слоя тем больше, чем меньше энергия возбуждения данной линии.

В некоторых случаях наблюдаются «блуждающие слои». В этой форме разряда слои передвигаются от анода к катоду со скоростью, близкой к скорости звука. Невооружённому глазу такой разряд не кажется слоистым. Слоистость и движение страт обнаруживаются лишь при применении вращающихся зеркал или других стробоскопических приспособлений. В этих случаях мы имеем дело с какой-то квазистационарной формой разряда. Как показывает осциллографирование токов на зонд, параметры плазмы в каждой точке разряда при бегущих слоях периодически меняются [1299—1302].

Расположение пространственных зарядов в слоистом столбе приводит к следующему объяснению явлений в слоистом разряде (рис. 207).

В слое газа ab в области светящейся головки страты происходят усиленная ионизация и усиленное возбуждение частиц газа. В этом слое большое количество быстрых электронов теряет свои скорости и, кроме того, появляется большое число медленных вторичных электронов. Под действием продольного поля разряда все эти электроны

покидают слой ab и вступают в область c , обладая лишь малым запасом энергии как переносного движения в направлении поля (дрейфа), так и теплового беспорядочного движения. Поэтому в области c происходит сравнительно незначительная ионизация газа. Под действием поля разряда энергия электронов постепенно нарастает и в новом слое a_1b_1 вновь становится достаточной для усиленной ионизации и для возбуждения газа. Картина образования светящейся страты и следующей за ней новой, более тёмной области c_1 повторяется. Положительные ионы, образованные в слоях ab , a_1b_1 , a_2b_2 и т. д., передвигаясь по направлению к катоду, покидают эти слои гораздо медленнее, чем электроны. Поэтому в слоях ab , a_1b_1 и т. д. в головках страт преобладает положительный пространственный заряд. Так как общее количество положительного и отрицательного зарядов в положительном столбе должно быть одинаково, то скопление положительного заряда в слоях ab , a_1b_1 , a_2b_2 приводит к преобладанию отрицательного пространственного заряда в областях c , c_1 , c_2 и т. д. Такое распределение пространственного заряда увеличивает градиент потенциала перед головкой каждой страты и уменьшает его в конце страты. Это ведёт в свою очередь к тому, что энергия электронов возрастает в области c на пути от b к a_1 сперва лишь медленно, а затем быстро только в непосредственной близости нового слоя положительного пространственного заряда a_1b_1 . Это обстоятельство способствует стабильности страт. Таким образом, слоистое строение столба связано с тем, что число быстрых электронов различно в различных участках одной и той же страты и что в отдельных участках большое число электронов одновременно теряет значительную долю своей энергии.

Для того чтобы подобная картина образования слоистого положительного столба могла иметь место, надо, чтобы в области тёмного фарадеева пространства и в промежутках c между головками страт энергия большого числа электронов возрастала в среднем одинаково для каждого из них на пути от катода к аноду через область малых неупругих потерь c . Если благородный газ не имеет примесей, то накопление электронами энергии до первого потенциала возбуждения газа происходит быстро. В связи с этим быстрым возрастанием скорости электронов и с узким максимумом кривой вероятности возбуждения условия в газе для одновременного возбуждения и одновременной ионизации многих атомов на одном и том же расстоянии от начала столба и, следовательно, для образования слоёв неблагоприятны. Если бы страты могли возникнуть, они должны были бы быть чрезвычайно узкими.

Напротив, в случае наличия определённых примесей столкновения электронов с частицами этих примесей не упруги при скоростях электрона, меньших, чем те, которые соответствуют возбуждению атомов основного газа в трубке. Поэтому нарастание скорости электронов идёт по мере их продвижения к аноду достаточно ме-

дленно и достаточно постепенно, чтобы могли образоваться отдельные слои, где сразу происходит возбуждение атомов основного газа в большом числе. А это и нужно для образования слоистого разряда, согласно набросанной выше схеме.

Только что приведённая схематическая картина образования стабильных страт не объясняет явления бегущих страт. Оно также не вполне вяжется с представлением о том, что в плазме беспорядочное движение электронов преобладает над их направленным движением. Кроме того, можно поставить вопрос: почему же процессы в головке страты отличаются от процессов в головке тлеющего свечения, как это следует из того, что излучение страт иное, чем излучение тлеющего свечения? Поэтому вопрос о механизме образования страт нельзя считать однозначно решённым.

Некоторыми авторами высказана гипотеза, что появление страт связано с образованием в газе отрицательных ионов. Она основана на том, что в благородных газах, а также и в других газах, не образующих отрицательных ионов, для образования страт необходимы электроотрицательные примеси. По этой гипотезе двойной электрический слой у головки страты образован отрицательными и положительными ионами [1304—1305]. С другой стороны, образование отрицательных ионов также является одной из причин, задерживающих рост числа быстрых электронов.

Совершенно иное объяснение появлению страт даёт новая теория плазмы А. А. Власова [1381]. По этой теории образование страт органически связано с её основными свойствами, основанными на взаимодействии всех составляющих её частиц как при непосредственной встрече (столкновении друг с другом), так и на больших расстояниях.

Резюмируя, можно сказать, что исследование слоистого разряда представляет собой интересную область, ещё очень далёкую от какого-либо завершения. О слоистом положительном столбе и о бегущих стратах см. также [1306—1308, 1331, 1313, 1303, 1294, 1373]. По различным вопросам тлеющего разряда: [1276, 1277, 1241, 1344, 1356, 1351—1352, 1358, 1359, 1362, 1364, 1367, 1368, 1372, 1375].

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ.

ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА. ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ [1376—1380].

§ 1. *Плазма.* Газоразрядная плазма представляет собой некоторое характерное состояние ионизированного газа, обладающего рядом специфических свойств. При различных типах разряда газ в состоянии плазмы заполняет собой целые более или менее обширные области разрядного промежутка, как-то: положительный столб в тлеющем разряде, то же в дуговом разряде при малых давлениях газа, отшнурованный положительный столб — в дуговом разряде при больших давлениях, светящееся кольцо — в безэлектродном кольцевом разряде, развившийся «главный канал» — в искровом разряде и в молнии, всё пространство между электродами — в низковольтной дуге.

Характерный признак плазмы — высокая степень ионизации газа (в предельных случаях доходящая до полной ионизации всех нейтральных частиц газа [1419, 1438]).

Большие концентрации заряженных частиц того и другого знака приводят к большой электропроводности плазмы, приближающей её свойства к свойствам проводника. В предоставленной самой себе плазме все разности потенциалов, не поддерживаемые извне, сглаживаются, как в проводнике, к которому не приложена внешняя э. д. с. Случайное возникновение разности концентраций положительных и отрицательных заряженных частиц, возможное только вследствие их перемещения, вызывает появление разности потенциалов и, как следствие последней, возникновение тока, сглаживающего концентрации заряженных частиц того и другого знака. Поэтому второй характерный признак плазмы: концентрации положительных и отрицательно заряженных частиц в плазме почти равны между собой, и результирующий пространственный заряд практически равен нулю. Последнее обстоятельство приводит, согласно уравнению Пуассона, к тому, что в плазме «лапласиан» потенциала $\Delta^2 V$ равен нулю, и уравнение Пуассона

$$\Delta^2 V = -4 \pi \rho \quad (597)$$

для плазмы превращается в уравнение Лапласа

$$\Delta^2 V = 0 \quad (598)$$

как для среды без пространственных зарядов,

Между положительно и отрицательно заряженными частицами плазмы действуют кулоновы силы, между заряженными и незаряженными частицами — поляризационные силы. Поэтому плазма представляет собой некоторую связанную целую систему, все частицы которой, как соседние, так и удалённые одна от другой, находятся в постоянном взаимодействии [1381]. Потенциал V в выражениях (597) и (598) и его градиент E (напряжённость поля) представляют собой удобные для расчёта макроскопических явлений разряда усреднённые величины.

При более детальном подходе к элементарным процессам, имеющим место внутри плазмы, необходимо считаться с микрополями, непостоянными в пространстве и времени и являющимися следствием атомистического строения плазмы. Теоретическому исследованию микрополей и возможной длины свободного пути электронов и ионов в плазме посвящён ряд теоретических работ [1382—1386]. Эксперимент показывает, что при соответствующем расположении опыта в плазме возникают электрические колебания различных частот, начиная от акустических и до очень высоких (длина волны порядка дециметров). Теоретическое рассмотрение также приводит к необходимости существования в плазме колебаний (так называемые «вibrационные» свойства плазмы [1381]).

§ 2. Возникновение плазмы. Изотермическая и неизо-термическая плазма. К образованию плазмы проще всего подойти, исходя из процессов термической ионизации и термического возбуждения. При достаточно высокой температуре газа степень ионизации становится настолько большой, что термически ионизованный газ приобретает все свойства плазмы. В этом случае при условии термического равновесия с окружающим миром предоставленная самой себе плазма не исчезает. Убыль заряженных частиц, происходящая путём их рекомбинации, пополняется за счёт новых актов ионизации. Созданная таким образом плазма находится в состоянии термодинамического равновесия. Средняя кинетическая энергия, а следовательно, и температура всех составляющих такую плазму разного рода частиц — положительных ионов, отрицательных ионов, электронов, нейтральных и возбуждённых частиц — одинаковы. Энергия чёрного излучения, имеющего место в такой плазме при достаточной её протяжённости, соответствует той же температуре. Все процессы обмена энергией между частицами являются равновесными процессами. С такой *изотермической плазмой* мы имеем дело в атмосфере звёзд, обладающих очень высокой температурой. Изотермическую плазму можно рассматривать как *особое состояние* вещества, отличающееся от газообразного состояния распадом нейтральных частиц на положительные ионы и электроны. Подобные идеи были впервые высказаны Круксом. Однако существенного значения такая терминология не имеет.

Другой случай создания высокоионизованного газа — усиленная ионизация газа соударениями электронов, как это имеет место

в разряде с искусственно подогретым катодом при большой плотности эмиссионного электронного тока. Возникающая при этом газоразрядная плазма отличается от изотермической плазмы тем, что заряженные частицы, входящие в состав такой плазмы, постоянно находятся в ускоряющем электрическом поле и черпают из него энергию своего хаотического движения. В частности, электроны могут передать при упругих соударениях с частицами газа лишь ничтожную долю своей энергии вследствие своей малой массы; неупругие столкновения электронов с большими потерями энергии имеют место лишь очень редко по сравнению с общим числом столкновений. Поэтому средняя кинетическая энергия электронов в плазме устанавливается очень большая по сравнению со средней кинетической энергией нейтральных частиц. Делая допущение, что электроны в плазме обладают максвелловским распределением скоростей, средней кинетической энергии электронов сопоставляют температуру соответствующего максвелловского распределения и говорят о *температуре электронного газа в плазме*, несмотря на то что в газоразрядной неизотермической плазме нет термодинамического равновесия. Таким образом, температура электронного газа в плазме имеет *условное* значение. Делать из значений этой температуры какие-либо выводы, основанные на законах термодинамики в случае неизотермической плазмы, — нельзя. Нельзя, например, исходя из этой температуры, подсчитывать так называемую «свободную энергию» плазмы. За подтверждение того, что в плазме допустимо принимать максвелловское распределение скоростей, обыкновенно считают наличие прямолинейной части логарифмической характеристики электронного тока на зонд. Хотя против такого толкования выдвинуты некоторые возражения, температура электронного газа, определяемая в результате применения метода зондовых характеристик Ленгмюра, или соответствующая средняя кинетическая энергия электронов, выраженная в электронвольтах, несомненно являются параметрами, близко характеризующими энергетическое состояние электронов в плазме. В неизотермической плазме, предоставленной самой себе, совокупность отдельных процессов образования и исчезновения заряженных частиц носит неравновесный характер. Пребывание газа в состоянии неравновесной плазмы поддерживается за счёт энергии проходящего через плазму разрядного тока. Если внешнее электрическое поле исчезает, то очень быстро исчезает и плазма. Исчезновение предоставленной самой себе газоразрядной плазмы называют *деионизацией* газа. Одним из существенных внутренних параметров газоразрядной плазмы является количество происходящих в плазме актов ионизации, выражаемое, например, числом ионизаций, приходящихся на один электрон плазмы в течение одной секунды. За исключением вопроса об устойчивости и возможности самостоятельного существования общие свойства газоразрядной плазмы близки к свойствам изотермической плазмы.

Как уже было выяснено выше, в главе X, между невозмущённой плазмой и соприкасающимся с ней электродом, например зондом, возникает слой пространственного заряда знака, противоположного знаку заряда данного электрода или зонда. Каждому такому слою соответствует некоторое падение потенциала: потенциал внутри слоя изменяется от потенциала данной точки невозмущённой плазмы до потенциала электрода или зонда. Через слой протекает ток, созданный попадающими на границу между слоем и плазмой заряженными частицами знака, противоположного знаку заряда зонда или электрода. Плотность этого тока обуславливается плотностью беспорядочного тока заряженных частиц данного знака в плазме и площадью внешней границы слоя. Толщина слоя автоматически устанавливается такая, которая соответствует плотности тока через слой и разнице потенциалов на его границах для тока, ограниченного пространственными зарядами («закон $3/2$ ») и орбитальным движением электронов или ионов внутри слоя. Изолированные стенки, ограничивающие плазму, приобретают отрицательный заряд вследствие избытка электронов, попадающих на них в первый момент, по сравнению с положительными ионами. Поэтому потенциал стенки, граничащей с плазмой, всегда ниже потенциала невозмущённой плазмы. Около стенки имеется налицо электрическое поле, ускоряющее положительные ионы и задерживающее движение электронов. В результате установившегося динамического равновесия на единицу поверхности стенки попадает в единицу времени одинаковое число положительно и отрицательно заряженных частиц. На стенке эти частицы рекомбинируют. Рекомбинация ведёт к обеднению непосредственно соприкасающегося со стенкой слоя газа электронами и ионами и к установлению в плазме направленного к стенке градиента концентрации как электронов, так и ионов. Вызванное этим градиентом концентрации движение заряженных частиц, задерживаемое полем в отношении электронов и ускоренное в отношении ионов, называется *амбиполярной диффузией*. Амбиполярная диффузия представляет собой процесс, характерный для газоразрядной плазмы, занимающей ограниченный какими-либо стенками объём. Ток положительных ионов, приходящийся на каждый квадратный сантиметр стенки i_p (равный произведению из числа положительных ионов, приносимых на единицу поверхности стенки амбиполярной диффузией на заряд иона), представляет собой один из внутренних параметров газоразрядной плазмы. Первую теорию, связывающую между собой некоторые параметры плазмы, в том числе продольную (в направлении пути разряда) напряжённость поля, дал Шоттки. При образовании отштурованного столба неизотермической плазмы в широком сосуде роль стенок иногда играет слой отрицательных ионов, образуемых электронами на границе этого столба.

§ 3. Теория положительного столба Шоттки. Теория Шоттки [1387] предполагает, что исчезновение свободных электронов

и ионов происходит лишь путём их взаимной нейтрализации на стенках трубки при отсутствии какой бы то ни было рекомбинации в объёме газа. Дальнейшее упрощающее предположение заключается в том, что число q вновь образуемых в каждом см^3 газа в одну секунду ионов пропорционально концентрации электронов так, что

$$q = \beta n_e. \quad (599)$$

При стационарной амбиполярной диффузии положительные ионы и электроны двигаются от оси трубки к стенкам под влиянием разности концентраций. На это диффузионное движение накладывается движение под действием электрического поля, созданного образовавшимся на стенках отрицательным поверхностным зарядом. Обозначим число ионов и электронов, проходящих через 1 см^2 в направлении к стенке в течение одной секунды, через N_p и N_e , коэффициенты диффузии ионов и электронов через D_p и D_e , подвижности их через K_p и K_e и допустим ещё, чтобы упростить решение задачи, что скорости продвижения ионов и электронов в поле одинаково зависят от напряжённости поля так, что

$$v_p = K_p f(E) \quad \text{и} \quad v_e = K_e f(E), \quad (600)$$

где f — одна и та же функция.

В таком случае

$$\left. \begin{aligned} N_p &= -D_p \frac{\partial n_p}{\partial r} + n_p K_p f(E), \\ N_e &= -D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_e K_e f(E). \end{aligned} \right\} \quad (601)$$

В случае установившегося режима разряда концентрация ионов и электронов в какой-либо данной точке не меняется. Кроме того, в положительном столбе (плазме) $n_p = n_e = n$. Так как плотность электронного тока на стенку равна плотности ионного тока, то $N_p = N_e = N$. Из равенства n_p и n_e следует

$$\frac{\partial n_p}{\partial r} = \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r}.$$

Отсюда

$$n K_p f(E) = N + D_p \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (602)$$

$$-n K_e f(E) = N + D_e \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (603)$$

Или, деля почленно (602) на (603)

$$-\frac{K_p}{K_e} = \frac{D_p \frac{\partial n}{\partial r} + N}{D_e \frac{\partial n}{\partial r} + N}. \quad (604)$$

Решая относительно N , находим:

$$N = - \frac{D_p K_e + D_e K_p}{K_e + K_p} \cdot \frac{\partial n}{\partial r} = - D_a \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (605)$$

Сравнивая с обычным законом диффузии

$$N = - D \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (606)$$

заключаем, что амбиполярную диффузию можно описать уравнением (606), полагая «коэффициент амбиполярной диффузии» D_a равным

$$D_a = \frac{D_p K_e + D_e K_p}{K_e + K_p}. \quad (607)$$

(607) представляет собой общее выражение для коэффициента амбиполярной диффузии, независимое от геометрической конфигурации плазмы, так как эта конфигурация нигде в наш вывод не входила.

Напишем условие стационарности тока амбиполярной диффузии для случая круглой цилиндрической трубки. Расстояние от оси трубки будем обозначать через r . В цилиндрический слой высоты 1 см, толщины dr и внутреннего радиуса r со стороны оси входит $2\pi r N_r$ заряженных частиц какого-либо знака, где N_r значение N на расстоянии r от оси. Из того же слоя выходит в сторону стенок:

$$2\pi (r + dr) N_{r+dr}. \quad (608)$$

Внутри слоя (объём $2\pi r dr$) образуется благодаря ионизации

$$\beta n 2\pi r dr \quad (609)$$

новых ионов или электронов. Число входящих в слой ионов плюс число вновь образованных путём ионизации в случае стационарного режима должно быть равно числу выходящих из слоя, поэтому можно написать:

$$2\pi r N_r + \beta n 2\pi r dr = 2\pi (r + dr) N_{r+dr}, \quad (610)$$

или, пользуясь тем, что с точностью до величин высшего порядка малости

$$N_{r+dr} = N_r + \frac{\partial N_r}{\partial r} dr, \quad (611)$$

заменяя N_r согласно (606) и производя соответствующие сокращения, получим:

$$\beta n r = - (r + dr) D_a \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - D_a \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (612)$$

Пренебрегая dr по сравнению с r , находим зависимость концентрации n от расстояния r в дифференциальной форме:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\beta}{D_a} n = 0. \quad (613)$$

Решением уравнения (613) служит бесселева функция нулевого порядка от аргумента $\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot r$, а именно:

$$n = n_0 J_0 \left(\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot r \right). \quad (614)$$

Константа интегрирования n_0 равна концентрации ионов на оси трубки, так как $J_0(0) = 1$. При возрастании аргумента x , начиная от нуля, функция $J_0(x)$ убывает и при $x = 2,405$ переходит через нуль. Шоттки допускает, что около поверхности стенок концентрация n электронов или ионов равна нулю и, приравнявая нулю $J_0 \left(\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} R \right)$, где R — радиус трубки, находит в качестве соотношения, связывающего β , D_a и R ,

$$\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot R = 2,405. \quad (615)$$

Мощность разрядного тока, отнесённая к 1 см длины трубки, равна iE_z , где i — разрядный ток, а E_z — продольный градиент в положительном столбе. Обозначая через α ту долю энергии тока, которая затрачивается на поддержание ионизации газа, можем написать:

$$\alpha i E_z = q e U_i, \quad (616)$$

где e — заряд электрона, U_i — ионизационный потенциал газа. Полагая скорости передвижения ионов и электронов вдоль трубки пропорциональными E_z , Шоттки пишет

$$i = en (K_p + K_e) E_z. \quad (617)$$

Подставляя это значение i в (616) и решая относительно q , находим:

$$q = \alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2 n. \quad (618)$$

Из (599) и (618) следует:

$$\beta = \alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2. \quad (619)$$

Решая (615) относительно β и вставляя вместо β его выражение (619), находим:

$$\alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 D_a \quad (620)$$

или

$$E_z = \frac{2,405}{R} \sqrt{\frac{D_a U_i}{\alpha (K_p + K_e)}}. \quad (621)$$

Допуская, что α при какой-либо данной силе тока i не зависит от E_z и от R , приходим к выводу Шоттки, что продольный градиент

положительного столба должен быть обратно пропорционален радиусу трубки. Для того чтобы пойти ещё дальше и вычислить E_z , надо связать α с параметрами, характеризующими данный газ, и силой тока i . Этого, однако, теория Шоттки не даёт.

Закон: E_z пропорционально $\frac{1}{R}$, оправдывается на опыте лишь в некоторых частных случаях. Шоттки показывает ещё, что распределение потенциала вдоль радиуса трубки, согласно его теории, должно соответствовать выражению:

$$V - V_0 = D_a \ln \frac{n}{n_0}, \quad (622)$$

где V_0 — потенциал, n_0 — концентрация ионов или электронов при $r=0$, а n — концентрация в данной точке. Как всякая диффузионная теория, теория Шоттки, строго говоря, применима лишь в том случае, если длины свободных путей электронов и ионов много меньше, чем диаметр трубки.

Зелигер [1388, 1389, 1439] подверг теорию Шоттки подробному разбору и указал те направления, в которых принципиально её можно было бы уточнить. Однако это уточнение наталкивается на большие математические трудности. Кроме того, для развития теории необходимо знать ряд таких соотношений, как, например, соотношение между температурой электронов и ионизационным потенциалом газа, где имеются лишь эмпирические, притом недостаточно широко проверенные формулы. Большие затруднения вносит также неравномерное распределение температуры по радиусу трубки, обуславливающее неодинаковую плотность газа вдоль радиуса. Все выводы, к которым удаётся прийти Зелигеру, носят сугубо качественный, незаконченный характер. Вместе с тем намётка теории, данная Зелигером, охватывает задачу плазмы не в большем объёме, чем теория Шоттки. См. также [1390, 1391, 1445].

§ 4. Теория плазмы Тонкса и Ленгмюра. Более полную картину явлений в положительном столбе даёт теория Ленгмюра и Тонкса [1392, 1393], дополненная Киллианом [1394] и ещё далее развитая Дрювестейном [1395].

Мы не имеем здесь возможности сколько-нибудь подробно изложить теорию плазмы Ленгмюра и Тонкса и попытаемся дать лишь краткое представление о ней. Одним из исходных пунктов этой теории служит уравнение Пуассона, которое Ленгмюр и Тонкс пишут в виде:

$$\nabla^2 V - 4\pi e n_0 e^{\frac{eV}{kT_0}} + 4\pi r^{-2} \int_0^r N_z z^2 \frac{dz}{v_z} = 0. \quad (623)$$

Это уравнение они называют «полным уравнением плазмы и слоёв» («complete plasma sheath equation»); N_z — число положительных ионов, образуемых в 1 сек в 1 см³ в точке, координата которой (расстояние

от центральной точки, линии или плоскости плазмы) равна z ; v_z — скорость иона, образованного в точке $r=z$, в точке $r=r$; β — численный параметр, равный нулю в случае плоской задачи, единице — в случае цилиндрической и двум — в случае сферической. Второй член формулы (623) соответствует пространственному заряду свободных электронов, распределённых в поле плазмы и «слоёв» по закону Больцмана; третий — пространственному заряду положительных ионов. В самой плазме вне пограничных «слоёв», согласно свойству плазмы, результирующий пространственный заряд равен нулю. Поэтому здесь $\Delta^2 V = 0$, и (623) превращается в более простое «уравнение плазмы» («plasma equation»).

В отношении процесса ионизации Ленгмюр и Тонкс рассматривают два предельных случая: 1) ионизация производится быстрыми вылетающими из катода электронами и потому происходит равномерно по всей плазме, 2) ионизация производится наиболее быстрыми из числа «рассеянных» электронов плазмы.

Исходя из уравнения (623), Ленгмюр и Тонкс более или менее приближённо решают задачу распределения потенциала для различных частных случаев, характеризуемых предположением 1 или 2 и тем или другим порядком величины длины свободного пути. Решение даётся в виде ряда кривых; экспериментальные точки хорошо ложатся на эти кривые. Попутно для цилиндрической задачи устанавливается (для случая 1) соотношение:

$$a\lambda = 0,4264 \cdot 10^6 \left(\frac{T_e m_e}{m_p} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (624)$$

Здесь a — радиус трубки, λ — число ионизаций, приходящихся на один электрон в одну секунду. Уравнение типа (624) Ленгмюр и Тонкс называют «уравнением баланса плазмы» («plasma balance equation»). Такие уравнения могут быть написаны и для других частных случаев и устанавливают соотношение между скоростью образования ионов и температурой электронов в плазме.

Подсчёт плотности тока положительных ионов на стенку i_p даёт соотношение

$$a^2 i_p = \int_0^{\infty} e N_p r^2 dr. \quad (625)$$

Это соотношение, расшифрованное для отдельных частных случаев, приводит вместе с соответствующим уравнением баланса плазмы типа (624) к соотношению, связывающему i_p с различными параметрами разряда и называемому Ленгмюром и Тонксом «уравнением тока положительных ионов» («ion current equation»). Такое уравнение даёт возможность определить из экспериментального значения i_p концентрацию электронов n_0 в центре плазмы в точке максимума потенциала. Дальнейшие подсчёты приводят Ленгмюра и Тонкса к формулам

для разности потенциалов между максимальным значением потенциала в плазме и потенциалом стенки V_p . Например (цилиндрическая трубка, большая длина свободного пути, ионизация, пропорциональная концентрации электронов, разряд в парах ртути),

$$-\frac{eV_p}{kT_e} = 6,45 - \ln(1 - \rho_e), \quad (626)$$

где ρ_e — коэффициент отражения электронов от стенок.

Переходя от решения частных задач к общей теории плазмы, Ленгмюр и Тонкс разделяют все величины, характеризующие плазму или положительный столб разряда, на независимые, наперед заданные параметры разряда и на зависящие от выбора этих параметров величины. Наперед заданными параметрами являются: радиус разрядной трубки a , давление газа P , температура стенок трубки, совпадающая, при длине свободного пути, соизмеримой с радиусом, с температурой нейтрального газа T_g , и, наконец, разрядный ток i_p , обычно регулируемый внешним сопротивлением. Зависимые переменные, которые теория стремится выразить через данные наперед параметры разряда, представляют собой: продольный градиент потенциала E_z , концентрация электронов по оси трубки n_0 , температура электронов T_e , плотность тока положительных ионов на стенки трубки i_p и число ионов, образуемых в 1 сек, приходящееся на один электрон λ .

Для определения этих пяти величин Ленгмюр и Тонкс предлагают написать пять уравнений: 1) уравнение баласта плазмы типа (624), 2) уравнение тока положительных ионов типа (625), 3) уравнение подвижности электронов, в качестве которого Ленгмюр и Тонкс предлагают воспользоваться формулой Ланжевена

$$K_e = 0,75 \frac{eI_e}{m_e v_e}, \quad (627)$$

где I_e — средняя длина свободного пути электрона, v_e — средняя скорость их теплового движения, 4) «уравнение образования ионов» («ion-generation equation»), определяющее число λ . Полагая вероятность ионизации, при отдельном столкновении пропорциональной разности между потенциалом, эквивалентным скорости сталкивающегося электрона, и ионизационным потенциалом газа, Ленгмюр и Тонкс находят для λ выражение

$$\lambda = 6,70 \cdot 10^7 \beta_1 \frac{P}{T_g} \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left(\frac{2}{3} + \frac{U_{ie}}{kT_e} \right) e^{-\frac{U_{ie}}{kT_e}}, \quad (628)$$

где P и T_g — давление и температура нейтрального газа, а β_1 — некоторый постоянный множитель, определяемый экспериментально. 5) Пятым уравнением должно служить уравнение, подводящее баланс энергии в плазме. Это уравнение Ленгмюр и Тонкс при раз-

работке своей теории ещё не решились написать, считая, что необходимо предварительно произвести «подробное исследование потерь на излучение и других ещё невыясненных факторов». Этот пробел теории восполнил Дрювестейн.

Энергию, выделяемую разрядным током, отнесённую к одному продольному сантиметру трубки, Дрювестейн приравнивает количеству энергии $\mathcal{E}_R$, излучаемой участком разрядной трубки длиной 1 см, плюс количество энергии $\mathcal{E}_w$, выделяющееся при разряде на продольном сантиметре стенок в виде тепла. Для $\mathcal{E}_w$ Дрювестейн пишет выражение:

$$\mathcal{E}_w = i_w 2\pi a \left[U_i + \frac{4}{3} v_0 + (V_R - V_w) \right], \quad (629)$$

где i_w — плотность ионного тока на стенки (ток амбиполярной диффузии), $V_R - V_w$ — разность потенциалов между стенкой и прилегающей к ней плазмой, $\frac{4}{3} i_w v_0$ — энергия теплового движения электронов, попадающих на 1 см² стенки (по Ленгмюру [1396]), v_0 — средняя энергия электронов в электрон-вольтах, U_i — ионизационный потенциал газа.

Подсчитывая $\mathcal{E}_w$ по (629) и измеряя $\mathcal{E}_R$, Дрювестейну удалось показать экспериментально, что в случае положительного столба в парах натрия при 273° и 287°С $\mathcal{E}_w + \mathcal{E}_R$ действительно равно мощности тока IE_s в пределах точности измерений. При 225°С $\mathcal{E}_w + R > IE_s$, что указывает на добавочный приход энергии в общем балансе за счёт быстрых электронов, проникающих в плазму из катодных частей разряда. Для случая разряда в трубках, содержащих не только пары Na, но и неон (давление от нескольких мм Hg до 80 мм Hg), Дрювестейн учитывает нагревание газа вследствие упругих столкновений электронов с атомами газа и дополняет уравнение баланса энергии следующим образом:

$$IE_s = \mathcal{E}_R + i_w 2\pi a \left(U_i + \frac{4}{3} v_0 + V_R - V_w \right) + C \frac{n_e v_n^{\frac{3}{2}} a^2}{I_e}. \quad (630)$$

Пользуясь схемой теории Ленгмюра и Тонкса, Дрювестейн вводит в качестве шести неизвестных, подлежащих определению, четыре из тех величин, с которыми оперируют Ленгмюр и Тонкс: n_e , v_0 (вместо T_e), E_s и i_w , ватем концентрацию n_a возбуждённых атомов, участвующих в излучении плазмы, и, наконец, количество энергии, излучаемой одним продольным сантиметром разряда $\mathcal{E}_R$.

В отношении возбуждённых атомов Дрювестейн упрощает задачу, принимая, что налицо имеются атомы лишь в одном возбуждённом состоянии; атомов в остальных возбуждённых состояниях так мало, что с ними можно не считаться. Дрювестейн пишет, кроме (630), ещё пять соотношений между параметрами плазмы, а именно:

2) Уравнение образования ионов:

$$\frac{K_p}{a^2} = A \frac{n}{\sqrt{v_0}} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{v_0}{U_i} \right) e^{-\frac{3}{2} \frac{U_i}{v_0}} + \\ + B \frac{n_a}{\sqrt{v_0}} \left(1 + \frac{4v_0}{3(U_i - U_a)} e^{-3 \frac{U_i - U_a}{2U_i}} \right), \quad (631)$$

где U_a — потенциал возбуждения газа.

3) «Уравнение подвижности»

$$l = D \frac{\lambda_e n_e a^2}{\sqrt{v_0}} E. \quad (632)$$

4) «Уравнение амбиполярной диффузии», соответствующее «уравнению тока положительных ионов» Ленгмюра и Тонкса

$$l_w = F K_p v_0 n_e. \quad (633)$$

5) Уравнение излучаемой энергии

$$\mathcal{E}_R = f(n_a, n). \quad (634)$$

Допуская, что не происходит соударений второго рода, Дрювестейн пишет последнее уравнение в явном виде так:

$$\mathcal{E}_R = G n n_e a^2 \sqrt{v_0} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{U_a}{v_0} \right) e^{-\frac{3}{2} \frac{U_a}{v_0}}, \quad (635)$$

и 6), наконец, уравнение, определяющее число возбуждённых атомов в 1 см³ плазмы:

$$n_a = g(n_e, v_0, n). \quad (636)$$

Выражение для функции g в (636), так же как и для f в (634) в общем случае, Дрювестейн дать ещё не в состоянии. Во всех этих уравнениях A , B , C , D , F , g , а также подвижность положительных ионов K_p и средняя длина свободного пути электронов λ_e могут быть в принципе определены из атомных констант газа (т. е. из функций ионизации и возбуждения, эффективного сечения и т. д.); n — число нейтральных атомов в 1 см³ газа; U_a — потенциал возбуждения газа.

Для сличения теории с опытом Дрювестейн решает свои уравнения, пренебрегая некоторыми членами. Совпадение вычисленных величин v_0 и E_z с наблюдаемыми довольно хорошее. Значительным шагом вперёд в теории Дрювестейна является учёт ступенчатой ионизации и вообще роли возбуждённых атомов в разряде [1296, 1397].

Б. Н. Клярфельд провёл решение задачи о плазме по методу Тонкса и Ленгмюра до конца для случая очень малой плотности

газа ([1377], стр. 200, [1416]). При этом ему пришлось сделать ряд упрощающих предположений:

1) Плотность газа настолько мала, что положительные ионы достигают стенок трубки без столкновений с атомами газа.

2) Сила разрядного тока настолько мала, что можно не принимать во внимание процесса ступенчатой ионизации и ступенчатого возбуждения, а также ионизацию и возбуждение путём неупругих соударений.

3) Рекомбинация электронов и положительных ионов происходит исключительно на стенках трубки.

4) Электроны обладают максвелловским распределением по скоростям. Распределение концентрации электронов в поперечном сечении положительного столба следует закону Больцмана.

5) Кроме того, Клярфельд воспользовался тем обстоятельством, что при весьма низких давлениях газа входящая в уравнения величина $-\frac{2kT_e}{e}$ (где T_e — температура электронов) почти постоянна для данного газа и очень близка к величине ионизационного потенциала газа U_i ; поэтому Клярфельд полагает величину $(U_i + \frac{2kT_e}{e})$ равной

просто $2U_i$. Произведённый им контрольный подсчёт показывает, что ошибка в величине T_e в случае применения этого упрощения не превышает 2—3%, и все возникающие отсюда отступления от точных значений всех подсчитываемых величин должны лежать в пределах точности экспериментального определения этих величин.

Для разряда в парах ртути при давлении $p = 1,2 \cdot 10^{-4}$ мм Hg, радиусе трубки $a = 1,6$ см и разрядном токе $I = 3$ А Клярфельд находит:

Таблица 36

	T_e °K	n_e эл/см ³	I_p мА/см ²	α	E В/см
Вычисленные значения . .	54 500	$4,5 \cdot 10^{11}$	0,72	$103 \cdot 10^3$	0,95
Экспериментальные значения	40 000	$5,2 \cdot 10^{11}$	0,69	$84 \cdot 10^3$	1,06

Здесь n_e — концентрация электронов на оси трубки; I_p — плотность ионного тока на стенку; α — число ионизаций в плазме, приходящихся на один электрон в 1 сек; E — продольный градиент поля в плазме.

Из этих данных, а также из данных, полученных им для гелия, Клярфельд приходит к заключению, что путь, намеченный Ленгмюром и Тонксом для расчёта явлений в положительном столбе, из атомных констант количественно правильно описывает эти явления .

и имеет большие перспективы. Поэтому, отказываясь от упрощения 5), Клярфельд [1415, 1419, 1420] распространяет количественное решение задачи плазмы в случае разряда в парах ртути до предела $ap_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ см·мм Hg и до плотности тока 1 А/см^2 , до которых допущения 1, 2, 3 и 4 ещё приемлемы. а здесь — радиус трубки, p_0 — давление газа, приведённое к 0° С . На рис. 208, 209 и 210 дано сопоставление вычисленных и экспериментальных значений T_e , $\frac{E_z}{p_0}$ и $\frac{n_e}{i}$ в зависимости от произведения ap_0 ; E_z здесь — продольный градиент положительного столба. Сплошные кривые соответствуют вычисленным значениям, пунктирные — экспериментальным.

Как видно из рис. 208 — 210, ход вычисленных кривых хорошо соответствует ходу экспериментальных. Далее оказывается возможным качественно обсудить ход изменения параметров плазмы и при больших значениях ap_0 , принимая во внимание процессы, не укладывающиеся в допущения 1—4. О движении электронов в плазме и о распределении их скоростей см. [1461—1464, 1478].

Существенное влияние на параметры плазмы оказывают примеси к основному газу. Особенно эффективны неупругие соударения метастабильных атомов с атомами или молекулами примеси [1398, 1399, 1409].

Влияние магнитного поля на процессы в плазме изучено Г. В. Спиваком и его учениками [1421, 1422, 1424, 1426, 917—923, 1467, 1468, 1480]. Работы других авторов по влиянию магнитного поля на разряд и по магнитным свойствам плазмы см. [1440—1442, 1444, 1466, 1475]. О работах по различным вопросам плазмы см. также [1427—1437, 1445—1458, 1408, 1465, 1469, 1476, 1479, 1416—1418].

§ 5. Электрические колебания в плазме. Возможность возбуждения в плазме электрических колебаний была впервые эксперимен-

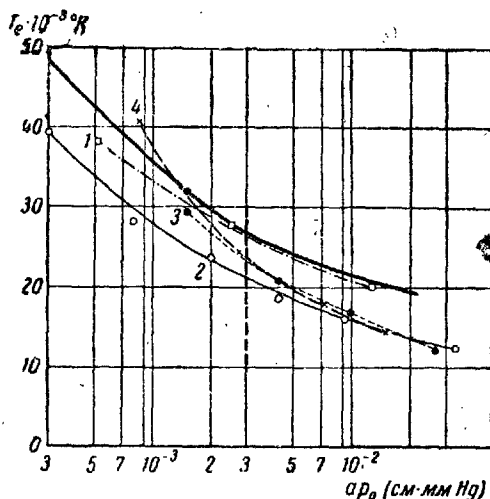


Рис. 208. Сопоставление теоретических кривых Клярфельда для зависимости температуры электронов T_e от произведения радиуса разрядной трубки на давление газа ap_0 и экспериментальных точек. Кривая 1 соответствует опытам Киллиана [1394]. Кривая 2 — опытам Грановского [1423] (диаметр положительного столба 65 мм, сила тока $I = 1 \text{ А}$). Кривые 3 и 4 — опытам Клярфельда [1418, 1416] (диаметр столба 32 мм, сила тока соответственно 3 А и 1 А).

тально установлена Ленгмюром и Тонксом в 1929 году [1410, 1400—1404]. Колебания были обнаружены путём соединения одного из основных электродов и внешней металлической обкладки трубки или специально введённого внутрь трубки электрода с системой лехеровских проводов. Элементарное объяснение, которое Ленгмюр и Тонкс дают возникновению колебаний в плазме, заключается в следующем:

Так как вследствие малой массы скорость теплового движения, а также скорость передвижения в электрическом поле для электро-

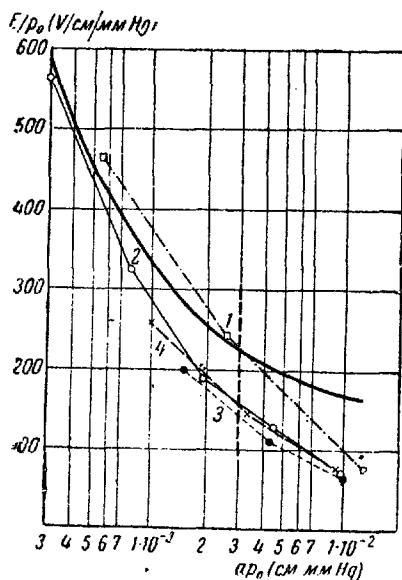


Рис. 209. Сопоставление теоретических кривых Клярфелда для зависимости отношения продольной напряжённости поля в положительном столбе к давлению газа $\frac{E}{p_0}$ от произведения $a r_0$. Обозначения кривых те же, что на рисунке 208.

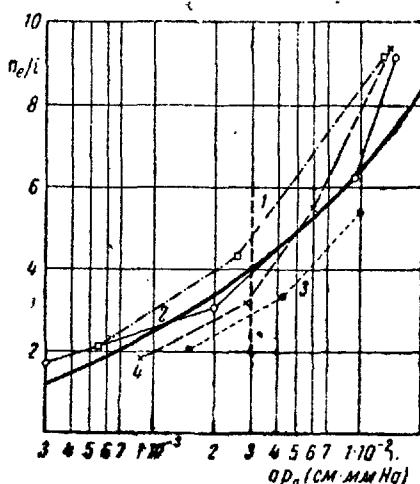


Рис. 210. Сопоставления теоретических кривых Клярфелда и экспериментальных точек для зависимости отношения концентрации электронов к плотности тока от $a r_0$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 208.

нов много больше, чем для ионов, то ионы можно рассматривать как неподвижные по сравнению с электронами. Если все электроны получат какой-либо толчок, выводящий их из положения равновесия, то отрицательный пространственный заряд окажется смещённым по отношению к положительному. В результате возникнет гармоническое колебание отрицательного пространственного заряда: Колебания,

возникающие в плазме, не следует смешивать с описанными ниже в § 7 колебаниями в низковольтной дуге, вызванными колебаниями потенциала анода в зависимости от колебаний тока. Как подчёркивает Ленгмюр, колебания плазмы не зависят от L , C и R контура. Пусть некоторое количество электронов в плазме смещено на некоторое расстояние в направлении оси X , причём смещение отдельных электронов является функцией $\xi(x)$ координаты x . Пусть на двух плоских границах рассматриваемого слоя $\xi(x) = 0$, т. е. смещения вне этих границ нет. Тогда, как нетрудно сообразить, подсчитав изменение числа электронов в тонком слое dx , конечное изменение концентрации электронов n в данной точке Δn можно выразить так:

$$\Delta n = n \frac{d\xi}{dx}, \quad (637)$$

а вызванное этим изменением поле определяется, как и всегда, из уравнения

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho, \quad (638)$$

или

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e \Delta n = 4\pi n e \frac{d\xi}{dx},$$

где E — напряжённость поля, а $e \Delta n$ — избыток положительного заряда. Отсюда напряжённость поля $E = 4\pi n e \xi$, а уравнение движения электрона

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + 4\pi n e^2 \xi = 0, \quad (639)$$

что приводит к колебательному процессу с частотой:

$$\nu_e = \left(\frac{n e^2}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} = 8980 n^{\frac{1}{2}}. \quad (640)$$

Кроме этих упрощённых подсчётов, в оригинальной работе Ленгмюра и Тонкса находим и более строгое решение задачи, основанное на максвелловских уравнениях. Эта более строгая теория подтверждает приведённые выше упрощённые подсчёты.

Для обычно встречающихся на опыте значений концентрации электронов n число колебаний ν_e , даваемое равенством (640), соответствует дециметровым и сантиметровым волнам ($\nu \approx 10^9 - 10^{11}$). В своих опытах Тонкс и Ленгмюр [1410] установили наличие в плазме газового разряда колебаний с длинами волн от 20 до 80 см. Наличие «электронных» колебаний в плазме, соответствующих соотношению (640), было установлено также Штенбеком ([1376], стр. 319), Пеннингом [1405] и другими. Та же теория приводит к возможности колебаний в плазме, вызванных смещением положительных ионов.

Частота этих колебаний может лежать в широких пределах от порядка нескольких десятков метров до звуковой частоты. «Ионные»

колебания плазмы обладают малой амплитудой, их трудно выделить в чистом виде на фоне флуктуаций, всегда имеющих место в разряде. Поэтому указываемое некоторыми авторами экспериментальное подтверждение наличия таких колебаний [1406] берётся другими под сомнение [1407]. Вопрос о колебаниях плазмы получил после Тонкса и Ленгмюра дальнейшее развитие. В частности, разобраны вопросы об учёте давления электронного газа, или, другими словами, о колебаниях электронного газа под влиянием гидродинамических сил, вызванных изменением плотности этого газа в какой-либо части занимаемого им объёма [1407]. Эти «звуковые» колебания электронного газа должны были бы привести к возникновению электромагнитных волн, распространяющихся в плазме, в то время как колебания Тонкса и Ленгмюра к распространению волн не приводят. Расчёты показали, что в обычных условиях давление электронов и возникновение проходящей волны электронных колебаний играют второстепенную роль. В отношении ионов соответствующие явления осложняются взаимодействием ионов с электронами. Они могут вызывать интенсивный обмен энергией между различными зонами плазмы и приводят к наличию широкого спектра возможных ионных колебаний плазмы. Более детальный разбор этих, а также некоторых других вопросов плазмы можно найти в обзоре [1376] и в цитированной там литературе. За последние годы вопрос «о вибрационных свойствах плазмы» получил новое освещение в работах А. А. Власова [1381, 1471—1473], основанное на методе подхода к явлениям в больших совокупностях (ансамблях) заряженных частиц, учитывающем не только так называемые *парные столкновения*, но и *далекие взаимодействия* частиц между собой. О колебаниях в плазме см. также [1459, 1460, 1461, 1474, 1477, 1481, 1411].

§ 6. Время и длина релаксацион в плазме. Газоразрядная плазма представляет собой статистическую систему («ансамбль») большого числа разнообразных частиц. Хотя эта система и неизотермична, в ней имеет место определённое динамическое равновесие, выражающееся в том, что количество энергии, выделяемой разрядом в единицу времени, равно количеству энергии, отдаваемой плазмой окружающей среде в виде тепла и энергии излучения. Среди каждого рода составляющих газоразрядную плазму частиц устанавливается некоторое определённое распределение скоростей и энергии, остающееся статистически неизменным за всё время существования данного режима плазмы. В этом смысле это распределение также может быть названо равновесным, хотя оно и не соответствует распределению по энергиям или по скоростям в предоставленной самой себе изотермической системе, равновесной во всех отношениях. Спрашивается, под действием каких причин, какого внутреннего механизма в газоразрядной плазме, устанавливается статистическое равновесие в указанном выше смысле этого слова. Ответ на этот вопрос с первого взгляда кажется очень простым. Равновесие и распределение скоро-

стей устанавливается вследствие постоянного взаимодействия всех составляющих плазму частиц как между собой, так и с внешним полем, а также с квантами излучения, генерируемыми в самой плазме или попадающими в неё извне. В такой общей форме ответ этот качественно правилен, но количественное его обоснование и количественное уточнение происходящих в плазме явлений натолкнулись на большие трудности.

Если вывести плазму из равновесного режима, например, удалив наиболее быстрые электроны из какого-либо её участка при помощи соответственно заряженного зонда, то нарушенное равновесие плазмы вновь восстанавливается под действием тех же причин и того же механизма, которые создали плазму при её возникновении. Время, за которое вновь устанавливается нарушенный режим, в том числе восстанавливается прежнее распределение электронов плазмы по скоростям, называется *временем релаксации* — по аналогии с другими физическими явлениями. Нарушенное равновесие восстанавливается не только во времени, но и в пространстве: на некотором расстоянии влияние зонда, нарушающее статистическое равновесие, больше не чувствуется — распределение по скоростям то же, что и при отсутствии зонда. Это расстояние называется *расстоянием релаксации*.

Строго говоря, восстановление нарушенного режима статистической системы происходит асимптотически. Но, как и во всех подобных случаях, можно говорить о времени и о длине релаксации, имея в виду такое время и такую длину, при которых нарушение режима становится практически незаметным. При подсчёте времени или расстояния релаксации задаются уменьшением в определённое число раз отступления какой-либо величины, характеризующей невозмущённый режим по сравнению со значением той же величины в невозмущённой плазме.

Оценивая эффективность различных элементарных процессов обмена энергией в плазме, можно подсчитать теоретически как время, так и расстояние релаксации. Последнюю величину можно определить экспериментально, исследуя режим плазмы на разных расстояниях от возмущающего зонда при помощи других зондов. Уже при своих первых работах по исследованию газоразрядной плазмы при помощи метода зондовых характеристик Ленгмюр установил, что экспериментальные значения расстояния релаксации во много раз меньше значений, подсчитанных на основании рассмотрения процессов столкновений электронов с другими частицами плазмы [1412]. Поэтому Ленгмюр поставил вопрос: какие же процессы приводят к столь быстрому восстановлению статистического режима плазмы? Произведённая Ленгмюром оценка эффективности всевозможных элементарных процессов не привела к требуемому результату. Ленгмюр высказал предположение, что быстрому восстановлению равновесного режима плазмы способствуют возникающие в плазме электрические колебания. Однако более детальные подсчёты вскоре показали, что

и высокочастотными колебаниями нельзя количественно объяснить наблюдаемые на опыте малые значения времени и расстояния релаксации плазмы. Тогда Ленгмюр пришёл к мысли [1383], что действующим механизмом здесь является взаимодействие электронов с микрополями плазмы, благодаря которому постоянно происходит изменение направления и скорости движения электрона. «Длина свободного пути» электрона в плазме становится очень малой, и электрон как бы претерпевает очень большое число столкновений. Габор [1382] облёк эту мысль в форму математической теории. Но теория Габора вызвала ряд возражений и в конечном итоге также оказалась недостаточной для требуемого объяснения. В настоящее время количественное объяснение малого расстояния релаксации возможно на основе упомянутой выше новой теории А. А. Власова [1381].

§ 7. Низковольтная дуга [1378]. *Низковольтной дугой* называется разряд с искусственно подогретым катодом, имеющий место при малой разнице потенциалов между электродами.

В обычных условиях потенциал, при котором может поддерживаться разряд, не ниже ионизационного потенциала того газа, в котором разряд происходит. В «низковольтной дуге» разряд поддерживается при потенциале, более низком, чем ионизационный потенциал газа. Если потенциал горения ниже не только ионизационного потенциала газа, но и его первого потенциала возбуждения, то это случай «*аномальной низковольтной дуги*». Если потенциал горения лежит в пределах между первым потенциалом возбуждения и ионизационным потенциалом, то такая низковольтная дуга называется «*нормальной*».

Для иллюстрации приводим в табл. 37 некоторые цифры, характеризующие явления низковольтной дуги в различных газах.

В целом ряде случаев в низковольтной дуге наблюдается возникновение колебаний, в особенности при наличии в электрической цепи ёмкости и самоиндукции [1470].

В низковольтной дуге около катода всегда существует отрицательный пространственный заряд, так как в низковольтной дуге полный ток термоэлектронной эмиссии с катода всегда больше разрядного тока и часть электронов, эмиттированных катодом, возвращается обратно на катод.

Таблица 37

Газ	Наименьший наблюдаемый по- тенциал горения дуго (в вольтах)	Ионизационный потенциал газа (в вольтах)	Наименьший потен- циал возбуждения газа (в вольтах)
Гелий	3,5	24,5	19,77
Аргон	3	15,7	11,5
Неон	7,5	21,5	16,6
Ртуть	1,7	10,4	4,7
Калий	0,5	4,32	1,55
Натрий	0,5	5,12	2,12

При напряжении на аноде, достаточном для ионизации газа, положительные ионы рассеивают отрицательный пространственный заряд у катода, и анодный ток увеличивается. При наличии достаточного сопротивления в цепи анода падение потенциала в этой цепи понижает потенциал анода настолько, что ионизация газа прекращается. Тогда вновь увеличивается отрицательный пространственный заряд около катода, ток на анод уменьшается, потенциал анода возрастает, ионизация вновь появляется, и весь процесс повторяется. Частота этих колебаний не следует формуле Томсона и определяется в первую очередь режимом дуги. Частота уменьшается с повышением накала катода и с повышением давления газа.

Что касается распределения потенциала в низковольтной дуге, то исследования Комптона и Эккарта [1413], произведённые с низко-

вольтной дугой в аргоне по методу зондов Ленгмюра, показали скопление положительных пространственных зарядов на небольшом расстоянии от катода. Потенциал в некоторых точках между катодом и анодом оказался выше потенциала анода. Это видно на кривой рис. 211. Между P и анодом поле имеет обратное направление.

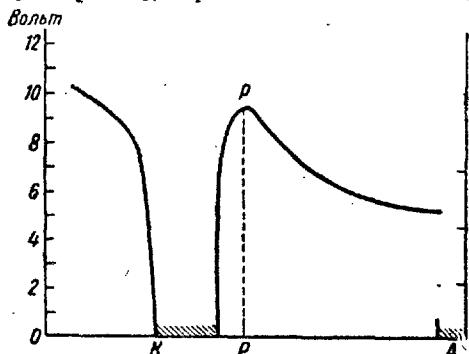


Рис. 211. Аномальное распределение потенциала в плазме по Комптону и Эккарту

Что касается объяснения невозможности существования низковольтных дуг, то некоторое число случаев может быть объяснено колебательным режимом дуги. Действительно, прибор постоянного тока, которым определяется разность потенциалов между анодом и катодом, показывает в случае колебательного режима лишь некоторое среднее значение потенциала анода по отношению к катоду. В отдельных фазах колебания этот потенциал может быть больше ионизационного потенциала газа, что и ведёт каждый раз к возникновению разряда, кажущегося непрерывным вследствие высокой частоты колебаний. Однако все случаи низковольтных дуг одними колебаниями потенциала анода объяснить нельзя. Обращаясь к другим возможным объяснениям, следует расчленить вопрос на объяснение низковольтных дуг нормальных и аномальных.

Второй случай сводится к первому при наличии колебаний, при которых напряжение на аноде не достигает, правда, величины ионизационного потенциала, но в некоторые фазы колебания бывает больше наименьшего потенциала возбуждения газа U_0 . Точно так же случай аномальной дуги сводится к случаю нормальной, если в дуге существует такое распределение потенциала, как наблюдаемое в ар-

гоне Комптоном и Эккартом. Кроме того, к потенциалу анода при сравнении его с U_i или U_a надо прибавлять потенциал, эквивалентный начальной скорости электронов. Однако эффект начальных скоростей очень мал, так как скорость, которой обладает наибольшее число электронов при допустимых температурах катода всего 0,2—0,3 В, а вероятность, что электрон обладает скоростью в 1 В, около 1%. Аналогичные соображения относятся также и к скорости выделяемых на катоде фотоэлектронов.

Что касается процесса возникновения нормальной низковольтной дуги, то здесь наиболее естественным является предположение о ионизации ступенями. При этом каждая из этих ступеней может

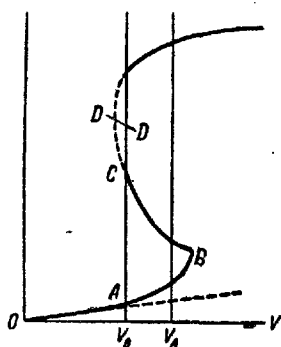


Рис. 212. Характеристика низковольтной дуги.

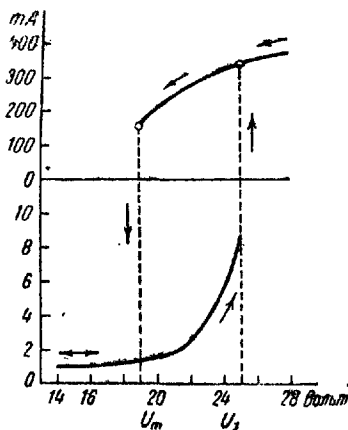


Рис. 213. Характеристика низковольтной дуги: гистерезис.

представлять собой соударение первого рода, соударение второго рода и, наконец, поглощение светового кванта. Так как в низковольтной дуге с повышением тока происходит понижение потенциала на аноде, то вид характеристики низковольтной дуги очень сильно зависит от условий внешнего контура разрядной трубки. Типичные примеры характеристик низковольтной дуги приведены на рис. 212 и 213. Кривая рис. 212 имеет резко выраженную «падающую» часть BC и далее неустойчивую, соответствующую колебательному режиму разряда часть D. На кривой рис. 213 видны явления гистерезиса и различие между величиной наименьшего потенциала горения U_m и потенциала зажигания U_0 .

В низковольтной дуге весь разрядный промежуток представляет собой газоразрядную плазму, за исключением сравнительно тонких слоев пространственного заряда около каждого из электродов.

Разряды с подогретым катодом отличаются большой плотностью тока, малым катодным падением потенциала и напряжением зажигания, лежащим много ниже, чем у разряда с холодными электродами.

Чтобы получить такого типа разряд при не слишком высоких температурах катода, используют усиленную эмиссию оксидных катодов. При более или менее заметной эмиссии с катода переход разряда из несамостоятельного в самостоятельный теряет свою скачкообразность и с увеличением эмиссионного тока становится всё более постепенным и плавным. Таким образом, отнесение разряда с искусственно раскалённым катодом к типу несамостоятельных газрядов в значительной степени условно. Ленгмюр [1412] исследовал разряды с раскалённым катодом в парах ртути при помощи метода зондов и вывел из анализа зондовых характеристик заключение, что в плазме при низких давлениях газа налицо три рода электронов. «Первичные», или «быстрые», электроны эмиттируются катодом, приобретают большие скорости, проходя в катодном слое катодное падение потенциала, и лишь постепенно теряют эти скорости при столкновениях с атомами или молекулами в плазме. На это поступательное движение электронов наложено беспорядочное движение с максвелловским распределением скоростей. «Вторичные электроны» представляют собой по Ленгмюру первичные, рассеянные во все стороны и не обладающие более большой направленной составляющей скорости движения. Скорость их беспорядочного теплового движения всё ещё велика. «Медленные», или «остаточные», электроны — третья группа электронов с меньшей средней скоростью теплового движения, образовавшаяся в результате ионизации частиц газа первичными электронами.

Приводим на рис. 214 характеристики тока на зонд для одного типичного частного случая, разобранныго Ленгмюром.

Три отдельные ветви кривой на этом чертеже соответствуют трём различным масштабам по оси ординат (ток на зонд), находящимся между собой в отношении $0,01 : 0,1 : 1$. Пунктирные линии MA и $M'A'$ соответствуют ионному току, который приходится вычитать из общего тока, чтобы получить электронный ток. За нуль принят потенциал анода. Кривые относятся к по-

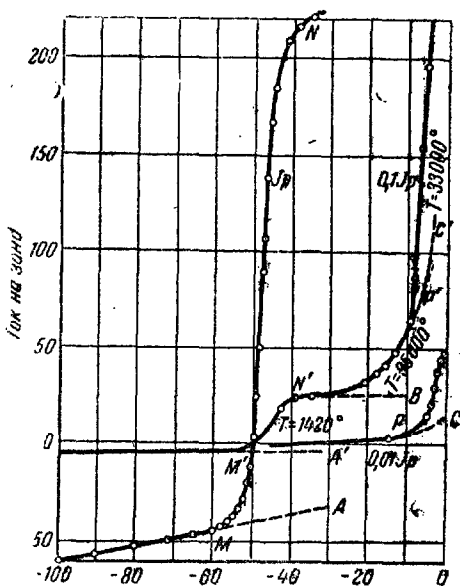


Рис. 214. Характеристика тока на зонд наблюдаемая Ленгмюром.

тенциалу катода — 50 В, давлению паров ртути при 0°C, разрядному току в 10 мА и расстоянию плоского зонда от катода в 3 см. Зонд начинает заметно улавливать электроны при потенциале —59 В. Заметное число электронов оказывается имеющим скорости между 52 и 59 В, несмотря на ускоряющее поле лишь в 50 В. При потенциале зонда около —40 В (точки N и N') все первичные электроны улавливаются зондом, и получается своего рода ток насыщения, экстраполяция которого даёт пунктирную линию $N'B$: Средняя скорость первичных электронов оказалась равной приблизительно 47 В. Вычитая из ординат кривой $N'P'$ ординаты соответствующих точек

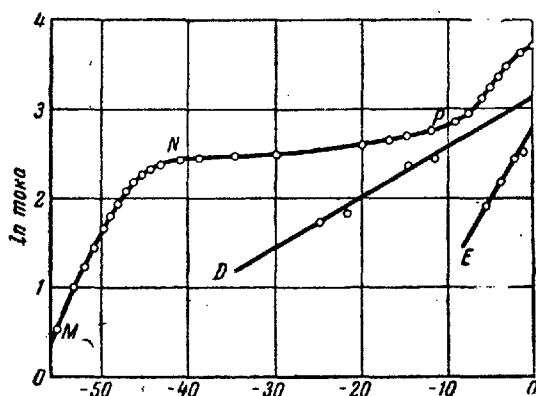


Рис. 215. Логарифмические характеристики электронного тока, соответствующие кривым рис. 214.

прямой насыщения $N'B$, Ленгмюр находит ток, соответствующий вторичным электронам. Логарифм этого тока даёт прямую линию в пределах потенциала зонда от —30 до —12 В (линия D , рис. 215). После —12 В на ток вторичных электронов начинает накладываться ток «медленных» электронов. Чтобы найти значения этого тока, Ленгмюр экстраполирует прямую D на рис. 215 и

наносит соответствующую ей пунктирную линию PC или $P'C'$ на рис. 214. Вычитание ординат этой линии из ординат кривой общего тока даёт ток медленных электронов — прямая E на чертеже рис. 215. Наклон прямых приводит к таким температурам беспорядочного движения электронов: первичные — 1420° К; вторичные — 95 000° К; медленные — 33 000° К.

Так как очень трудно понять, каким образом могут одновременно существовать три группы электронов с различными средними скоростями, то справедливость заключений, сделанных Ленгмюром из хода наблюдаемых им характеристик, оспаривается. Осторожнее и, повидимому, ближе к действительности толковать дальнейшие изломы логарифмической характеристики не как наличие двух групп с различной средней скоростью максвелловского распределения, а просто как результат распределения электронов, отличающегося от максвелловского.

Как показали зондовые измерения, проведённые в лаборатории НИИФ МГУ Родиным, в длинной разрядной трубке на различных расстояниях от катода ход логарифмической характеристики электронного тока на зонд постепенно сглаживается по мере удаления от

катода [1414]. На некотором достаточно большом расстоянии от катода эта характеристика представляет собой прямую, и предположение о наличии в плазме нескольких групп электронов, не находящихся между собой в термическом равновесии, становится излишним. На более близких расстояниях от катода, на которых первичные электроны ещё не потеряли своей избыточной энергии, общее распределение скоростей среди электронов плазмы сильно отличается от максвелловского. Это и ведёт к искажению прямолинейного вида логарифмической характеристики.

Температуры электронов в опытах Ленгмюра и его школы оказались очень сильно зависящими от условий опыта. Так, в той же трубке, опыт с которой описан выше, и при тех же 50 V ускоряющего потенциала, но при давлении ртути, соответствующем 20° C, и эмиссионном токе с катода 30 mA электроны начали попадать на зонд при — 90 V. Температура первичных электронов оказалась равной 56 000° K; средняя скорость их поступательного движения — 36 V (или 14 V потери скорости). Температура вторичных электронов оказалась равной 35 000° K и температура медленных — 15 600° K.

При уменьшении сопротивления внешней цепи разрядный ток в разряде с искусственно подогретым катодом становится больше того тока насыщения, который может дать при данной температуре катод, и разрядный ток может поддерживаться только при наличии на катоде, кроме термоэлектронной эмиссии, ещё и процессов, охватываемых коэффициентом поверхностной ионизации γ Таунсенда. В этом случае говорят о *несвободном режиме катода*. Режим катода, соответствующий случаю: разрядный ток меньше возможного эмиссионного тока катода, называется *свободным режимом*. При несвободном режиме катодное падение потенциала становится больше, чем при свободном режиме, и увеличивается с увеличением тока. Разряд более не представляет собой низковольтной дуги. Несвободный режим ведёт к перегреву катода и особенно губительно действует на оксидные катоды. Происходит своеобразное «искрение» оксидного катода, ведущее к его дезактивации и разрушению.

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ.

РАЗЛИЧНЫЕ ВИДЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА [1482—1486].

§ 1. Открытие «электрической дуги» В. В. Петровым. Характерные признаки и виды дугового разряда. Дуговой разряд в виде так называемой электрической или «вольтовой дуги» был впервые обнаружен русским учёным профессором физики Военно-медико-хирургической Академии в Петербурге, а впоследствии академиком Петербургской Академии наук Василием Владимировичем Петровым. Петров следующими словами описывает в одной из изданных им книг впервые наблюденные им в 1802 году явления [1482].

«Если на стеклянную плитку или на скамеечку со стеклянными ножками будут положены два или три древесных угля... и если металлическими изолированными направлятелями... сообщёнными с обоими полюсами огромной батареи, приближать оные один к другому на расстояние от одной до трёх линий, то является между ними весьма яркий белого цвета свет или пламя, от которого оные угли скорее или медлительнее загораются и от которого тёмный покой довольно ясно освещён быть может».

Работы Петрова были опубликованы только на русском языке. Заграничным учёным они остались неизвестными. В России в то время значимость этих работ не была понята. Никто ими не заинтересовался, и они были основательно забыты. Поэтому открытие дугового разряда долгое время приписывали английскому физiku Дэви и относили к 1808 году.

Дуговой разряд отличается от тлеющего разряда процессами, происходящими на катоде и обуславливающими усиленную эмиссию электронов из последнего. Сила тока дугового разряда при меньшей разности потенциалов на электродах во много раз больше силы тока в тлеющем разряде.

Дуга — форма разряда, имеющая место при большой плотности разрядного тока и при катодном падении всего в несколько десятков вольт.

Долгое время усиленное выделение электронов на катоде дуги приписывали исключительно термоэлектронной эмиссии и характеризовали дуговой разряд как разряд с нагретым благодаря самому разряду катодом. В настоящее время экспериментально установлено, что существуют дуги с холодным катодом. Поэтому причину уси-

ленного выделения электронов приходится искать не только в термоэлектронной эмиссии, но и в явлении автоэлектронной эмиссии. Дуговой разряд определяют как форму разряда, в котором отсутствует большое статическое падение потенциала, свойственное тлеющему разряду, а усиленное выделение электронов из катода вызвано термоэлектронной или автоэлектронной эмиссией катода. В связи с таким двойным характером процессов на катоде естественно выделяется разделение всех случаев дугового разряда на термоэлектронную дугу и на дугу с холодным катодом (автоэлектронную).

Независимо от процессов на катоде электрическая дуга имеет весьма разнообразный характер в зависимости от плотности и отчасти от природы газа. Отличают дугу при высоком давлении (порядка атмосферного) и дуговой разряд в разреженном газе или в парах металлов, из которых сделаны электроды. Старый термин «вольтова дуга», употребляемый со времен Дэви, получил с течением времени несколько неопределенный характер. Мы будем называть «вольтовой дугой» или «дугой Петрова» дуговой разряд между угольными или металлическими электродами в открытом воздухе (без заключения разрядного промежутка в какую-либо разрядную трубку). В дуге Петрова имеет место ряд химических процессов как между составными частями воздуха и электродами, так и в объеме воздуха. Таково, например, образование циана и окислов азота. Химическим процессам в вольтовой дуге приписывали большое значение для протекания самого этого явления сам В. В. Петров [1482], П. Н. Яблочков [1485] и Д. И. Менделеев [1487]. Этим процессам обязаны своим происхождением специфические области дуги, имеющие вид различных ореолов. Другая характерная особенность, присущая не только дуге Петрова, но и всем видам дугового разряда при больших давлениях газа, это — образование положительного столба в виде более или менее тонкого ярко светящегося шнура и очень высокая температура газа по оси этого шнура. При низком давлении газа дуговой разряд отличается от тлеющего разряда лишь своими катодными частями и плотностью тока; положительный столб и анодные части разряда те же, что и в тлеющем разряде. Дуга, образованная в парах тех веществ, из которых состоят электроды, при тщательном удалении других газов из разрядной трубки, носит название дуги в вакууме [1561]. К этому виду дугового разряда относится разряд в ртутных выпрямителях. К дальнейшим подразделениям видов дугового разряда следует отнести в случае дуги Петрова короткую дугу и длинную дугу. В первой тепловое излучение электродов, находящихся на сравнительно близком расстоянии, оказывает сильное влияние на тепловой баланс каждого из них. Особенно большое влияние оказывает на катод излучение анода, находящегося при более высокой температуре. В длинной дуге такого непосредственного влияния нет. В той же дуге Петрова в случае угольного анода в воздухе наблюдается появление двух различных

видов дуги — *спокойная дуга* и *шипящая дуга*. «Спокойная дуга» переходит в «шипящую» при увеличении силы тока. При переходе напряжение между электродами дуги падает, примерно, на 10 V. Дуга начинает шипеть, когда плотность тока на аноде достигает определённой величины 50—70 А/см² и положительный кратер — место, занимаемое разрядом на аноде — начинает захватывать боковые поверхности положительного угля. Та сила тока, при которой этот переход совершается, называется «критической» силой тока. Критическая сила тока тем больше, чем больше расстояние между электродами.

Дуга, один электрод которой металлический, а другой угольный, превращается в шипящую при совершенно тех же условиях, что и дуга между двумя углями, если уголь представляет собой анод. Если, наоборот, уголь — катод, а металл — анод, то явления шипящей дуги не наблюдается. Таким образом, причину перехода в шипящую дугу следует искать в специфических химических и физических явлениях на аноде.

§ 2. Специфические явления на катоде в термоэлектронных и автоэлектронных дугах. Идея о том, что в электрической дуге на катоде имеет место термоэлектронная эмиссия, была высказана

в 1905 г. В. Ф. Миткевичем [43], ныне академиком АН СССР. В подтверждение того, что здесь имеет место «эффект Эдиссона», как тогда называли эту эмиссию, им был поставлен ряд убедительных опытов.

Переходя к современному положению вопроса, приведём несколько экспериментальных фактов, укладывающихся в рамки термической теории дуги.

1. Если выключить ток через дугу между угольными

электродами, то при помощи источника тока низкого напряжения дугу можно зажечь вновь лишь в течение промежутка времени, достаточно короткого, чтобы катод не успел остыть.

2. Нельзя поддерживать дугу при помощи переменного тока низкой частоты между металлическими быстро остывающими электродами.

3. Если поместить два угольных электрода А и В перпендикулярно друг к другу (рис. 216, а и б), а затем передвинуть уголь В в положение В', оставляя А неподвижным, то если А служит анодом (рис. 216, а), дуга скользит по этому уголю. Если же А служит катодом (рис. 216, б), то та точка, в которой дуга прилегает к уголю А,

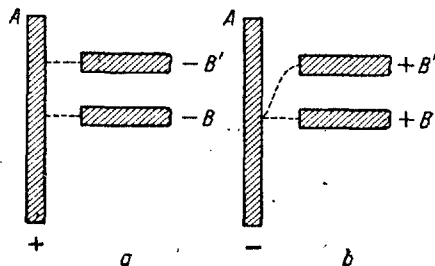


Рис. 216. Опыты с передвижением а) катода или б) анода дуги. Пунктиром показано расположение столбика дуги.

остаётся неизменной; при передвижении угля *B* дуга растягивается и, наконец, гаснет. Это объясняется тем, что эмиссия электронов происходит из раскалённого пятна на угле *A*; другие точки угля *A* служить катодом не могут, так как их температура слишком низка.

4. Нельзя зажечь дугу, в которой катодом служит электролитическая жидкость. Между тем, анодом дуги электролитическая жидкость служить может.

Переходим теперь к явлениям, плохо укладывающимся и совсем не укладывающимся в термоэлектронную теорию дуги. Эти явления заключаются в том, что по металлическому катоду дуга может свободно скользить (не задерживаясь в одной точке, как на поверхности угольного катода), и

притом со значительной скоростью. Если взять два вертикальных электрода — один угольный, а другой металлический — и зажечь между их нижними концами дугу, то под действием воздушных течений дуга свободно скользит кверху обоими своими концами, если катодом служит металлический электрод (рис. 217). Напротив, если катодом служит угольный электрод, то отрицательный конец дуги не сдвигается с места и кверху скользит по металлу только её положительный конец (рис. 218).

Для того чтобы этот опыт удался, надо чтобы поверхность металла была очень гладкой (хорошо отполированной).

При небольшой скорости передвижения катодного пятна можно сделать допущение, что поверхность металла в точке соприкосновения дуги успевает прогреваться, и тем устранить противоречие опыта с термической теорией дуги. Но наблюдались случаи, когда дуга перемещалась по поверх-

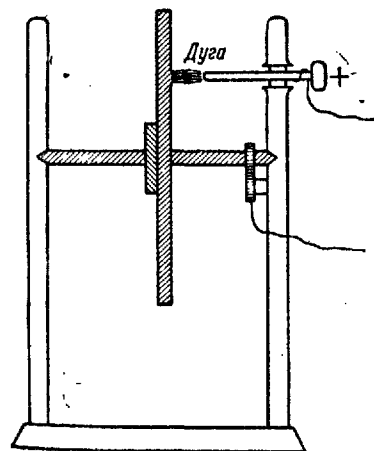


Рис. 219. Дуга Штольца.

ности металлического катода со скоростью, исключающей возможность достаточного прогрева катода. Такова «дуга Штольца» [1489], получаемая между неподвижным металлическим анодом в виде штифта и катодом в виде вращающегося металлического диска (рис. 219).

С достаточной достоверностью подсчитано, что температура катода в опытах Штольца никак не могла быть выше неких

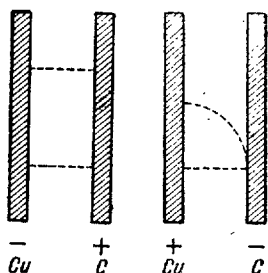


Рис. 217.

Рис. 218.

сот градусов, что совершенно недостаточно для поддержания дуги путём термоэлектронной эмиссии.

Точно так же не поддаётся объяснению, как термоэлектронная, дуга с жидким ртутным катодом, нашедшая большое применение в технике (ртутные выпрямители).

То же можно сказать и о дуге на катоде из любого другого вещества со сравнительно низкой температурой не только плавления, но и кипения при атмосферном давлении.

Было предпринято специальное исследование с целью получить оба типа дуги: с горячим и холодным катодом, при одном и том же материале последнего путём охлаждения катода изнутри проточной водой. Результаты этих исследований показали, что на вольфраме получаются оба типа дуги [1490—1491]. В случае дуги с холодным катодом катодное падение потенциала, при прочих равных условиях, меньше, чем в случае термоэлектронной дуги. Мысль о возможности объяснения дуги с холодным катодом автоэлектронной эмиссией впервые высказана Ленгмюром [1492] и затем подтверждена расчётами Комптона и ван-Вурриса [1493], см. также [1488].

Ширина того пространства, на котором сосредоточивается катодное падение потенциала в дуге, немногим отличается от длины свободного пути электрона. Катодное падение около 10 V даёт в этом случае градиент потенциала у катода, достаточный для автоэлектронной эмиссии.

Другое предположение, сделанное Слепианом для объяснения дуги с холодным катодом [1494], состоит в том, что около катода температура самого газа настолько велика, что в газе происходит термическая ионизация.

Возможность в некоторых случаях такого механизма поддержания дугового разряда при большой плотности газа подтверждается расчётами Вейцеля, Ромпе и Шёна [1038].

Люди [1495—1503] для объяснения процессов на катоде ртутной дуги предполагает образование в катодном слое многократно заряженных ионов, вызывающих при ударе о поверхность катода усиленное выделение электронов благодаря большому запасу потенциальной энергии таких ионов. Об автоэлектронной эмиссии, влиянии посторонних плёнок и других специфических процессах на катоде дугового разряда см. также [1515—1523].

§ 3. Образование дуги. Если в тлеющем разряде увеличивать силу тока, уменьшая внешнее сопротивление, то при некоторой силе тока напряжение на клеммах трубки начинает падать. Характеристика становится падающей, разряд быстро развивается и превращается в дугу с большой плотностью тока. Этот переход совершается по большей части скачком и практически нередко ведёт к короткому замыканию. При подборе внешнего контура удаётся стабилизировать переходную форму разряда и наблюдать при опре-

делённых давлениях непрерывный переход тлеющего разряда в дугу. Параллельно с падением напряжения между электродами трубки идёт возрастание температуры.

Примером может служить кривая рис. 220 для разряда в водороде при давлении 400 мм Hg [1496]. У некоторых исследователей [1497] переход от тлеющего разряда к дуговому получался непрерывным при высоких давлениях и становился скачкообразным при более низких (104 мм Hg в N_2). При совсем низких давлениях

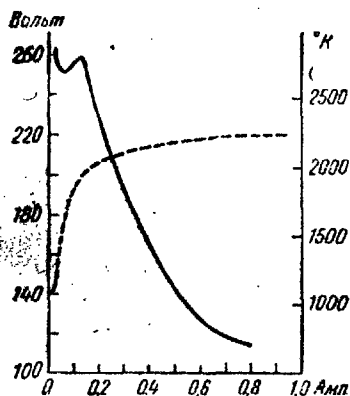


Рис. 220. Изменение катодного падения и изменение температуры при переходе от тлеющего разряда к дуговому.

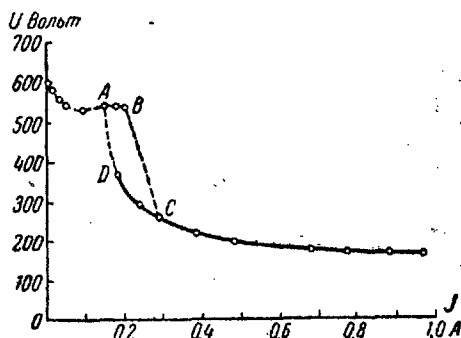


Рис. 221. Петля гистерезиса при переходе от тлеющего разряда к дуговому и обратно.

около 20 мм Hg дуги вообще не получалось. Наблюдения переходных форм обнаружили существование своего рода гистерезиса в этой области, т. е. существования как дуги, так и тлеющего разряда при одних и тех же условиях. Пример — кривые (рис. 221). В точке *B* происходит перескок от тлеющего разряда в дугу в *C*; в точке *D* — перескок при обратном ходе от дуги в *D* к тлеющему разряду в *A*.

Вместе с уменьшением напряжения между электродами наблюдается постепенное уменьшение катодного падения. Что касается изменения внешнего вида и формы разряда, то Зелигеру и Шмекелю [1498] удалось наблюдать, как на ртутном катоде разряд, покрывавший при аномальном катодном падении весь катод, начинает вновь стягиваться на поверхности катода на меньшем пространстве и затем, стягиваясь всё больше и увеличиваясь в яркости, переходит в «катодное пятно» малых размеров, ослепительной яркости. Измерение площади, занятой разрядом на катоде, параллельно с измерением силы тока и напряжения, дало возможность сопоставить кривые увеличения плотности тока и уменьшения катод-

ного падения U_k (рис. 222), соответствующие увеличению силы тока I (отложена на оси абсцисс).

Переходные формы разряда имеют место не только при образовании термоэлектронной, но и автоэлектронной дуги. В последнем случае автоэлектронная эмиссия и сопровождающее её уменьшение катодного падения начинается с момента образования достаточно плотного слоя паров около поверхности более или менее легко испаряющегося катода. Плессе [1490] наблюдал путём осциллографирования тока и напряжения переход из тлеющего разряда в дуговой в течение каждого периода переменного тока. О переходе тлеющего разряда в дуговой см. также [1526—1528].

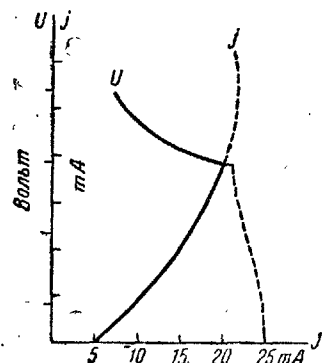


Рис. 222. Ход изменения катодного падения и плотности тока при переходе от тлеющего разряда к дуговому.

Применение обычного способа зажигания дуги путём раздвигания электродов вызывается тем, что дуга горит при сравнительно низких напряжениях в десятки вольт, тогда как для зажигания тлеющего разряда нужно при малых давлениях газа напряжение порядка сотен вольт, а при атмосферном давлении порядка десятков кило-вольт.

Процесс зажигания при раздвигании (или разрыве) электродов объясняется местным нагреванием электродов при разрыве цепи вследствие образования между ними плохого контакта.

Вопрос о развитии дуги при разрыве технически важен не только с точки зрения получения «полезных» дуг, но также и с точки зрения избежания дуг «вредных», например, образования дуги при размыкании рубильников. В случае постоянного тока можно привести следующие простые соображения. Пусть L — самоиндукция контура, W — его сопротивление, E — э. д. с. источника тока, $U(i)$ — функция характеристики дуги. Тогда мы должны иметь:

$$E = L \frac{di}{dt} + Wi + U(i), \quad (641)$$

что можно переписать так:

$$L \frac{di}{dt} = (E - Wi) - U(i) = \Delta, \quad (642)$$

но $(E - Wi)$ есть не что иное, как ордината «прямой сопротивления», а $U(i)$ — ордината характеристики дуги. Чтобы $\frac{di}{dt}$ было отрицательно, т. е. чтобы ток i непременно уменьшался со временем и между электродами рубильника не образовалось стойкой дуги, надо, чтобы

имело место $\Delta < 0$, т. е. надо, чтобы во всех точках характеристики соблюдалось неравенство:

$$\bullet U(i) > E - Wi. \quad (643)$$

Для этого характеристика всеми своими точками должна лежать выше прямой сопротивления AB (рис. 223). Это простое заключение не учитывает ёмкости в цепи и относится лишь к постоянному току.

Более полное решение задачи можно получить из условий устойчивости разряда, питаемого постоянным током, рассмотренных нами в гл. XII.

На рис. 224 характеристика дуги лежит ниже прямой сопротивления лишь при i , большем, чем абсцисса точки P . Поэтому суще-

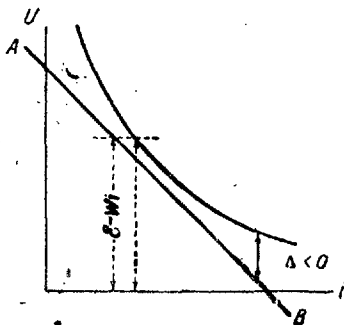


Рис. 223.

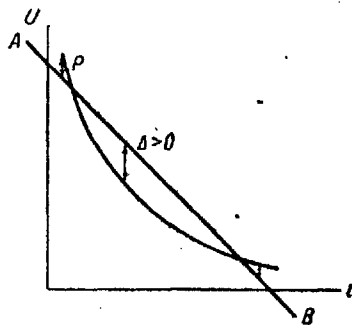


Рис. 224.

ствует низший предел силы тока, при котором возможно образование дуги при разрыве (в случае дуги между угольными электродами в атмосферном воздухе $I - 2A$) [1499].

В случае размыкания рубильником дуги переменного тока, потухающей при каждом переходе напряжения через нуль, существенно, чтобы условия, имеющиеся налицо в разрядном промежутке, при размыкании не допускали нового зажигания дуги при последующем возрастании напряжения источника тока. Для этого требуется, чтобы при возрастании напряжения разрядный промежуток был достаточно «деионизирован». В выключателях сильных переменных токов высокого напряжения деионизации добиваются искусственно, путём введения специальных электродов, отсасывающих заряженные частицы газа благодаря амбиполярной диффузии, а также путём применения механического дутья, путём воздействия на разряд магнитным полем [1500] и т. д. Об образовании дуги при разрыве электродов см. также [1529—1533, 1562, 1590].

§ 4. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда. В случае дуги область, занятая разрядом на поверхности катода, сосредоточена в так называемом «катодном пятне» — свет-

лом, довольно резко ограниченном пятнышке. Катодное пятно, неподвижное на угольном катоде, может быстро передвигаться на холодном металлическом катоде. На поверхности жидкой ртути катодное пятно находится в непрерывном быстром движении.

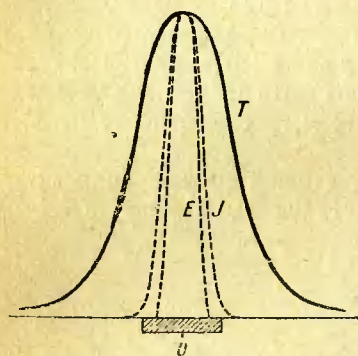


Рис. 225. Распределение температуры катода T , яркости свечения E и плотности тока термоэлектронной эмиссии J в области катодного пятна.

угольным электроде, пропорциональна силе тока и соответствует при атмосферном давлении средней плотности тока 470 A/cm^2 . Для ртути найдено 4000 A/cm^2 , для железа в воздухе — 7200 A/cm^2 .

Если катод представляет собой небольших размеров металлический шарик на узеньком стержне, то вся поверхность шарика принимает одну и ту же температуру, и специального катодного пятна не образуется. При уменьшении давления площадь, занимаемая катодным пятном на угольном катоде, при постоянной силе тока сильно увеличивается, плотность тока уменьшается.

Язкость видимой границы катодного пятна объясняется тем, что количество излучаемой энергии пропорционально четвертой степени температуры, а плотность тока термоэлектронной эмиссии является, по закону Ричардсона, экспоненциальной функцией



Рис. 226. Дуговой разряд при низком давлении.

температуры. Поэтому сравнительно медленному уменьшению температуры, с удалением от центра пятна, соответствует быстрое падение как светового излучения, так и термоэлектронной эмиссии, а это равносильно резкой «оптической» и «электрической» границам пятна. Иллюстрацией могут служить кривые рис. 225. T соответствует ходу абсолютной температуры, E — яркости излучения, J — интенсивности термоэлектронной эмиссии. По оси абсцисс отложены расстояния от центра пятна O . Заштрихованная часть оси абсцисс соответствует площади, занятой катодным пятном.

Как показала одновременная регистрация силы тока при помощи осциллографа и величины катодного пятна при помощи кинематографирования, изменение площади, занятой катодным пятном, следует за изменением силы тока с некоторым запозданием.

Угольный катод при горении дуги обычно заостряется, тогда как на аноде образуется круглое углубление — «положительный кратер дуги», если разряд не перекрывает всю площадь основания анода.

Катодное пятно является источником интенсивного потока электронов: в этом пятне и в прилегающем к нему слое пространственного заряда сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания дугового разряда. О явлениях на катоде дугового разряда см. также [1573—1577].

Непосредственно к катодному пятну прилегает часть, соответствующая отрицательному тлеющему свечению. Эту часть называют «отрицательной» или «катодной кистью», или «отрицательным пламенем». Длина катодной кисти в дуге при низком давлении определяется тем расстоянием, на которое залетают быстрые первичные электроны, получившие свои скорости в области катодного падения.

В дуге при низком давлении между отрицательной кистью и положительным столбом расположена область, аналогичная фарадееву темному пространству тлеющего разряда (рис. 226). В дуге Петрова, кроме отрицательной кисти, имеется «положительное пламя» и ряд



Рис. 227. Общий вид электрической дуги между вертикально расположенными угольными электродами. Катод внизу.

«ореолов». Спектральный анализ указывает на наличие в этих пламенах и ореолах ряда химических соединений, составных частей воздуха (CN и др.).

На рис. 227 приведён общий вид электрической дуги между угольными электродами в свободной атмосфере. На рис. 228 та же дуга представлена схематически. *b* — отрицательная кисть (отрицательное пламя), *a* — положительный столб (положительное пламя), *d* — ряд ореолов в виде расплывчатых свечений. Наблюдались случаи, когда ореолы и пламена различной окраски возникали постепенно с увеличением силы тока в дуге.

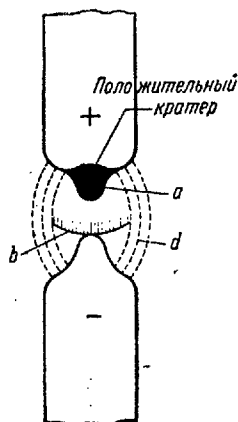


Рис. 228. Расположение частей электрической дуги.

На расположение пламён оказывают влияние конвекционные токи в газе. При горизонтальном расположении электродов пламена дуги вздымаются вверх.

§ 5. Распределение потенциала в дуговом разряде. Распределение потенциала в дуговом разряде изучено менее подробно, чем в тлеющем разряде. В дуговом разряде все линейные размеры катодных частей разряда чрезвычайно малы, а высокая температура дуги и высокое давление не дают возможности использовать метод зондов.

Падение потенциала между электродами дуги складывается из катодного падения U_k , анодного падения U_a и падения в положительном столбе. Сумму катодного и анодного падений можно определить, сближая анод и катод и измеряя напряжение между электродами при очень малом расстоянии между ними [1524].

В случае дуги при низком давлении можно определить разницу потенциалов между двумя точками столба дуги, пользуясь методом зондов Ленгмюра, вычислить отсюда продольный градиент потенциала и подсчитать сумму $U_k + U_a$. Анодное падение можно определить следующим образом. На аноде весь ток разряда определяется потоком электронов, попадающих на анод. Назовём этот ток через i , анодное падение через U_a , работу выхода одного электрона из анода в эл.-в. через ϕ . Тогда количество энергии W , выделяющейся в 1 сек на аноде вследствие удара об него электронов, можно приравнять:

$$W = i(U_a + \phi). \quad (644)$$

При этом мы ввели упрощающие предположения: 1) электроны пробегают свободно всё анодное падение, не обладая начальными скоростями в начале этого пути; 2) электроны от анода не отражаются. При стационарном состоянии количество освобождаемой электронами

энергии W равно количеству энергии S , теряемой анодом вследствие излучения и теплопроводности: $W = S$. Определить S можно [1502], построив анод, нагреваемый специально подведённым током, и измерив, при какой мощности тока температура нагрева анода та же, что и во время дугового разряда. Измерение мощности тока нагрева при прочих равных условиях даёт S . О равенстве температур при разряде и при постоянном нагреве можно судить, измеряя сопротивление анода путём применения весьма слабых токов, не нарушающих теплового равновесия, или пирометрически. Из равенства

$$S = W = i(U_a + \varphi) \quad (645)$$

можно определить U_a , зная S , i и φ .

Подобный же расчёт пытались произвести и для баланса энергии на катоде. Здесь дело усложняется появлением нового неизвестного — отношения части тока, переносимого электронами к общей силе разрядного тока. Усложнение вносит ещё испарение материала катода (что, впрочем, относится также и к расчётам для анода).

В результате всех произведённых до сих пор измерений установлено, что сумма катодного и анодного падений примерно той же величины, что и ионизационный потенциал газа или пара, в котором происходит разряд. О распределении падения потенциала между катодными и анодными частями разряда в коротких дугах могут дать приблизительное представление цифры табл. 38, относящейся к дугам в парах металлов, указанных в первом столбце этой таблицы. Здесь U — общая разность потенциалов между электродами дуги, U_k и U_a — катодное и анодное падение потенциала, I — сила тока в дуге.

Таблица 38 ([II], стр. 655).

	U (вольт)	I (ампер)	U_k (вольт)	U_a (вольт)
Hg {	8,16	очень мало 5—20	5,47	2,69
	$9,20 \pm 0,15$		5,48	3,72
Zn {	$8,80 \pm 0,15$	очень мало 10—30	5,29	3,59
	$10,53 \pm 0,15$		5,25	5,25
Cd	$9,90 \pm 0,15$	10—20	5,02	5,02
Mg	$12,30 \pm 0,15$	10—30	4,90	7,61

Несоответствие в этой таблице между суммой $U_k + U_a$ и U происходит как благодаря ненадёжности измерений, так и потому, что вследствие специфического распределения пространственных зарядов U может быть больше, чем $U_k + U_a$. См. также [1525].

§ 6. Вольтамперная характеристика дугового разряда. В технике при применении дуги Петрова обычно пользуются эмпирической формулой мисс Айртон [1485]

$$U = a + bl + \frac{c + dl}{I}. \quad (646)$$

Здесь U — напряжение между электродами, I — сила тока в дуге, l — длина дуги, a , b , c и d — четыре константы.

Формула характеристики Айртон установлена для дуги между угольными электродами в воздухе. Под l подразумевается расстояние между катодом и плоскостью, проведенной через края «положительного кратера» (рис. 229).

Переписывая формулу Айртон в виде

$$IU = (a + bl)I + (c + dl) \quad (647)$$

или

$$IU = (bl + d)l + (c + aI), \quad (648)$$

закключаем, что между мощностью тока в дуге и силой тока при постоянной длине дуги, а также между мощностью и длиной дуги при постоянной силе тока существует линейная зависимость.

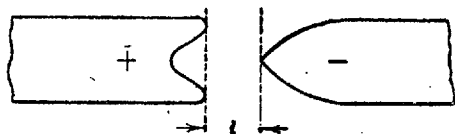


Рис. 229.

В формуле (648) первые два члена, содержащие l множителем, характеризуют собой падение потенциала в положительном столбе; последние два

члена представляют собой сумму катодного и анодного падения $U_K + U_a$.

Константы формулы Айртон зависят от рода газа, от давления газа, а также от условий горения дуги — в закрытом пространстве или свободно, с циркуляцией или без циркуляции газа, и от условий охлаждения электродов, а следовательно, от размеров, формы и прочих свойств углей.

Как пример, можно привести следующие ряды чисел (табл. 39), иллюстрирующих эту зависимость.

Таблица 39

Константы	Воздух без цирку- ляции	Воздух с цирку- ляцией	Ar	CO ₂	N ₂
a	35,7	44,1	24,8	44,5	48,2
b	3,0	2,6	0,9	1,7	2,6
c	114,8	17,8	10,2	10,2	23,3
d	1,8	1,8	0,0	8,7	5,3

Зависимость констант формулы Айртон от давления в случае воздуха приведена в табл. 40.

Формула Айртон годится только для нормальной дуги. При переходе дуги в шипящую дугу в характеристике происходит скачок. Соответствующие характеристики приведены на рис. 230.

Таблица 40

Давление мм Hg	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
740	38,5	2,15	54	6,1
200	35,5	1,84	38	8,3
50	33,7	1,51	26	10,8
10	27,0	1,35	19	13,4
5	23,7	1,20	0	15,7

Если углы дуги не однородны, а содержат сердцевину из солей (для окраски дуги), то характеристика не следует формуле Айртон.

К дуге в воздухе между металлическими электродами формула Айртон приложима в несколько изменённом виде:

$$U = a + bl + \frac{c + dl}{fn}; \quad (649)$$

n различно для разных металлов (от 0,34 до 1,38; для угля $n = 1$). Константы *a*, *b*, *c* и *d* различны для различных металлов и ещё сильнее зависят от внешних условий, чем в случае угольных электродов [1504].

В случае дугового разряда в вакуумированном сосуде, заполненном парами металла (например, ртутная дуга), давление пара зависит от температуры наиболее холодных частей сосуда, а следовательно, и от силы разрядного тока.

Вольт

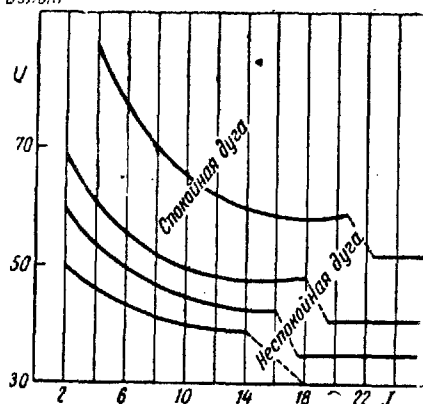


Рис. 230. Характеристика при переходе нормальной электрической дуги в шипящую.

В этом случае характеристика принимает совершенно другую форму и может быть возрастающей. Ход характеристики при этом сильно зависит от условий охлаждения всей трубки.

Вследствие большого влияния температуры катода на процессы в дуговом разряде в последнем, более чем в какой-либо другой форме разряда, наблюдается явление гистерезиса. Динамическая характеристика дугового разряда сильно отличается от статической. Вид динамической характеристики зависит от быстроты изменения режима дуги. Практически

наиболее важна характеристика дуги при питании переменным током. Одновременное осциллографирование тока и напряжения даёт картину, изображённую на рис. 231.

Начерченная по этим кривым характеристика дуги за целый период имеет вид, представленный на рис. 232.

Катод, не успевший ещё охладиться после разряда, имевшего место в предыдущем периоде тока, с самого начала периода, когда внешняя э. д. с. проходит через нуль, уже эмиттирует электроны. От точки O до точки A характеристика соответствует несамостоятельному разряду, источником которого являются эмиттируемые катодом электроны. В точке A происходит переход разряда из несамостоятельного в самостоятельный. После точки зажигания дуги A разрядный ток быстро увеличивается, при наличии сопротивления во внешней цепи, напряжение между электродами дуги падает, хотя внешняя

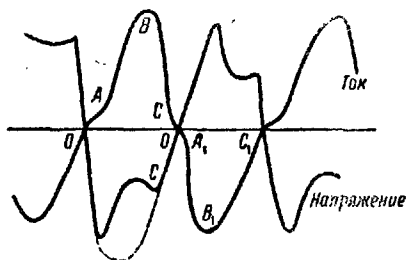


Рис. 231. Осциллограмма тока и напряжения электрической дуги. Точки $A, B, C...$ соответствуют точкам, обозначенным теми же буквами на рис. 232.

э. д. с. (пунктир на рис. 231) ещё некоторое время увеличивается. С уменьшением напряжения и тока, даваемого внешним источником, разрядный ток начинает уменьшаться.

С уменьшением тока в дуге напряжение между её электродами может вновь возрасти в зависимости от внешнего сопротивления; но часть BC характеристики на рис. 232 может быть и горизонтальной или иметь противоположный наклон. Наконец, достигается такой температурный режим, при котором самостоятельный разряд при данной эмиссии с катода и данном напряжении между электродами дуги существовать более не может. Этому режиму соответствует точка C , называемая «точкой потухания дуги». После точки C ток несамостоятельного разряда уменьшается до нуля вместе с уменьшением напряжения между электродами. После перехода напряжения через нуль роль катода начинает играть прежний анод. Возрастание разрядного тока в начале полупериода идёт медленнее, чем спадание тока в конце.

На вид динамической характеристики оказывают влияние все условия, определяющие режим дуги: расстояние между электродами,

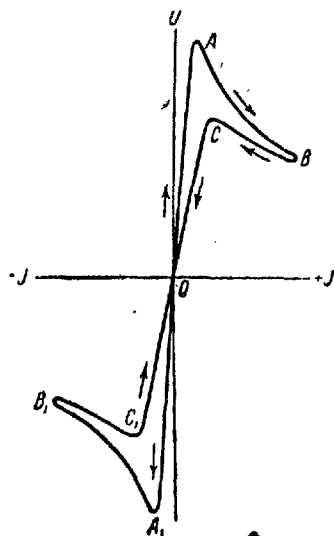


Рис. 232. Динамическая характеристика электрической дуги.

величина внешнего сопротивления, самоиндукция внешней цепи, частота переменного тока, питающего дугу, и т. п.

С увеличением расстояния между электродами увеличивается потенциал зажигания дуги, и вся динамическая характеристика растягивается в вертикальном направлении. Такое же влияние оказывает увеличение внешнего сопротивления. Самоиндукция во внешней цепи уменьшает быстроту изменения силы тока и приводит к сглаживанию острых углов характеристики.

Если на электроды дуги, питаемой постоянным током, наложить переменное напряжение амплитуды, меньшей, чем напряжение питающего дугу постоянного тока, то характеристика получается в виде замкнутой кривой, охватывающей статическую характеристику с двух сторон (рис. 233).

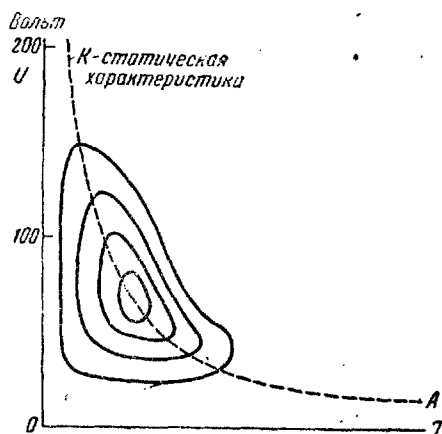


Рис. 233. Характеристика электрической дуги при наложении переменного напряжения на постоянное.

При увеличении частоты переменного тока ось этой петли поворачивается, сама петля сплющивается и стремится принять вид отрезка прямой, проходящей через начало координат, — рис. 234.

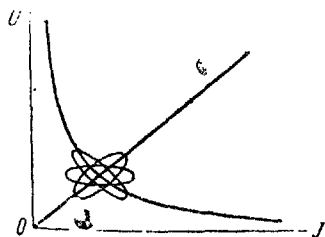


Рис. 234. Изменение характеристики при повышении частоты переменного тока, наложенного на постоянный.

При очень малой частоте петля характеристики наоборот превращается в отрезок статической характеристики. Это объясняется тем, что все внутренние параметры разряда, в частности концентрация ионов и электронов, успевают в каждый данный момент принимать значения, соответствующие стационарному разряду при данных I и U . Наоборот, при очень быстром изменении U параметры разряда совершенно не успевают изменяться, и поэтому становится справедливым закон Ома, и I оказывается пропорциональным U (прямая, проходящая через начало координат).

При увеличении частоты переменного тока петля характеристики рис. 234 становится почти во всех своих точках возрастающей, несмотря на то что при тех же условиях статическая характеристика — падающая. Так как во всех схемах, служащих для

генерации колебаний, существенными являются элементы схемы, имеющие падающую характеристику, то это видоизменение характеристики дугового разряда с увеличением частоты кладёт предел применению дуги для генерации высокочастотных колебаний.

Между металлическими электродами нельзя поддерживать дугу при низких частотах вследствие быстрого охлаждения электродов. Но при высоких частотах это вполне возможно. Дуга между металлическими электродами в водороде обладает при частоте 500 000 пер/сек такими же свойствами, как дуга в воздухе между угольными электродами при 50 пер/сек. О характеристике дуги смотри также [1505, 1534—1538, 1572].

В связи с ходом характеристики дугового разряда и с возможностью полной ионизации газа в дуге стоит вопрос об обрыве дуги при очень сильных токах и малом давлении газа [1547—1549]. В явлении обрыва дуги очень существенную роль играет значительное уменьшение плотности газа, вследствие электрофореза и отсоса ионов к стенкам, особенно в таких местах, где разрядный промежуток сильно сужен. Практически это приводит к необходимости избегать таких чрезмерных сужений при постройке ртутных выпрямителей на очень большие силы тока.

Исследования дуги при атмосферном давлении и больших токах см. [1550]. Об электрической дуге в связи с дуговой сваркой см. [1486].

§ 7. Обратная электродвижущая сила электрической дуги. Основной расчётной формулой электротехники является закон Ома, применимый во всех встречающихся на практике случаях кроме газового разряда. Вполне естественно, что электрики, имевшие первое дело с электрической дугой, пытались применить закон Ома также и в этом случае. Для получения результатов расчёта по закону Ома, согласных с действительностью, им пришлось ввести представление об *обратной электродвижущей силе* дуги. По аналогии с явлениями в гальванических элементах предполагаемое появление этой э. д. с. называли *поляризацией дуги*. Вопросу об обратной э. д. с. дуги посвящён целый ряд старых работ, в том числе из русских учёных работы Лачинова [42] и В. Ф. Миткевича [43]. Дальнейшее развитие представлений об электрических разрядах в газах показало, что такая постановка вопроса является чисто формальной и может быть с успехом заменена представлением о криволинейной падающей характеристике дуги. Такой ход вольтамперной характеристики находит объяснение в современных теориях разряда. Справедливость этой точки зрения подтверждается невозможностью непосредственно обнаружить экспериментально обратную э. д. с. электрической дуги.

§ 8. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда. При техническом применении дуги для освещения пользуются в некоторых случаях излучением газа (например, ртутные дуги или дуги в неоне и дуги с угольными электродами в воздухе содержащими сердцевину из летучих солей металлов). В случае обычно

венной дуги в воздухе между угольными электродами преобладает излучение раскалённых электродов, главным образом, положительного кратера.

Излучение анода, как излучение твёрдого тела, обладает сплошным спектром. Интенсивность его определяется температурой анода. Последняя является характерной для дуги в атмосферном воздухе при аноде из какого-либо данного материала, так как температура анода от силы тока не зависит и определяется исключительно температурой плавления или возгонки материала анода. Эта температура зависит от давления, под которым находится плавящееся или возгоняемое тело. Поэтому температура анода, а следовательно, и интенсивность излучения положительного кратера зависит от давления, при котором горит дуга. В этом отношении известны классические опыты Луммера [1506, 1507], а затем Кона и Гукеля [1508] с угольной дугой под давлением, приведшие к получению очень высоких температур. При атмосферном давлении температура положительного кратера дуги между угольными электродами в воздухе 4200—4300° К. Об изменении температуры положительного угольного кратера с давлением даёт понятие таблица 41, а также кривая рис. 235.

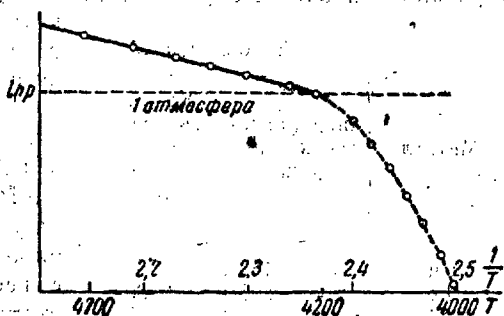


Рис. 235. Изменение температуры анода электрической дуги при повышении давления. Шкала по оси ординат логарифмическая.

Таблица 41

Давление в атм	0,1	0,5	1,0	2	10	20
Абсолютная температура в °К . . .	3940	4145	4200	4900	6520	7560

Прямая линия, на которую на этом чертеже укладываются точки для давлений от 1 атм и выше, служит подтверждением предположения, что температура положительного кратера определяется температурой плавления или возгонки вещества анода, так как в этом случае по формулам термодинамики должна существовать линейная зависимость между $\ln p$ и $\frac{1}{T}$. Отступления от линейной зависимости

при более низких давлениях находят своё объяснение в побочных обстоятельствах. Температура катодного пятна дуги в атмосферном воздухе всегда на несколько сот градусов ниже температуры положительного кратера. Для металлических электродов можно привести ориентировочно данные таблицы 42.

В последних трёх случаях этой таблицы (Al, Mg и Zn) температура анода и катода определяется температурой плавления оксидов, которыми соответствующие металлы покрываются при горении дуги в воздухе.

Высокие температуры частей дуги Петрова не могут быть определены при помощи термоэлементов или болометров. Температура электродов определяется пирометрически по излучению, с необходимыми поправками на отступления от законов излучения чёрного тела. Один из старых способов определения температуры в пространстве между электродами такой: при помощи объектива получали действительное изображение дуги на экране

Т а б л и ц а 42

Металл	Анод (в градусах Кельвина)	Катод (в градусах Кельвина)
Cu	2430—2450	—
Fe	2535—2505	2430
Ni	2430—2450	2365
Wo	4150—4250	3000
Al	3400	
Mg	3000	
Zn	2300	

и определяли температуру термоэлемента, помещённого в различных точках этого изображения.

Принимая, что температура термоэлемента в каждой точке изображения пропорциональна температуре в соответствующей точке дуги, определяли относительные температуры различных точек дуги. Вводили в какую-либо точку дуги небольшой угольный штабик и определяли истинную температуру штабика по излучению этого штабика. Затем пересчитывали найденные ранее относительные значения температуры на истинные [1569].

Однако в настоящее время результаты измерений температуры в дуге, произведённые этим методом и приведённые в ряде учебников, надо считать устаревшими и относящимися к частным случаям эксперимента.

В настоящее время для определения температуры в дуге применяют спектральные методы [1509]. Среднюю температуру газа в положительном столбе дугового разряда можно также определить, измеряя скорость распространения звука в разрядной трубке [1510]. Оказалось, что при больших силах тока температура газа в дуге Петрова может быть выше температуры анода и достигает 6000°K и выше [1571]. Такие высокие температуры газа характерны для дугового разряда под атмосферным давлением. В случае очень больших давлений (десятки и сотни атмосфер) температура в цен-

тральных частях отшнуровавшегося положительного столба дуги доходит до $10\,000^\circ\text{K}$. В дуговом разряде при низких давлениях температура газа в положительном столбе того же порядка, как и в положительном столбе тлеющего разряда.

Об определении температуры газа в дуговом разряде см. также [1543—1546, 1568].

На вопрос о том, почему в дуге между угольными электродами в воздухе (а также между вольфрамовыми электродами в соответствующем инертном газе) температура положительного кратера дуги выше, чем температура катода, в первом приближении можно ответить так. На аноде весь ток переносится электронами, бомбардирующими и нагревающими анод. Электроны отдают аноду не только всю приобретённую в области анодного падения кинетическую энергию, но ещё и работу выхода («скрытую теплоту испарения электронов»). Напротив, на катод попадает и его бомбардирует и нагревает лишь малое число положительных ионов по сравнению с числом электронов, попадающих на анод при той же силе тока. Остальная часть тока на катоде осуществляется электронами, на выход которых в случае термоэлектронной дуги затрачивается энергия за счёт тепловой энергии катода. Более точный ответ мог бы быть дан только при полном учёте баланса энергии как на аноде, так и на катоде.

На электроды дуги действуют механические силы подобно тому, как и в тлеющем разряде. Причинами возникновения этих сил являются электростатические силы между зарядами электродов и пространственными зарядами в дуге, бомбардировка электродов ионами и электронами, аэродинамическое действие потоков газа и, наконец, «реактивное давление испарения» материала электродов [1511—1513, 1539]. Большое число действующих причин приводит к сложному характеру наблюдаемых явлений.

О распылении и обгорании электродов дуги см. [1541—1542].

§ 9. Генерация незатухающих колебаний при помощи электрической дуги. Благодаря тому, что дуга имеет падающую характеристику, она может быть использована в качестве генератора незатухающих колебаний. Схема такого дугового генератора представлена на рис. 236. Условия генерации колебаний в такой схеме выведены в гл. XII при рассмотрении внешних условий устойчивости разряда и даются неравенством

$$\frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)^2. \quad (650)$$

Так как необходимо, чтобы колебания не затухали, а наоборот, раскачивались до возможно большей постоянной амплитуды, величина которой в конечном итоге определяется условием равенства затрачиваемой источником тока и расходуемой колебательным контуром энергии, то величина δ в показателях формулы (472) гл. XII должна

быть меньше нуля. Это приводит к следующему условию генерации колебаний в добавление к (650):

$$\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} < 0. \quad (651)$$

Для того чтобы колебания контура, представленного на схеме рис. 236, были синусоидальными, надо, чтобы в течение одного периода колебаний дуга не затухала. А для этого нужно, чтобы алгебраическая сумма силы постоянного тока, питающего дугу, и наибольшего значения силы переменного колебательного тока, при противоположном направлении последнего, была больше той минимальной силы тока, при которой дуга ещё поддерживается. Разность э. д. с. источника E и амплитуды колебаний потенциала конденсатора C должна быть больше минимального потенциала, необходимого для поддержания дуги. Такие колебания называются колебаниями первого рода.

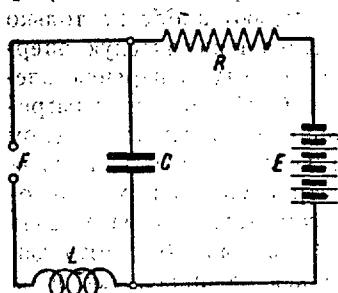


Рис. 236. Принципиальная электрическая схема дугового генератора.

Если в течение некоторой доли периода колебаний разность потенциалов между электродами дуги приобретает столь малые значения, что дуга прекращается и затем вновь зажигается лишь после того, как в течение следующего периода разность потенциалов между электродами вновь возрастает до потенциала зажигания дуги, то генерируемые колебания сильно отступают от синусоидальной формы и называются колебаниями второго рода.

Если же разность потенциалов между электродами дуги становится настолько малой, что дуга прекращается и затем вновь зажигается лишь после того, как в течение следующего периода разность потенциалов между электродами вновь возрастает до потенциала зажигания дуги, то генерируемые колебания сильно отступают от синусоидальной формы и называются колебаниями второго рода.

Наконец, колебания третьего рода получаются тогда, когда амплитуда колебаний потенциала на электродах дуги настолько велика, что во вторую половину периода вновь получается зажигание дуги при обратном направлении тока.

Колебания третьего рода применяются, когда надо иметь мощные колебания; колебания первого рода, — когда надо иметь по возможности чистые синусоидальные колебания.

Применявшийся лет тридцать тому назад для целей радиотелеграфии дуговой генератор носил название генератора Паульсена.

Для правильной работы этого генератора очень важен стационарный режим дуги. Один из способов осуществления такого режима — продувание через дугу непрерывной струи водорода или паров спирта.

Приведённые выше формулы (650) и (651) соответствуют весьма упрощённой теории колебаний дуги. При более строгом рассмотрении приходится считаться с особенностями динамической характеристики дуги. При применении формул (650) и (651) U' приходится брать не из статической характеристики, а из «средней

характеристики», построенной на основании восходящей и нисходящей ветвей динамической характеристики [1514].

При изменении силы тока в дуге Петрова изменяются температура и плотность газа, а также интенсивность аэродинамических потоков. При подборе соответствующего режима эти изменения приводят при генерации электрических колебаний при помощи электрической дуги также и к возникновению акустических колебаний в окружающем воздухе. В результате получается так называемая *поющая дуга Дудделя*, воспроизводящая довольно чистые музыкальные тона. Поющая дуга может быть применена в качестве громкоговорителя путём модуляции силы тока, питающего дугу.

Исследования дугового разряда см. ещё [1540, 1551—1560, 1563—1567, 1570, 1578—1589, 1591, 1592].

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЫСОКОМ И СВЕРХВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ [1593]

§ 1. Элементарные процессы в шнуровом разряде. С увеличением давления газа и с увеличением плотности тока температура по оси положительного столба, отшнуровавшегося от стенок разрядной трубки, поднимается всё больше и больше. Процессы ионизации начинают принимать характер, всё более и более соответствующий чисто термической ионизации. Средняя кинетическая энергия электронов плазмы приближается к средней кинетической энергии частиц нейтрального газа. Степень ионизации начинает зависеть почти исключительно от температуры газа. Плазма становится близкой по своим свойствам к изотермической плазме. Всё это позволяет решать задачу о нахождении различных параметров разряда, в том числе продольного градиента поля в зависимости от плотности разрядного тока, на основании термодинамических и статистических соотношений. Исходными положениями новой теории, развитой голландскими физиками Эленбасом и другими [1594—1596], служат уравнение Сага (201) для термической ионизации и применение теоремы Больцмана к концентрации возбуждённых атомов n_a в виде соотношения

$$n_a = n g e^{-\frac{eU_a}{kT}}, \quad (652)$$

где n_a — концентрация возбуждённых атомов, n — концентрация нормальных атомов, U_a — энергия возбуждения данного уровня в электрон-вольтах, T — температура газа в $^{\circ}\text{K}$; g — отношение статистических весов $\frac{g_a}{g_n}$ возбуждённого и нормального состояния атома. Температура электронного газа принимается равной температуре нейтрального газа. Для упрощения задача решается так, как будто бы все возбуждённые атомы находятся на одном и том же условном уровне возбуждения. Разрядная трубка предполагается расположенной вертикально. В любом другом положении конвекционные потери газа искажают осевую симметрию режима газа.

§ 2. Дифференциальное уравнение равновесной плазмы. Законы подобия шнурового разряда. Обозначим внутренний радиус разрядной трубки через R_1 , расстояние какой-либо точки от оси

трубки через r . Проведём в трубке на расстоянии одного сантиметра один от другого два сечения, перпендикулярные к оси трубки, и выделим между ними элементарный объём dV_1 кольцеобразной формы при помощи двух концентрических цилиндров с радиусами r и $r + dr$, рис. 237. Обозначим количество энергии, выделяемой разрядом в единицу времени, приходящееся на единицу длины трубки, через N_1 , а на рассматриваемый нами элементарный объём — через dN_1 .

Количество энергии, излучаемой в единицу времени газом, заключённым в единицу длины всей трубки и в нашем элементарном объёме, — через S_1 и dS_1 . Так как температура газа по оси трубки много выше, чем температура её стенок, то внутри трубки существует непрерывный радиальный поток тепла через газ по направлению от оси к стенке.

Обозначим через dL_1 избыток количества тепла, покидающего в единицу времени рассматриваемый элемент объёма через его внешнюю границу путём теплопроводности, над количеством тепла, проникающего в тот же объём в единицу времени через его внутреннюю границу со стороны оси трубки. Допустим, что конвекционные потоки газа, которые необходимо, должны иметь место, строго вертикальны и не нарушают теплового режима газа. Условие теплового баланса рассматриваемого элементарного объёма напишем в общем виде так:

$$dN_1 = dL_1 + dS_1. \quad (653)$$

Вследствие наличия осевой симметрии все величины, характеризующие состояние газа или его частиц, а также режим разряда, одинаковы для точек, находящихся на одном и том же расстоянии r от оси. Так как площадь основания рассматриваемого элементарного объёма равна $2\pi r dr$, то для мощности, выделяемой в этом объёме, можем написать:

$$dN_1 = 2\pi r j_r E_z dr, \quad (654)$$

где j_r — плотность тока на расстоянии r от оси, а E_z — продольный градиент поля, одинаковый по всему поперечному сечению трубки. Обозначая коэффициент теплопроводности газа при температуре T через λ_T , напишем для dL_1 , пренебрегая членами высшего порядка малости:

$$\begin{aligned} dL_1 &= 2\pi(r + dr) \left(\lambda_T \frac{dT}{dr} \right)_{r+dr} - 2\pi r \left(\lambda_T \frac{dT}{dr} \right)_r = \\ &= 2\pi \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \cdot \frac{dT}{dr} \right) dr. \end{aligned} \quad (655)$$

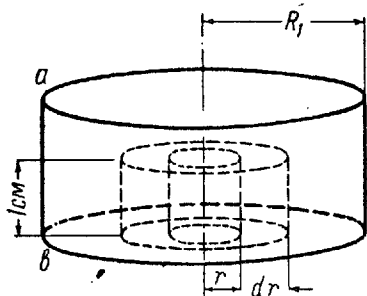


Рис. 237. К выводу дифференциального уравнения шнуrowого разряда.

Допустим, что излучаемая газом энергия целиком покидает разрядный промежуток без заметной реабсорбции в газе. Такое допущение можно сделать потому, что поглощаемое газом резонансное излучение составляет при большом давлении лишь незначительную долю общего излучения газа. Так как излучаемая за единицу времени энергия пропорциональна концентрации возбуждённых атомов n_a , то для dS_1 можем написать

$$dS_1 = 2\pi r dr \cdot C \cdot n_a, \quad (656)$$

где C — постоянный множитель, не зависящий от T . Подстановка значений (655) и (656) в (653) даёт

$$2\pi r j_r E_z dr = 2\pi \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \frac{dT}{dr} \right) dr + 2\pi r C n_a dr. \quad (657)$$

Пренебрегая весьма малой долей тока, приходящейся на долю положительных ионов, и обозначая подвижность электронов через K_e , можем написать на основании такого же подсчёта, как тот, который привёл нас на стр. 21 к соотношению (3),

$$j = n_e e K_e E_z. \quad (658)$$

Обозначим правую часть уравнения Сага

$$\alpha^2 p = A T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}} \quad (659)$$

через $f_1(T)$, а p в левой части заменим через $n k T$, где n — концентрация нейтральных частиц газа. Найдём:

$$\alpha^2 = \frac{f_1(T)}{n k T}; \quad (660)$$

n пропорционально массе газа, заключённого в единице длины трубки g_1 , и обратно пропорционально квадрату радиуса трубки R_1 :

$$n = C_1 \frac{g_1}{R_1^2}, \quad (661)$$

так как плотность газа по оси обратно пропорциональна температуре на оси T .

Поэтому вместо (660) можем написать:

$$\alpha = \frac{R_1}{\sqrt{g_1}} \left(\frac{f_1(T)}{C_1 k T} \right) = \frac{R_1}{\sqrt{g_1}} f_2(T). \quad (662)$$

Согласно соотношению (263) скорость движения электрона в газе, в поле напряжённости E_z ,

$$u = K_e E_z = a \frac{e \lambda_e}{m v} E_z, \quad (663)$$

где $\bar{v}$ — средняя арифметическая скорость теплового движения электронов, прямо пропорциональная квадратному корню из температуры электронного газа, в то время как λ_e обратно пропорционально n . Следовательно,

$$K_e = \frac{C_2}{n\sqrt{T}}. \quad (664)$$

Согласно определению, величины α

$$n_e = \alpha n. \quad (665)$$

Из (658), (664), (665) и (662) следует

$$j_r = \frac{E_r R_1}{g_1^2} C_2 \frac{f_2(T)}{T^2}, \quad (666)$$

где T — температура газа на расстоянии r от оси.

Из (666) и (654) следует:

$$dN_1 = 2\pi r \frac{E_r R_1}{g_1^2} C_2 \frac{f_2(T)}{T^2} dr = 2\pi r \frac{E_r R_1}{g_1^2} f_8(T) dr. \quad (667)$$

Согласно уравнению Больцмана (652),

$$n_e = n e^{-\frac{eU_e}{kT}} = C_1 \frac{g_1}{TR_1^2} e^{-\frac{eU_e}{kT}} = \frac{g_1}{R_1^2} f_4(T). \quad (668)$$

Вставляя это значение n_e в (656) и заменяя $Cf_4(T)$ через $f_6(T)$, находим

$$dS_1 = \frac{g_1}{R_1^2} 2\pi r f_6(T) dr. \quad (669)$$

Подстановка (667), (655) и (669) в (653) даёт

$$\frac{E_r^2 R_1}{g_1^2} f_8(T) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \frac{dT}{dr} \right) + \frac{g_1}{R_1^2} f_6(T) dr. \quad (670)$$

В уравнении (670)

$$f_8(T) = \frac{C_2 AT}{C_1 K} e^{-\frac{eU_e}{kT}} \quad (671)$$

и

$$f_6(T) = \frac{CC_1}{T} e^{-\frac{eU_e}{kT}}, \quad (672)$$

а также λ_T — функции одного только переменного T . Поэтому (670) представляет собой дифференциальное уравнение, связывающее переменные r и T . Граничными условиями, которым должно удовлетворять решение этого уравнения, являются: а) при $r = R$, $T = T_0$,

где $T_{\text{от}}$ — температура стенки разрядной трубки; б) при $r=0$; $\frac{dT}{dr}=0$, так как на оси трубки температура газа имеет максимальное значение. Все величины, характеризующие разряд, являются известными нам функциями от T . Поэтому решение уравнения (670) могло бы дать полное решение всех количественных вопросов, связанных с данным типом разряда. Однако значение уравнения (670) заключается, главным образом, в том, что путём перехода к безразмерным величинам оно приводит к специфическим для данного типа разряда «законам подобия», позволяющим переносить количественные результаты, установленные, хотя бы экспериментально, для одних значений N_1 , R_1 и g_1 , на режим разряда при других значениях этих величин. Этот приём совершенно аналогичен тому, который применяется для решения некоторых задач гидродинамики, также лишь на основании анализа дифференциального уравнения и экспериментальных измерений на моделях, построенных в соответствии с законами подобия гидродинамики. В данном случае подобными являются два разряда, в которых в соответственных точках, характеризующих одной и той же величиной отношения $\frac{r}{R_1}$, температура

газа одна и та же. Практически наиболее существенными являются следующие два закона подобия, установленные Эленбасом [1597]:

1-й закон подобия: «Два дуговых разряда высокого давления в цилиндрических трубках разного диаметра $2R_1 \neq 2R_1'$, но наполненных газом так, что на каждый сантиметр длины той и другой трубки приходится одно и то же количество газа $g_1 = g_1'$, являются подобными в том случае, если $N_1 = N_1'$, т. е. если расход мощности на единицу длины трубки в обоих случаях один и тот же».

2-й закон подобия: «Два дуговых разряда в парах ртути в цилиндрических трубках различного диаметра $2R$ и $2R_1$, наполненных так, что на один сантиметр длины каждой из трубок приходится различные количества паров ртути g_1 и g_1' , являются подобными, если расходуемые на единицу длины каждой трубки мощности N_1 и N_1' относятся, как $(8,5 + 5,75 g_1)$ относится к $(8,5 + 5,75 g_1')$, т. е. если $\frac{N_1}{N_1'} = \frac{8,5 + 5,75 g_1}{8,5 + 5,75 g_1'}$. При этом предполагается, что ртуть в разряде полностью перешла в парообразное состояние. Коэффициенты 8,5 и 5,75 для разряда в парах ртути определены Эленбасом экспериментально.

О других исследованиях разряда при сверхвысоком давлении см. [1598—1603, 1615].

§ 3. Приближённое решение задачи для случая дугового разряда в парах ртути высокого и сверхвысокого давления. Мощность излучения S_1 очень сильно возрастает с увеличением мощности разряда N_1 . Поэтому, как показывает опыт, температура газа на оси трубки с увеличением N_1 возрастает медленно, а следова-

тельно, медленно возрастает и L_1 — мощность, отдаваемая окружающей среде в виде тепла стенками трубки. В первом приближении для упрощения решения задачи можно положить $L_1 = \text{const}$. Это равносильно допущению, что весь прирост N_1 компенсируется приростом излучения S_1 . Весь электрический и тепловой режим разряда определяется однозначно величинами N_1 , g_1 и R_1 . Найдём приближённое выражение для градиента E_z как функции этих величин. Температура T входит в уравнение Саха и в уравнение Больцмана в аргументе показательной функции. Поэтому все процессы, имеющие место во внешней области трубки, в которой T более или менее быстро уменьшается с увеличением r и которая лежит вне «шнура» разряда, играют лишь второстепенную роль для режима разряда в целом. Диаметр разряда $2R_1$ можно заменить эффективным диаметром $2R$, приблизительно равным диаметру отшнуровавшегося положительного столба и пропорциональным диаметру трубки $2R_1$. Внутри этой эффективной центральной области разряда действительную температуру, различную на различных расстояниях r от оси, можно заменить одной эффективной температурой $T_{\text{эф}}$, подобранной так, чтобы получить тот же разрядный ток, который действительно имеет место в трубке. $T_{\text{эф}}$ меньше действительной температуры на оси трубки T_{max} только на небольшую величину. Постоянному $T_{\text{эф}}$ соответствует и постоянная плотность тока j в эффективной области разряда. Из (658), (659), (664), (665) и (660) находим

$$j = \text{const} \cdot g_1^{\frac{1}{2}} R_1 E_z T_{\text{эф}}^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_t}{2kT_{\text{эф}}}}. \quad (673)$$

Множитель $T_{\text{эф}}^{\frac{5}{2}}$ меняется с увеличением $T_{\text{эф}}$ много медленнее, чем экспоненциальная функция $e^{-\frac{eU_t}{2kT_{\text{эф}}}}$. Можно пренебречь изменением этого множителя по сравнению с изменением экспоненциальной функции, т. е. заменить $T_{\text{эф}}^{\frac{5}{2}}$ постоянной величиной и включить последнюю в const. Таким образом (673) упрощается в

$$j = \text{const} g_1^{-\frac{1}{2}} R_1 E_z e^{-\frac{eU_t}{2kT_{\text{эф}}}}. \quad (674)$$

Сила разрядного тока

$$I = \pi R^2 \cdot j = \text{const} \cdot g_1^{\frac{1}{2}} R_1^3 E_z e^{-\frac{eU_t}{2kT_{\text{эф}}}}. \quad (675)$$

Все постоянные множители включены здесь в const (в том числе фактор пропорциональности между R и R_1). Далее находим

$$N_1 = I E_z = \text{const} \cdot g_1^{-\frac{1}{2}} R_1^3 E_z^2 e^{-\frac{eU_t}{2kT_{\text{эф}}}} \quad (676)$$

и отсюда

$$E_z = \text{const } N_1^{\frac{1}{2}} g_1^{\frac{1}{4}} R_1^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{eU_4}{4kT_{\text{эф}}}} \quad (677)$$

Напишем для условного уровня m , согласно (652), принимая во внимание что, интенсивность излучения пропорциональна концентрации возбужденных атомов:

$$S_1 = \text{const} \cdot g_1 e^{-\frac{eU_m}{kT_{\text{эф}}}} \quad (678)$$

Исключив $T_{\text{эф}}$ из (677) и (678) и заменив S_1 через $N_1 - L_1$, согласно общему балансу энергии,

$$N_1 = S_1 + L_1, \quad (679)$$

имеем

$$E_z = \text{const} \frac{N_1^{\frac{1}{2}} g_1^{\frac{1}{4}} + \frac{U_4}{4U_m}}{R_1^{\frac{3}{2}} (N_1 - L_1) \frac{U_4}{4U_m}} \quad (680)$$

(680) показывает, что при одном и том же количестве g_1 паров ртути в разрядной трубке, приходящемся на один сантиметр длины

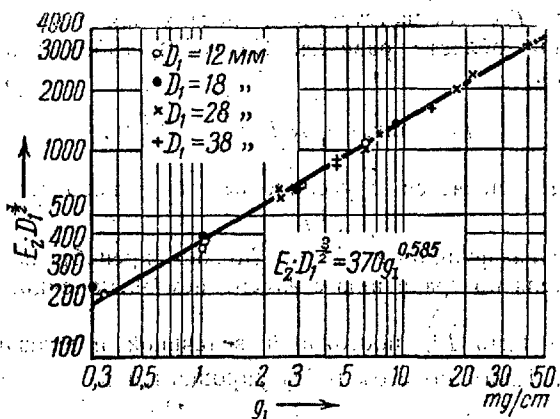


Рис. 238. График зависимости произведения $E_z D_1^{\frac{3}{2}}$ от величины g_1 . — формула $E_z D_1^{\frac{3}{2}} = 370 g_1^{0,585}$. Масштаб по обеим осям логарифмический.

трубки и при одной и той же мощности разряда N_1 градиент в плазме ртутного разряда при высоком и сверхвысоком давлении обратно пропорционален радиусу разрядной трубки в степени $\frac{3}{2}$.

$$E_z D_1^{\frac{3}{2}} = \text{const}, \quad (681)$$

где $D_1 = 2R_1$ — диаметр разрядной трубки. При постоянном N_1 , но разных значениях g_1

$$E_z D_1^{\frac{8}{3}} = \text{const} \cdot g_1^{\frac{1}{4}} + \frac{U_t}{4U_m} \quad (682)$$

В полном согласии с этой формулой при нанесении на чертеже экспериментальных значений величины $E_z D_1^{\frac{8}{3}}$ как функции от g_1 , при логарифмическом масштабе как по оси абсцисс, так и по оси ординат получается прямая линия — рис. 238. Тангенс угла наклона этой прямой должен удовлетворять соотношению

$$\text{tg } \varphi = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{U_t}{U_m} \right). \quad (683)$$

Значение $\text{tg } \varphi$, найденное из этого графика, равно 0,585. Отсюда высота условного усреднённого возбуждённого уровня для паров ртути

$$U_m = \frac{3}{4} U_t = \frac{3}{4} \cdot 10,4 = 7,8 \text{ эл.-в.}$$

Подстановка этого численного значения в (680) даёт для подсчёта градиента E_z при данных N_1 , g_1 и R_1 :

$$E_z = \text{const} \frac{N_1^{\frac{1}{3}} g_1^{\frac{7}{12}}}{R_1^{\frac{8}{3}} (N_1 - L_1)^{\frac{1}{3}}}. \quad (684)$$

Значение константы формулы (684) и значение L_1 можно определить из эксперимента. Решая задачу о минимуме E_z как функции N_1 , находим, что при постоянных g_1 и R_1 , E_z имеет наименьшее значение при $N_1 = 3L_1$. Как показывает кривая рис. 239, соответствующее значение N_1 равно 28 *ватт/см*. Отсюда $L_1 = 9,3$ *ватт/см*. Для

константы формулы (684) эксперимент даёт значение $85 \cdot 2^{\frac{3}{2}}$. Минимальное значение градиента E_z , соответствующее $N_1 = 28$ *ватт/см*, оказывается равным

$$E_{z \min} = 370 \cdot g_1^{\frac{7}{12}} \cdot D_1^{-\frac{8}{3}}. \quad (685)$$

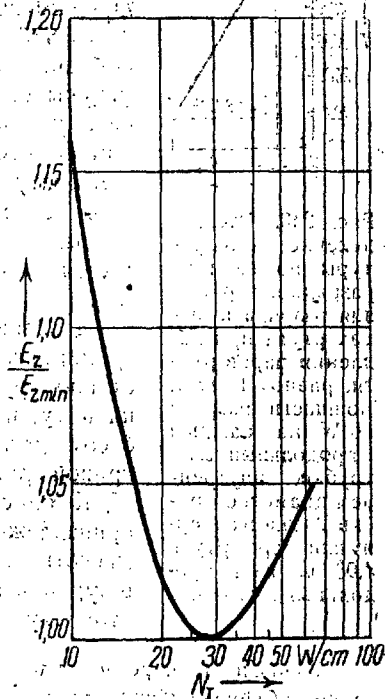


Рис. 239. Зависимость отношения градиента E_z к его минимальному значению $E_{z \min}$ от мощности разряда N_1 при заданных g_1 и D_1 .

При малых значениях N_1 нельзя L_1 считать постоянным; $\ln(E_z D_1^{\frac{3}{2}})$ более не представляет собой линейной функции от $\ln g_1$; (681), (682) и (684) более не верны.

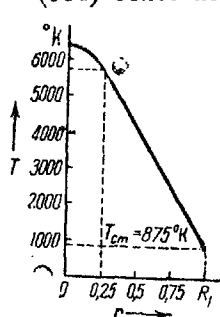


Рис. 240. Распределение температуры по радиусу разрядной трубки для разряда в парах ртути при давлении паров ртути, равном 1 атм, мощности разряда 40 W в каждый продольный см трубки, внутреннем диаметре трубки 20 мм и содержании паров ртути 3,06 мг на 1 продольный см трубки.

Основываясь на вероятном ходе изменения λ_T с температурой, Эленбас построил кривую, довольно точно изображающую зависимость T от r для частного случая $N_1 = 40$ ватт/см, $D_1 = 20$ мм, $g_1 = 3,06$ мг/см, $p = 760$ мм Hg, $T_{ст} = 875^\circ \text{K}$ и $T_{\max} = 6400^\circ \text{K}$. Величина $T_{\max}$ выбрана не произвольно, а вытекает из температуры стенок $T_{ст}$ и соотношения между давлением p и количеством ртути в каждом продольном сантиметре трубки g_1 ¹⁾. Зная распределение температуры по радиусу, можно было подсчитать все параметры разряда, в том числе и разрядный ток I . Эксперимент показал для этого случая хорошее совпадение теории с опытом.

Давление в трубке — в одну атмосферу — контролировалось тем, что размягчённое при 875°K стекло трубки не прогибалось в опыте Эленбаса ни в ту, ни в другую сторону. Найденное Эленбасом распределение температуры представлено кривой рис. 240.

К описанному в этой главе типу разряда принадлежит также и положительный столб (пламя) дуги Петрова, представляющий собой шнур почти изотермической плазмы. Однако в этом случае граничные условия на стенках труб-

¹⁾ Обозначим через g_{Hg} массу одного атома ртути. В каждом элементарном объёме трубки на расстоянии r от оси (рис. 237) находится $2\pi r n dr = \frac{2\pi p r}{kT} dr$ атомов ртути. В каждом продольном сантиметре трубки атомов ртути будет

$$\frac{g_1}{g_{\text{Hg}}} = \frac{\pi p}{k} \int_0^{R_1} \frac{2r dr}{T}. \quad (686)$$

(686) можно переписать в виде

$$\int_0^R \frac{d(r^2)}{T} = \frac{k g_1}{\pi g_{\text{Hg}} p}. \quad (687)$$

В (687) правая часть известна. Эленбас подбирает такое значение $T_{\max}$, чтобы при принятом им ходе зависимости λ_T от T и вытекающем отсюда ходе кривой $\frac{1}{T} = f(r^2)$ левая часть выражения (687) равнялась правой.

ки отпадают и должны быть заменены условиями в пограничном слое шнура разряда. Радиус этого шнура в свою очередь должен быть определен из законов амбиполярной диффузии, законов образования отрицательных ионов в пограничном слое и из условий теплового баланса всего столбика положительного пламени.

Об излучении шнурового разряда в парах ртути см. [1604—1614, 1616, 1617].

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ РАЗРЯДЫ.

§ 1. Разряды на переменном токе при малой и большой частоте. **Различные виды высокочастотных разрядов.** Включим разрядный промежуток тока низкой частоты в цепь, питаемую от городской сети в 50 периодов или от машины переменного тока в 500 периодов в секунду, и будем рассматривать картину разряда при помощи вращающегося зеркала или какого-либо другого стробоскопического приспособления. Мы обнаружим, что та общая картина разряда, которую видит в этом случае наш глаз без стробоскопического приспособления, складывается из двух налагающихся одна на другую картин, соответствующих каждой определённом направлению тока в течение одного из полупериодов переменного напряжения. В каждый полупериод разряд возникает вновь, проходит через максимум силы тока и затем прерывается. То же показывают и осциллограммы. Разряд на переменном токе низкой частоты представляет собой чередование отдельных более или менее синусоидальных импульсов тока. В первом приближении эти импульсы по характеру происходящих в разряде явлений не отличаются от разряда на постоянном токе. Новым является наличие некоторой разницы фаз между током и напряжением. Эта разница фаз искажает вольтамперную характеристику и приводит к наличию гистерезиса.

При включении разрядного промежутка в контур высокой частоты дело обстоит совершенно иначе. Картину высокочастотного разряда нельзя уже разложить на две перекрывающиеся друг друга картины, соответствующие различным полупериодам напряжения. Положительный столб расположен только в середине трубки. По ту и по другую стороны положительного столба расположено по тёмному фарадееву пространству. Далее с каждой стороны следуют части, соответствующие тлеющему свечению. Никакого перекрытия катодных и анодных частей, как это имеет место при простом визуальном наблюдении разряда низкой частоты, не наблюдается; каждой области разряда соответствует определённая цветность свечения, позволяющая идентифицировать эти области с областями разряда на постоянном токе. Из этих наблюдений необходимо сделать вывод: образующиеся при высокочастотном разряде пространственные заряды не успевают перестраиваться при перемене направления поля.

Другая существенная особенность высокочастотных разрядов заключается в том, что в этих разрядах процессы на катоде не играют никакой роли. Оба электрода можно поместить не внутри трубки, а извне, сделав их, например, в виде охватывающих концы трубки металлических колец или просто поместив трубку с разреженным газом между обкладками конденсатора.

Такую форму разряда мы будем в дальнейшем называть «*высокочастотным разрядом*». Эта форма разряда вызвана наличием высокочастотного электрического поля между электродами, внешними или внутренними — безразлично.

Другой тип высокочастотных разрядов представляет собой «*бэзэлектродный*» или «*кольцевой высокочастотный разряд*». Кольцевой разряд возникает при помещении сосуда с разреженным газом внутрь катушки или соленоида, включённых в цепь высокочастотного контура. В этом случае мы имеем дело как бы с токами Фуко в газе. Первичным фактором, вызывающим появление кольцевого разряда, является высокочастотное магнитное поле.

§ 2. Высокочастотный разряд с внешними или внутренними электродами. Расположение частей высокочастотного разряда в зависимости от давлений газа, расположения и формы электродов и от других условий подробно исследовано по отношению к воздуху, кислороду, азоту, аргону и водороду Гидеманом [1618]. Отчётливое разделение отдельных частей разряда происходит лишь при питании разряда незатухающими колебаниями. При пользовании затухающими колебаниями вся картина более смазана. Характер её — число и расположение возникающих светящихся полос — отличается от случая незатухающих колебаний. Помещение электродов внутрь трубки не вносит существенных изменений в разряд и при исследованных частотах очень мало отзывается на потенциале зажигания разряда.

Общую картину высокочастотного разряда при незатухающих колебаниях, называемого им «высокочастотным тлеющим разрядом», Гидеман описывает так. При последовательном уменьшении давления в трубке при давлении порядка 15 мм Hg появляется «кистевой» разряд. При давлении в несколько миллиметров кистевой разряд переходит в тлеющий, причём по краям трубки, у самых электродов, появляется с каждой стороны по отрицательному свечению, а посередине образуется положительный столб, отделённый с каждой стороны от соответствующего отрицательного свечения тёмным фарадеевым пространством. При давлении в 1 мм Hg положительный столб становится очень коротким и оказывается разделённым на два слоя новым тёмным пространством. Это тёмное пространство является типичным для «высокочастотного тлеющего разряда» в чистых газах. При ещё более низких давлениях длина положительного столба всего 2—3 мм при длине разделяющего его слоя в 1 мм. При дальнейшем разрежении газа положительный столб совершенно исчезает. При давлениях газа порядка 0,05 мм Hg отрицательное

свечение отделяется от внутренних электродов или от стенок трубки в случае внешних электродов. При ещё более низких давлениях вся трубка заполнена слабым диффузным свечением, пропадающим при давлениях ниже $0,001$ мм Hg.

В водороде Гидеман наблюдал высокочастотный слонистый разряд. Постоянная разность потенциалов соответствующих точек двух соседних страт оказалась при различных условиях опыта и различном виде страт близкой либо к ионизационному потенциалу водорода, либо к потенциалу возбуждения атома водорода.

Распределение постоянной слагающей потенциала и пространственных зарядов в высокочастотном разряде исследовано Банери и Гангули [1619], применившими к этому случаю метод зондов Ленгмюра и Мотт-Смиса.

Опытами Банери и Гангули можно считать установленным, что в высокочастотном разряде с внешними или внутренними электродами имеет место своеобразное распределение пространственных зарядов, зависящее от характера быстропеременного поля (затухающее, незатухающее) и от детальных условий опыта, в том числе от давления газа.

Что касается потенциала зажигания высокочастотного разряда, т. е. той амплитуды быстропеременной, наложенной на электроды разности потенциалов, при которой разряд возникает, то при прочих равных условиях эта разность потенциалов следует закону Пашена. При большой частоте питающих трубку колебаний эта амплитуда может быть ниже потенциала зажигания при постоянном токе.

В высокочастотном разряде потенциал зажигания является очень непостоянной величиной, зависящей от ряда случайных условий. Наименьший потенциал горения оказывается, наоборот, устойчивым и очень низким. При частоте $3,5 \cdot 10^7$ и давлении $0,4$ мм Hg наблюдался минимальный потенциал горения меньше, чем $0,1$ того же потенциала при постоянном токе. С уменьшением частоты минимальный потенциал горения быстро возрастает и приближается к значению его при постоянном токе. Особенно низкий потенциал горения разряда наблюдался в Ne, а именно 15 V, в то время как потенциал ионизации Ne равен $21,5$ V. Повидимому, в этом случае имеют место те же явления ступенчатой ионизации, что и в низковольтных дугах.

В описываемом типе высокочастотного разряда мы имеем дело с колебательным движением электронов в трубке в такт быстропеременного поля. При таком движении электрон, ускоряемый полем то в ту, то в другую сторону, не просто летит от одного электрода к другому, а описывает в газе длинный путь с многократными поворотами.

Рассмотрим случай малой плотности газа, считая движение электрона свободным и пренебрегая столкновениями электрона с части-

цами газа. Пусть напряжённость поля меняется по синусоидальному закону

$$E = E_0 \sin \omega t. \quad (688)$$

Напишем уравнение движения электрона

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_0 \sin \omega t. \quad (689)$$

Интегрирование этого уравнения даёт

$$v = \frac{dx}{dt} = -\frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \cos \omega t + C_1, \quad (690)$$

$$x = -\frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega^2} \sin \omega t + C_1 t + C_2. \quad (691)$$

Если мы предположим, что свободный электрон появляется вследствие акта ионизации и начинает своё движение под действием поля в момент $t = t_0$, когда фаза колебаний поля равна ωt_0 , то для постоянной интегрирования C_1 найдём:

$$C_1 = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \cos \omega t_0. \quad (692)$$

Что касается постоянной C_2 , то её мы можем положить равной нулю, выбрав соответственно начало отсчёта для координаты x .

При различных начальных фазах ωt_0 (692) даёт

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } \omega t_0 = 0 \\ \text{при } \omega t_0 = \frac{\pi}{2} \\ \text{при } \omega t_0 = \frac{3}{2} \pi \\ \text{при } \omega t_0 = \pi \end{array} \right\} \begin{array}{l} C_1 = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \\ C_1 = 0 \\ C_1 = 0 \\ C_1 = -\frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \end{array} \quad (693)$$

Следовательно, если электрон начинает своё движение в такой момент, когда $\omega t_0 = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{3}{2} \pi$, то его движение представляет собой простое гармоническое колебание около некоторого положения равновесия. При всех других значениях ωt_0 на гармоническое колебание электрона накладывается поступательное движение в ту или другую сторону. Скорость этого движения наибольшая при $\omega t_0 = 0$ или при $\omega t_0 = \pi$.

Подобные же формулы имеют место по отношению к движению положительных ионов.

Таким образом, электроны в трубке, кроме колебательного движения, двигаются ещё поступательно как в ту, так и в другую сто-

рону и пробегают всё расстояние от одного конца трубки до другого.

Большая длина пути, пробегаемого электроном в газе, приводит к большой вероятности встречи электрона с частицей газа и к интенсивной ионизации. Специальные процессы на катоде, служащие причиной образования там большого числа свободных электронов, для высокочастотного разряда не нужны, так как явления у обоих электродов в этом случае совершенно симметричны, и необходимое число свободных электронов у каждого из концов трубки образуется путём ионизации частиц газа столкновениями первого рода с электронами.

Роль положительных ионов в этом виде разряда сводится исключительно к образованию поля пространственного заряда, накладывающегося на быстропеременное поле и определяющего расположение частей разряда. Так, если принять распределение потенциала, наблюденное в простейшем случае Банери и Гангули, то действию этого поля можно приписать большую скорость электронов около электродов и меньшую посредине трубки. Большей скорости соответствует свечение, имеющее признаки отрицательного тлеющего свечения; меньшей скорости — свечение со всеми признаками положительного столба.

§ 3. Безэлектродный кольцевой разряд. При ближайшем рассмотрении свечение кольцевого безэлектродного разряда оказывается состоящим из нескольких concentрических слоёв различной окраски. Как общее правило, внешние слои кольца излучают спектральные линии большей энергии возбуждения, чем внутренние слои. Наблюдение свечения внешних частей кольца безэлектродного разряда является поэтому одним из методов наблюдения «искровых спектров», как известно, требующих большой энергии возбуждения. Этот метод позволяет одновременно сличать при одних и тех же условиях дуговые линии во внутренней части кольца и искровые линии того же газа во внешних частях разряда. Тот факт, что наибольшая яркость свечения наблюдается при помещении колбочки с газом внутрь катушки, по которой идёт высокочастотный ток, естественно, наводит на мысль, что безэлектродный высокочастотный разряд вызван действием быстропеременного магнитного поля на свободные электроны, имеющиеся в газе, путём вызванного этим полем такого же быстропеременного электрического кольцевого поля.

Очень наглядно существование этих индукционных токов иллюстрируется следующими опытами Томсона [1620] (рис. 241). При помощи соленоида *LL*, изображённого на рисунке в разрезе, высокочастотный разряд возбуждается в двойном сосуде, состоящем из маленького внутреннего шара *C* и concentричного ему наружного большого шара *B*. Для того чтобы наблюдать свечение во внутреннем шаре *C*, надо удалить газ из наружного шара *B*, так как кольцевые индукционные токи в *B*, по правилу Ленца, не дают проникать

индуцирующему их полю во внутренний шар *C*. Если изменять условия разряда во внешнем шаре, постепенно откачивая из него газ, то при таком давлении во внешнем шаре, при котором исчезает свечение газа, внутренний шар ещё остаётся тёмным, и лишь при дальнейшем понижении давления во внешнем шаре во внутреннем шаре вспыхивает светящийся высокочастотный разряд. Это показывает, что при определённых условиях давления во внешнем шаре протекают индукционные токи, не сопровождаемые видимым свечением газа, но достаточные для того, чтобы защитить внутренний шар от действия магнитного поля катушки *LL*. В этом случае можно говорить о тёмном или тихом кольцевом разряде.

Против развитой Дж. Дж. Томсоном [1621] теории безэлектродного разряда, приписывающей этот разряд индукционному действию магнитного поля, были выдвинуты возражения Таунсендом и Дональдсоном [1622]. По подсчётам последних выходит, что при определённом режиме тока в индуктирующей катушке напряжённость поля, созданного в газе разностью потенциалов между концами катушки, во много раз больше, чем напряжённость поля, вызванного э. д. с. индукции.

Свои подсчёты Таунсенд и Дональдсон подтверждают опытами. Они подносят колбочку с разреженным газом к различным частям одной и той же катушки, а также к катушкам, в которых проволока намотана различным образом, и констатируют, что свечение газа в трубке происходит всякий раз, как трубка попадает в сильное электрическое поле, созданное разностью потенциалов между крайними или соседними (смотря по роду намотки) витками катушки. Наблюдённые ими явления противоречат опытам и теории Томсона¹⁾.

Причину этого противоречия вскрыл Мак-Киннон [1624]. Он обратил внимание на то, что Дж. Дж. Томсон производил свои опыты, пользуясь высокочастотными затухающими колебаниями, тогда как Таунсенд и Дональдсон пользовались генератором незатухающих колебаний. Кроме того, Томсон во всех своих опытах имел дело с «кольцевым разрядом», возникающим в сравнительно узкой области давлений, тогда как Таунсенд и Дональдсон наблюдали свечение трубки, имеющее место в более широкой области давлений. Мак-Киннон произвёл наблюдения безэлектродного разряда, пользуясь

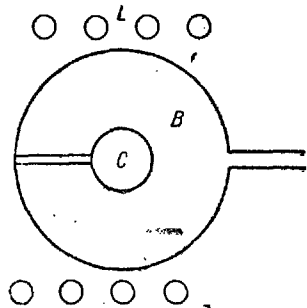


Рис. 241. Схема расположения разрядной трубки и соленоида *L* в опыте Томсона.

¹⁾ Свечение колбочки с разреженным газом, поднесённой к проводу, по которому распространяются высокочастотные токи, наблюдал ещё в 1884 году Гитторф [1623].

как затухающими, так и незатухающими колебаниями. При наблюдениях над парами иода и над парами ртути при затухающих колебаниях Мак-Киннон обнаружил два рода свечения. При давлении паров иода, соответствующем насыщению при 0°C , и при малой амплитуде колебаний потенциала, в парах иода наблюдалось слабое желтоватое свечение, простиравшееся от одного конца трубки до другого. При увеличении амплитуды потенциала в колебательном контуре путём увеличения расстояния между электродами искрового промежутка этого контура яркость свечения в средней части трубки постепенно увеличивалась и, наконец, свечение переходило в ярко-зелёное кольцо. Яркость этого кольца была настолько велика, что оно совершенно затмевало первоначальное желтоватое свечение трубки. При дальнейшем увеличении потенциала параллельно первому кольцу появлялись новые зелёные кольца. Наконец, все они сливались в ярко светящийся зелёный цилиндрический кольцевой слой, заполняющий всю колбу. При удалении разрядной трубки из катушки и помещении её рядом с катушкой так, что электрическое поле, пронизывающее катушку и вызванное разностью потенциалов между концами катушки, оставалось прежним, зелёное кольцеобразное свечение совершенно пропадало. В трубке оставалось лишь слабое свечение, по цвету сходное со свечением внутри катушки при малой амплитуде высокочастотного напряжения. Если оставить трубку внутри катушки, но защищать трубку от катушки концентрическим металлическим цилиндром, то на всём протяжении этого цилиндра зелёное кольцеобразное свечение пропадало. На желтоватое свечение цилиндрическая защита не влияла. Из этих и из ряда других опытов Мак-Киннон однозначно выводит заключение, что желтоватое свечение паров иода во всех опытах вызывается электрическим полем между концами катушки и соответствует той форме разряда, которую наблюдали Таунсенд и Дональдсон, тогда как зелёное кольцеобразное свечение вызывается индуктивным действием магнитного поля катушки и тождественно с формой разряда, наблюдаемой Томсоном.

Первая форма не отличается большой яркостью свечения и при увеличении амплитуды колебаний питающего разряд затухающего колебательного контура уступает место кольцевому разряду. Противоречие этого факта с вычислениями Таунсенда и Дональдсона, по которым напряжённость поля между концами катушки в 30 раз больше напряжённости поля, ускоряющего электроны, при второй форме разряда, Мак-Киннон объясняет так: в высокочастотном поле в стекле трубки, которое пронизывают линии электрического поля, происходят большие диэлектрические потери, а потому имеет место и большое падение потенциала. Кроме того, в кольцеобразном разряде движению электронов ничто не мешает, тогда как при движении в высокочастотном электрическом поле, параллельном оси катушки, часть электронов неминуемо должна попадать на стеклянные стенки и

оседать там, выбывая из разряда. Последнее обстоятельство Мак-Киннон подтверждает экспериментально, вводя в трубку металлические электроды, соединённые с концами катушки, и наблюдая разряд при различном давлении, а следовательно, и при различной длине свободного пути электронов. При внутренних электродах потеря потенциала в стекле устранена, но всё же первая форма разряда уступает место второй (кольцевому разряду), когда длина свободного пути достаточна для свободного продвижения электронов к электродам.

При применении незатухающего генератора колебаний кольцевого разряда в опытах Мак-Киннона не получалось. Наблюдалось лишь общее свечение трубки, обладающее всеми свойствами первой формы разряда. Объяснение этому таково. При одной и той же эффективной силе тока (одной и той же мощности) амплитуда колебаний тока при незатухающих колебаниях много меньше, чем амплитуда, соответствующая первой волне затухающих колебаний. Амплитуды незатухающих колебаний недостаточно, для того чтобы создать в трубке переменное электромагнитное поле, способное вызвать кольцевой разряд.

Что касается движения электронов в безэлектродном кольцевом разряде, то, как показал Мирдель [1625], в «светящемся кольце разряда» имеет место такое же движение электронов, как рассмотренное выше в случае разряда с внутренними или внешними электродами. Будем, как и выше, пренебрегать столкновениями электронов с частицами газа, а магнитное поле будем считать однородным по всему сечению разрядной трубки. Напряжённость магнитного поля внутри трубки можем в таком случае положить равной

$$H = -H_0 \cos \omega t. \quad (694)$$

Проведём в плоскости, перпендикулярной к оси катушки, круг радиуса r с центром на этой оси. Электродвижущая сила индукции вдоль этой окружности будет

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = H_0 r^2 \omega \sin \omega t, \quad (695)$$

а напряжённость электрического поля

$$E = E_0 \sin \omega t, \quad \text{где } E_0 = \frac{H_0 r \omega}{2}. \quad (696)$$

Мирдель пренебрегает зависимостью E_0 от r и, располагая ось X по касательной к выбранному им кругу, пишет уравнение движения электронов так:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_0 \sin \omega t, \quad (697)$$

и приходит к уже известному нам решению (691).

Чтобы иметь представление об амплитуде x_0 этих колебательных движений, Мирдель делает подсчёт для осуществлённого им экспериментального случая (частота $1,7 \cdot 10^7$; $E_0 = 30$ В/см) и находит

$$\begin{aligned} \text{для электрона:} \quad x_0 &= 147 \text{ см,} \\ \text{для иона водорода:} \quad x_0 &= 0,08 \text{ см.} \end{aligned}$$

Наибольшие скорости движения оказались равными в эквивалентных вольтах:

$$\begin{aligned} \text{для электрона:} \quad &9000 \text{ В,} \\ \text{для иона водорода:} \quad &5 \text{ В.} \end{aligned}$$

Положительные ионы весьма мало отклоняются от движения по кругу; их радиальным движением можно пренебречь. Электроны, двигаясь по касательной к кругу, удаляются от центра круга. Поэтому во внешних частях разряда

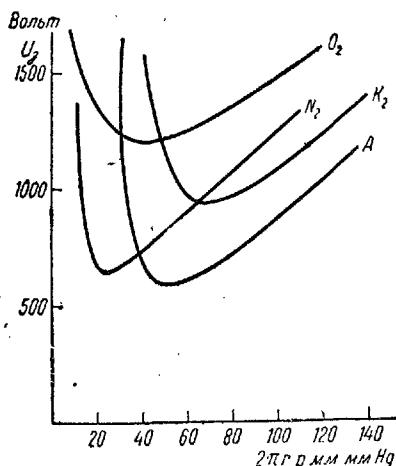


Рис. 242. «Кривые Пашена» для высокочастотного кольцевого разряда.

накапливается отрицательный пространственный заряд и стенки трубки заряжаются отрицательно. Эти заряды создают дополнительное радиальное поле, благодаря которому кольцо положительных ионов тоже несколько расширяется, а электроны описывают круги вместо движения по касательной. Существование таких пространственных зарядов Мирдель доказал, введя в разряд два подвижных зонда и соединив их вне трубки через чувствительный гальванометр. Если оба зонда находились на одинаковом расстоянии от оси трубки, то гальванометр тока не обнаруживал. При расположении обоих зондов по радиусу трубки через гальванометр шёл ток, направление которого показывало, что

потенциал зонда, находящегося дальше от оси трубки, был ниже потенциала зонда, находящегося ближе к оси трубки.

В безэлектродном кольцевом разряде, так же как и в разряде с внешними электродами, ионизация происходит лишь за счёт соударений электронов или метастабильных атомов с частицами газа.

Ионизация положительными ионами не может играть никакой роли, как это следует из приведённого выше численного подсчёта их скоростей. Поддержание разряда обходится без участия положительных ионов и процессов поверхностной ионизации вследствие того, что движение электронов совершается как в том, так и в дру-

гом направлении и, кроме того, в случае кольцевого разряда пути всех электронов, вместе взятых, замкнутые.

Вычисляя или измеряя напряжённость электрического поля и умножая эту напряжённость на длину окружности, можно ввести условное понятие потенциала зажигания кольцевого разряда. Этот потенциал показывает такую же зависимость от произведения pd , как и потенциал зажигания обычного разряда при постоянном токе, как это можно иллюстрировать кривыми рис. 242 [1626].

Указанные выше спектроскопические особенности безэлектродного кольцевого разряда вполне объясняются теорией Мирделя, так как, вследствие зависимости амплитуды электрического поля E_0 от r , скорость электронов должна быть тем больше, чем больше радиус описываемого ими кольца.

В отношении спектра разряда отметим ещё, что при кольцевом безэлектродном разряде в водороде наблюдается очень большая яркость бальмеровского спектра, сопровождаемая появлением линий этого спектра таких высоких порядков, какие не наблюдаются в других лабораторных условиях и какие обычно встречаются лишь в спектрах звёзд. Это указывает на высокую степень диссоциации водорода в разрядной трубке при кольцевом разряде и на вытекающую отсюда большую концентрацию возбуждённых атомов водорода. С высокой степенью диссоциации, имеющей место не только в водороде, но и в других газах, надо поставить в связь явление усиленного «жестчения» газа при безэлектродном разряде, а также нередко наблюдаемое при этой форме разряда явление послесвечения. О высокочастотных разрядах см. также [1627—1656].

ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАТАЯ.

ИСКРОВОЙ РАЗРЯД И МОЛНИЯ [1657 — 1669].

§ 1. Общая картина и отдельные виды искрового разряда. В противоположность рассмотренным выше типам разрядов искровой разряд является прерывистым даже при пользовании источником постоянного напряжения.

По внешнему виду искровой разряд представляет собой пучок ярких зигзагообразных разветвляющихся тонких полосок, мгновенно понижающих разрядный промежуток, сейчас же гаснущих и постоянно сменяющих одна другую. Эта картина напоминает собой ворох искр, непрерывно сыплющихся с тлеющей головни. Отсюда название искровой разряд. Светящиеся полоски — *искровые каналы* — распространяются как от отрицательного, так и от положительного электрода. Нередко они обрываются где-то в разрядном промежутке, не достигая противоположного электрода. Таким образом разрядный промежуток при искровом разряде уже не представляет собой такой однородной по всему поперечному сечению среды, как, например, тлеющее свечение или положительный столб. Благодаря прерывистости явления и неоднородности картины количественное исследование внутренних параметров искрового разряда затруднительно. Одним из методов исследования искрового разряда служит фотографирование. Применение обычных фотографических затворов или снимки «искр» дают лишь общую картину, представляющую собой наложение друг на друга отдельных фаз развития разряда. Для фиксирования отдельных этапов искрового разряда применяют затвор в виде ячейки Керра ¹⁾, управляемой высокочастотными токами.

Другой метод исследования искрового разряда заключается в фотографировании искровых каналов при помощи камеры с движущимся объективом (камера Бойса). В этом случае изображения отдельных, следующих друг за другом чере короткие промежутки времени искровых каналов получаются на различных местах фотографической

¹⁾ В ячейке Керра свет проходит через обладающую специальными электро-оптическими свойствами жидкость (например, сероуглерод), помещенную в конденсаторе между двумя скрещенными николями. Скрещенные николи света не пропускают. При наложении сильного поля в сероуглероде происходит двойное лучепреломление и свет проходит.

пластинки. Их не только можно отличить один от другого, но и проследить развитие каждого из них во времени. Особенно широко и успешно метод камеры Бойса был применён к исследованию наиболее мощных искровых разрядов — молнии. Эти методы исследования показали, что каналы искры начинают расти иногда от отрицательного, иногда от положительного электрода, а иногда и начиная от какой-либо случайной точки между электродами.

Искровой разряд возникает при большом давлении газа. При этом условии потенциал зажигания разряда очень высок, но, после того как разрядный промежуток «пробит» искровым каналом, сопротивление этого промежутка делается очень малым, в цепи возникает сильный ток, приводящий к такому перераспределению потенциала, что на разрядный промежуток приходится лишь незначительное напряжение. Если источник тока имеет не очень большую мощность после кратковременного импульса тока большой силы в канале искры, разряд через этот канал прекращается. Напряжение между электродами вновь возрастает до прежнего значения, и картина искрового пробоя повторяется вновь с образованием нового искрового канала. Время нарастания напряжения тем больше, чем больше ёмкость между электродами искрового промежутка. Поэтому введение в цепь ёмкости, включённой параллельно искровому промежутку, увеличивает отрезок времени, протекающий между проскакиванием двух последовательных «искр». В то же время увеличивается интенсивность искры и все производимые ею эффекты. Через канал протекает большее количество электричества и поэтому увеличивается либо амплитуда импульса тока, либо его длительность, либо и то и другое одновременно.

При большой ёмкости, когда через разрядный промежуток проходит при каждом отдельном толчке разряда большое количество электрического заряда, каналы искры ярко светятся и производят впечатление широких полос [1670]. Этот случай называется *«конденсированным искровым разрядом»* или *«конденсированной искрой»*.

В том случае, когда между электродами в газе находится препятствие в виде не слишком толстой твёрдой непроводящей стенки (лист картона или эбонита, стеклянная пластинка и т. п.), искровой разряд не всегда выбирает обходный путь вокруг этого препятствия. Если возможный обходный путь через газ слишком длинен или вовсе отсутствует, искра пробивает не только газовый промежуток, но и твёрдое препятствие, образуя в нём более или менее узкое отверстие.

Измерения яркости отдельных элементов искры и подсчёт энергии, выделяющейся в канале, показывают, что здесь имеет место очень высокая температура газа, доходящая до $10\,000^{\circ}$ и приводящая к термической ионизации. Давление в канале искры также может возрастать до очень больших значений. Быстрое образование областью высокого давления и их передвижение в газе представляет

собой явление взрывного характера и является причиной звуковых эффектов, сопровождающих искровой разряд. Эти эффекты ощущаются ухом в виде характерного для искрового разряда потрескивания. При конденсированном искровом разряде звуковой эффект напоминает ряд следующих друг за другом резких ударов или небольших взрывов. В случае молнии тот же эффект превращается в мощные раскаты грома [1671]. В литературе можно встретить указания на различные типы искрового разряда. Говорят о «*дуговой искре*», о «*тлеющей искре*». Канал первой напоминает по внешнему виду резко очерченный «отпущенный» положительный столб дугового разряда при высоком давлении, канал второй имеет меньшую яркость, менее резко очерчен и похож на положительный столб тлеющего разряда. Эта классификация не нашла до сих пор отражения в теории искрового разряда. Каналы, развивающиеся от положительного или от отрицательного электрода, имеют различный вид: в первом случае наблюдаются резкие и яркие очертания каналов, во втором — более мелкое разветвление их и размытые, диффузные края. Электрической искрой называют также форму прохождения электрического тока через газ при высокочастотном разряде конденсатора через какой-либо разрядный промежуток [1721, 1722]. Дж. Дж. Томсон показал, что в этом случае в течение значительной доли полупериода

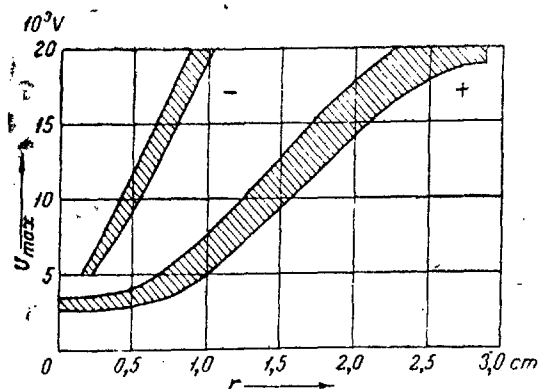


Рис. 243. Зависимость радиуса r фигур скользящего разряда на положительном и отрицательном электродах от амплитуды напряжения $U_{\max}$. Заштрихованное поле — область разброса наблюдаемых значений.

высокочастотного тока разряд представляет собой дуговой разряд переменного режима [1719, 1720]. Параметры этого разряда, в частности временной ход «сопротивления» такой искры или, выражаясь правильнее, ход её динамической вольтамперной характеристики, являются существенными при генерации затухающих электрических колебаний при помощи разряда конденсатора, как это показал Д. А. Рожанский [1721].

Особый вид искрового разряда представляет собой «скользящий

искровой разряд», происходящий вдоль поверхности раздела какого-либо твёрдого диэлектрика (стекло, эбонит) и газа вокруг металлического электрода, касающегося этой поверхности. Вторым электродом может служить проводящая обкладка на противоположной по-

верхности изолятора (имеющего форму пластинки); разряд обтекает пластинку. Области разряда с преобладающими пространственными зарядами одного какого-либо знака индуцируют на поверхности диэлектрика заряд противоположного знака и притягиваются им. Вследствие этого искровые каналы стелятся вдоль поверхности диэлектрика. Высокое давление и высокая температура, имеющие место в каналах искрового разряда, деформируют поверхность диэлектрика и фиксируют на ней картину разряда [1694]. Эту картину можно сделать видимой для глаза, насыпая на поверхности диэлектрика после прекращения разряда лёгкий порошок или заставляя скользящий разряд возникнуть на светочувствительной поверхности фотографической пластинки и проявляя затем последнюю.

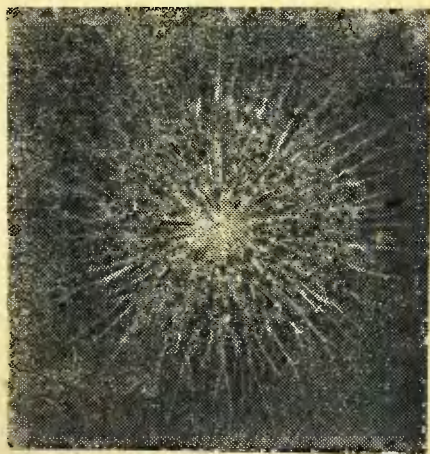


Рис. 244. Скользящий разряд на положительном электроде.

Очертания, получаемые при помощи скользящего искрового разряда на поверхности диэлектрика, называют *фигурами Лихтенберга*.

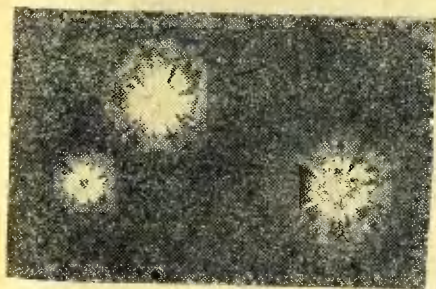


Рис. 245. Скользящий разряд на отрицательном электроде.

Фигуры Лихтенберга могут служить для определения полярности разряда, так как между видом скользящего разряда у положительного или у отрицательного электрода существует такая же разница, как и в случае искрового разряда. Скользящий разряд применяется для измерения высоких напряжений аналогично искровому, а именно, при помощи фигур Лихтенберга определяется максимальное значение

напряжения разрядного импульса U_m , так как от U_m зависит радиус той площадки, которую занимает фигура [1671]. Зависимость эта на довольно значительном участке напряжений линейна и приближённо представлена на рис. 243 ([4], том II, стр. 237), [1672—1673].

На рис. 244 и 245 приведены образцы положительных и отрицательных «фигур Лихтенберга».

Приборы, в которых используется скользящий искровой разряд и фигуры Лихтенберга, называются клинодографами и находят применение при массовом статистическом исследовании грозовых разрядов и молнии. Исследования скользящего разряда см. также [1695—1698, 1759].

§ 2. Напряжение зажигания искрового разряда. При атмосферном давлении, при конфигурации разрядного промежутка, не допускающего возникновения коронного разряда, и при мощности источника тока, недостаточной для возникновения и поддержания стационарного дугового разряда, искровой разряд является конечной стадией развития при переходе разряда из несамостоятельного в самостоятельный. В этом случае напряжение зажигания искрового разряда, или «*искровой потенциал*», равно напряжению зажигания самостоятельного разряда и при прочих равных условиях однозначно зависит от расстояния между электродами. Поэтому издавна измерение того расстояния между двумя шаровыми электродами, при котором между ними при какой-либо разности потенциалов проскакивает искра в атмосферном воздухе, служит для определения этой разности потенциалов. Этот способ является общепринятым в высоковольтной технике методом измерения высоких напряжений. Вопрос об искровом потенциале в атмосферном воздухе для шаровых электродов подвергался очень детальному теоретическому и экспериментальному исследованию [1674—1675, 1667, 1735, 1737, 1744]. По

Таблица 43¹⁾

Зависимость пробивного напряжения от расстояния между шарами разрядника d и диаметра шаров $2R$ для переменного тока 50 пер. U_z — эффективное пробивное напряжение, $p = 760$ мм Hg, $t = 25^\circ \text{C}$. Цифры каждого левого столбца относятся к изолированным от земли шарам, потенциалы которых симметричны по отношению к потенциалу земли. Цифры каждого правого столбца — к случаю, когда один из шаров заземлен.

$2R = 2,0 \text{ см}$			$2R = 12,5 \text{ см}$			$2R = 25 \text{ см}$			$2R = 50 \text{ см}$			$2R = 100 \text{ см}$		
d см	U_z кВ эфф.		d см	U_z кВ эфф.		d см	U_z кВ эфф.		d см	U_z кВ эфф.		d см	U_z кВ эфф.	
0,2	5,6	5,6	0,25	6,5	6,5	0,5	11	11	2	40,0	40,0	5	103	100
0,3	8,0	8,0	0,50	12,0	12,0	1,0	22	22	4	76,5	76	10	195	195
0,4	10,3	10,3	1,0	22,0	22,0	2,0	42	42	6	115,5	112	20	364	360
0,5	12,5	12,5	2,0	41,0	41,0	3,0	61	61	8	149,0	145	50	770	730
0,6	14,8	14,6	3,0	59,0	59,0	5,0	96	94	10	189	185	100	1182	1057
0,7	17,0	16,7	4,0	76,0	75,0	7,5	135	132	20	335	320	150	1412	1212

¹⁾ Выборка из таблиц в книге Ф. Пик [1776], стр. 117.

строен ряд формул и таблиц для определения искрового потенциала из расстояния между шарами и для поправок на температуру, давление и влажность воздуха. Привели для примера таблицу 43.

При больших U и d на точность измерений начинает сильно влиять искажение геометрической конфигурации поля предметами, находящимися на некотором расстоянии от шарового разрядника. Искровой потенциал не равен напряжению зажигания самостоятельного разряда, а больше его в тех случаях, когда при большой неравномерности поля у электродов при переходе несамостоятельного разряда в самостоятельный пробой завершается не сразу и возникает форма самостоятельного разряда, называемая коронным разрядом, о котором речь будет в следующей главе.

§ 3. Недостаточность теории Таунсенда-Роговского для объяснения явлений искрового разряда. Стримеры. Но и в тех случаях, когда пробой завершается сразу и коронного разряда не возникает, напряжение зажигания искрового разряда при значениях произведения $pd > 200$ см. мм Hg отличается от значений, подсчитанных по теории Таунсенда-Роговского. Более того, многочисленный ряд наблюдений различных физиков над искровым разрядом и твердо установленные ими экспериментальные факты приводят к ряду не только количественных, но и качественных расхождений с теорией разряда Таунсенда-Роговского [1660, 1707, 1703]. Эти расхождения между теорией и экспериментом можно распределить по следующим основным группам:

1) Расхождение между вычисленным и наблюденным временем завершения пробоя. Учет влияния пространственных зарядов был принят Роговским с целью обойти это противоречие. Однако Роговский указал только на возможное объяснение короткого времени пробоя и полной количественной картины не дал. Его теория также не дала ответа и на вопрос, может ли пробой быть вызван одиночной лавиной, развившейся при благоприятных условиях как следствие появления одного свободного электрона около катода, или нет?

2) По Таунсенду-Роговскому пробой имеет своей причиной увеличение ионизационного нарастания μ , неразрывно связанное с γ -процессами на катоде. Поэтому природа катода должна играть существенную количественную роль в процессе пробоя. Между тем оказалось, что при атмосферном давлении напряжение зажигания искрового разряда не зависит от материала катода. При искровом разряде в длинных разрядных промежутках, в молнии, в положительном коронном разряде природа катода никак не отзывается на разряде. Переход разряда в самостоятельный происходит при полном отсутствии каких бы то ни было γ -процессов. То же самое имеет место в наглядной форме в опытах определения коэффициента объемной ионизации α по методу Таунсенда. При давлениях порядка атмосферного между электродами иногда проскакивает искра при режиме разряда, соответствующем прямолинейной части кривой

in $i = f(d)$, режиме, при котором $\gamma = 0$, и γ -процессов заведомо нет.

3) Связанная с пробоем перестройка пространственных зарядов должна происходить тем быстрее и, следовательно, время завершения

пробоя должно быть тем короче, чем больше фототок с катода, вызываемый посторонним облучением. При малых pd это наблюдается в действительности. Однако наблюдения при атмосферном давлении показывают лишь незначительные изменения во времени развития пробоя при чрезвычайно большом диапазоне изменения интенсивности постороннего облучения. При увеличении этой интенсивности в 10^5 раз напряжение искрового пробоя изменяется всего на 10% , а уменьшение интенсивности в 500 раз увеличивает время протекания пробоя всего лишь в два раза [1660].

4) Наиболее существенное расхождение теории Таунсенда-Роговского с действительностью в случае искрового разряда заключается в самом характере этой теории как теории непрерывного и сплошного разряда, описываемого дифференциальными уравнениями стационарного процесса в однородной сплошной среде.

Экспериментальные исследования ранних стадий развития искрового разряда, принятые Дюннигтоном, Гамосом, Уайтом и др. [1699—1702] при помощи ячееки Керра, а также Ретером [1704—

1705] при помощи камеры Вильсона, показали, что несамостоятельный разряд, предшествующий искровому, имеет такое же прерывистое строение, как и последний. Экспериментальная аппаратура Ретера уже описана нами в главе об объёмной фотоионизации —

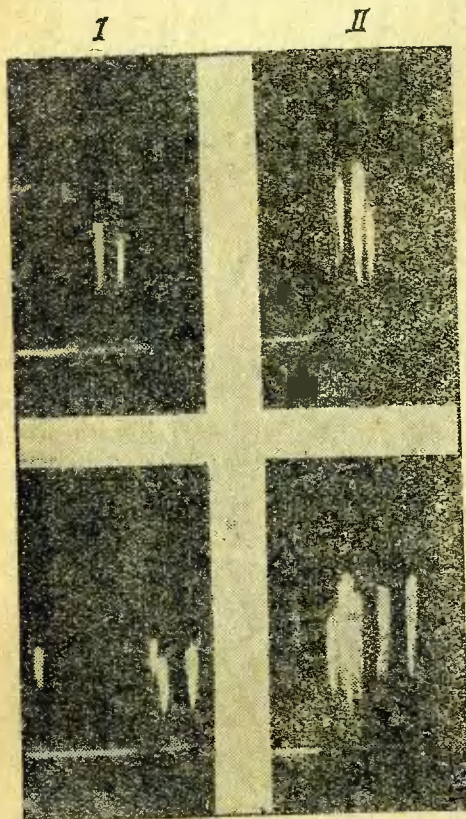


Рис. 246а. Следы, оставляемые в камере Вильсона лавинами электронов. Анодом служит верхний электрод; расстояние между электродами — 3,6 см. — следы электронных лавин в воздухе при давлении 270 мм Hg и при напряжённости поля E между плоскими электродами 105 кВ/см. Разница в длительности развития лавин на снимках I и II — $1 \cdot 10^{-7}$ сек.

рис. 104. В основных опытах Ретера, о которых идёт речь сейчас, камера никаких боковых отверстий не имела. Ультрафиолетовое излучение от вспомогательного искрового промежутка падало на катод через закрытое кварцем окошечко в аноде. Интенсивность ультрафиолетовой радиации регулировалась густотой сетки G . Прямоугольный импульс напряжения накладывался на анод на промежуток времени, меньший, чем промежуток, нужный для полного

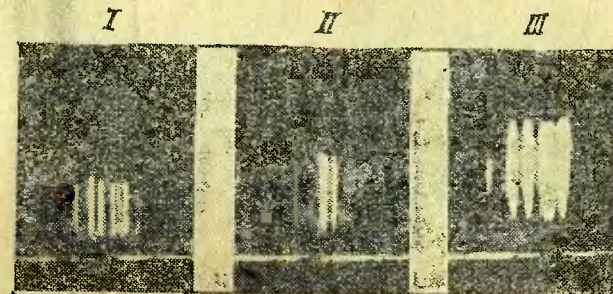


Рис. 246б. Следы электронных лавин в водороде I и II при давлении 525 мм Hg и $E=11$ кВ/см, III при давлении 275 мм Hg и $E=7$ кВ/см. Длительность развития лавин: I — $1,07 \cdot 10^{-7}$ сек; II — $1,74 \cdot 10^{-7}$ сек, III — $2,6 \cdot 10^{-7}$ сек.

завершения пробоя. Начальные стадии — рост отдельных лавин от катода к аноду — наблюдались при большой чувствительности камеры. Образцы полученных в этих условиях снимков представлены на рис. 246. В картине ионизации, имевшей место при дальнейших стадиях, можно было разобраться, только уменьшив чувствительность прибора путём уменьшения отношения расширенного и первоначального объёмов пара в камере. На соответствующих снимках, рис. 247 видны скопления ионизованных частиц, сильно превосходящие лавины по степени ионизации. Эти образования названы *стримерами* и растут в опытах Ретера от анода к катоду, после того как головка лавины-родоначальницы достигла анода. В то время как лавины распространяются прямолинейно по силовым линиям поля, идущие от анода положительные стримеры растут по зигзагообразным, нередко разветвлённым, путям.

В результате сравнения длины лавин на нескольких снимках, сделанных через разное время после того момента, когда волна напряжения достигла электродов, скорость распространения электронных лавин оказалась равной $1,25 \cdot 10^7$ см/сек. Это соответствует подвижности электронов в условиях опыта. Скорость распространения положительных стримеров оказалась, как это подчёркивали уже Крават и Лёб [1706], большей, чем скорость роста электронных лавин и возможная скорость передвижения электронов в газе при данных

условиях, а именно $3-4 \cdot 10^8$ см/сек. Наблюдения Ретера, Дюннигтона, Уайта и других показали, что когда положительный стример достигает катода и связывает катод и анод непрерывным проводящим каналом,

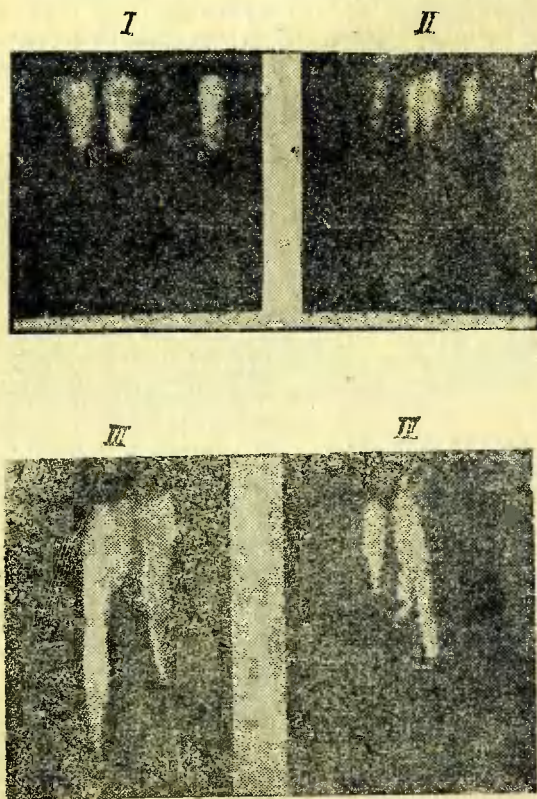


Рис. 247. Следы, оставляемые в камере Вильсона лавинами, развившимися до анода и стримерами, распространяющимися по направлению от анода к катоду. Чувствительность метода понижена по сравнению со снимками рис. 246. Капельки тумана образуются в камере лишь в областях усиленной ионизации. На снимке III виден налево стример, распространившийся почти до самого катода, и направо стример, пробежавший часть пути и начинающий разветвляться; на снимке IV хорошо заметно развитие стримера.

по этому каналу с очень большой скоростью (10^9-10^{10} см/сек) пробегает сильный импульс тока и в короткое время завершает пробой разрядного промежутка. В тот же момент наблюдается образование

на катоде яркого «катодного пятна» в том месте, где канал ионизованного газа соприкасается с катодом.

Распространение стримера не обязательно начинается от анода и не обязательно совершается в направлении к катоду (*положительный стример*). Имеет место также и распространение стримеров, возникающих в какой-либо точке разрядного промежутка между катодом и анодом (midgap streamer, по терминологии Лёба и Мика). Стримеры, распространяющиеся в сторону анода, называют *отрицательными стримерами*. Так же как и положительные стримеры, они растут быстрее, чем простая лавина электронов. Поэтому отрицательные стримеры также не находят себе объяснения в одном только движении электронов, сопровождаемом ударной ионизацией.

§4. Теория стримеров. В противоположность теории пробоя Таунсенда-Роговского[●] пользующейся представлением о постепенном

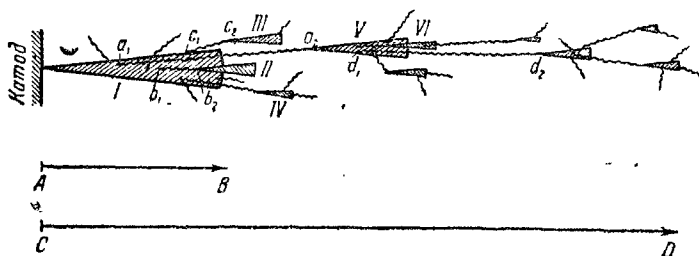


Рис. 248 Схема распространения отрицательного стримера. I — основная лавина, распространяющаяся от катода со скоростью v ; II, III, IV, V и т. д. — лавины, образованные фотоэлектронами. Фотоны излучаются в лавинах возбужденными атомами в точках a_1, b_1, c_1 и т. д.; фотоионизация атомов газа происходит в точках a_2, b_2, c_2 и т. д. Волнистыми черточками обозначено распространение фотонов по прямым a_1a_2, b_1b_2, c_1c_2 и т. д. Векторы $\vec{AB}$ и $\vec{CD}$ пропорциональны скорости распространения лавин $v_{\text{л}}$ и скорости распространения стримера $v_{\text{стр}}$ (отношение $v_{\text{стр}}/v_{\text{л}}$ преуменьшено для удобства чертежа). Лавина I нагнала лавину II; лавина V — лавину VI. В последующие моменты времени сольются каналы и остальных лавин, и образование стримера будет завершено.

раскачивании лавин путём γ -процессов на катоде, теория стримеров представляет собой теорию *однолавиного пробоя*. Через разрядный промежуток, согласно этой теории, при пробое пробегает только одна лавина, вызывающая появление стримера, быстро распространяющегося через разрядный промежуток. Стример замыкает разрядный промежуток и приводит к ещё более быстрому образованию главного канала искры, завершающего пробой.

В 1933 году Земмер пытался построить теорию искрового разряда, рассматривая канал искры как шнур «раскалённого» газа,

нагретого соударениями электронов и отчасти ссылаясь на фотоионизацию газа [1723]. Раннюю постановку вопроса о механизме искрового разряда Лёбом см. [1743]. Более полное объяснение механизма отрицательных стримеров дал Ретер. Это объяснение основано на объёмной фотоионизации газа и на создании усиленного поля перед головкой лавины. Ретер дал наглядную схему образования отрицательного стримера, приведённую на рис. 248. Согласно этой схеме свободные электроны, образуемые фотоионизацией впереди основной

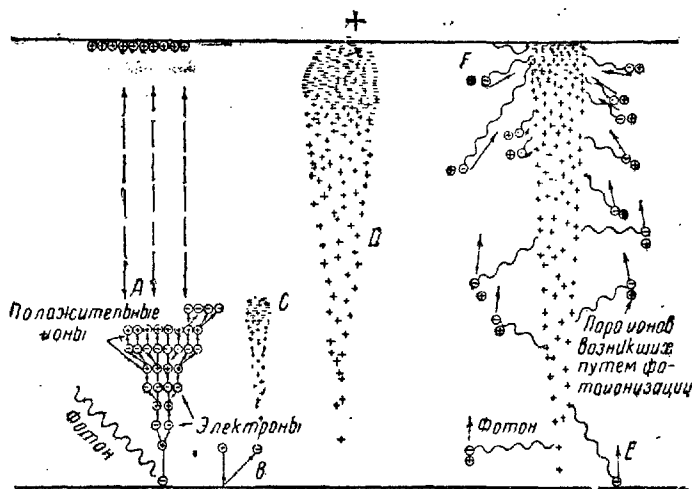


Рис. 249а. Схема развития лавин и стримеров по Лёбу и Минзу.

лавины, являются родоначальниками новых лавин, сливающихся в один мощный отрицательный стример, быстро продвигающийся к аноду. Такими же схемами пользуются Мик и Леб [1660] при объяснении механизма положительных стримеров (рис. 249 абс). *A, B, C, D* — общеизвестная схема увеличения числа электронов в лавине. Волнистыми чёрточками авторы изображают распространение в газе фотонов. Схема *D* изображает положение дел в тот момент, когда отрицательная головка лавины только что коснулась анода, *F* и *E* — события, имеющие место в последующие моменты времени, когда отрицательные заряды лавины ушли в анод, а образованные фотоионизацией вторичные лавины устремились по направлению к головке первоначальной лавины под действием поля, созданного положительными зарядами лавины. *G, H* и *J* рисуют постепенный рост положительного стримера; *M* и *N* — образование разветвлений положительного стримера; *POQ* и *TSR* в верхних частях — рост отрицательного стримера, а в целом случай стримера, возникшего посреди разрядного промежутка.

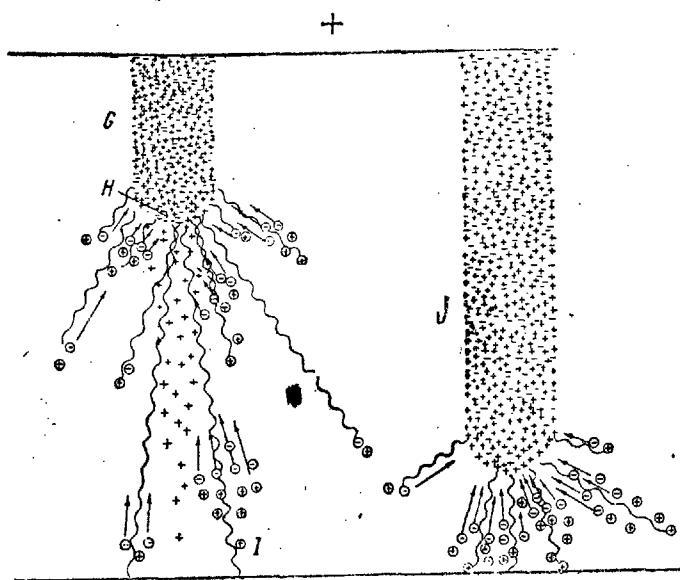


Рис. 249б.

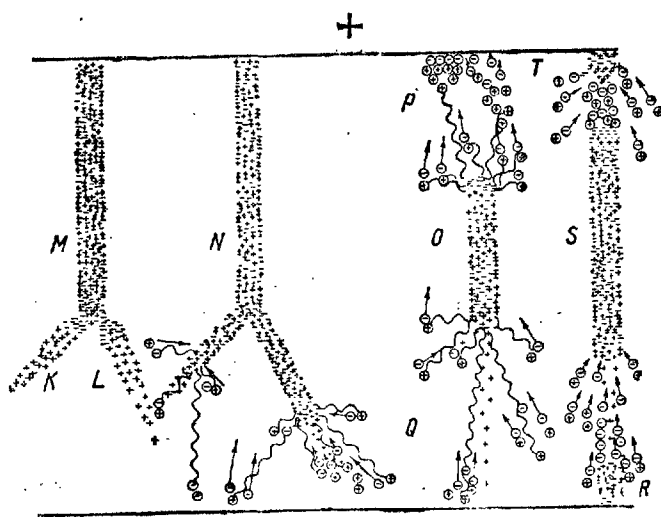


Рис. 249с.

Для того чтобы построить количественную теорию искрового пробоя, надо выразить количественно законы и условия образования стримеров. Если в точке, где появился свободный электрон, поле, созданное зарядами данной лавины, много слабее, чем поле разряда, то этот электрон попадает непосредственно на анод, образовав на своём пути лишь незначительную новую лавину электронов. Чтобы фотоэлектроны вместе с создаваемыми ими лавинами вливались в канал основной лавины, надо, чтобы существовало определённое соотношение между полем лавины и полем разряда, созданным электродами. Это — первое условие образования стримера; его выдвинул Мик [1707]. Второе условие заключается в том, чтобы головка лавины излучала количество фотонов, достаточное для поддержания и распространения стримера. Это второе условие ввёл Лёб [1660]. Чтобы облечь первое условие в количественную форму, Мик подсчитывает поле, создаваемое положительными ионами в непосредственном соседстве с головкой лавины. Этот подсчёт ведётся при целом ряде упрощающих предположений. Напряжённость поля, созданного лавиной, Мик обозначает через X_1 , напряжённость поля разряда между плоскими электродами через X , концентрацию положительных ионов — через N_i . Пусть r — радиус канала лавины, x — пройденный лавиной путь, α — коэффициент объёмной ионизации Таунсенда, D — коэффициент диффузии электронов, K — подвижность электронов, t — время пробега лавины. $t = \frac{x}{v}$, где $v = K_e X$ — скорость движения электронов в газе. Лавина расширяется от своего основания к головке вследствие диффузии электронов из канала лавины во все стороны. Поэтому наименее определённой величиной является r . Становясь на путь, по которому уже пошёл Петер, Мик на основании соображений Оллендорфа [1708] принимает:

$$r = (2Dt)^{\frac{1}{2}} = \left(2D \frac{x}{v}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(2D \frac{x}{K_e X}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (698)$$

Считая, что каждая лавина обязана своим происхождением лишь одному электрону, подсчитывая, согласно закону нарастания лавины, число положительных ионов, образуемых у головки в слое толщиной dx : $\alpha e^{\alpha x} dx$, и приравнивая объём этого слоя $\pi r^2 dx$, Мик находит

$$N_i = \frac{\alpha e^{\alpha x}}{\pi r^2} = \frac{\alpha K_0 X \cdot e^{\alpha x}}{2\pi D x}. \quad (699)$$

Далее, допуская для упрощения расчёта, что все положительные заряды в количестве q сосредоточены внутри сферы радиуса r , так, что

$$q = \frac{4}{3} \pi r^3 N_i e, \quad (700)$$

Мик находит для напряженности поля на границе этой сферы:

$$X_1 = \frac{q}{r^2} = \frac{4}{3} \pi r N_j e. \quad (701)$$

Подстановка выражений (698) и (699) в (701) даёт

$$X_1 = \frac{4}{3} = \frac{e a e^{ax}}{\left(\frac{2D}{K_e} x\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (702)$$

Мик пользуется указанным на стр. 264 соотношением между подвижностью электронов и их коэффициентом диффузии в форме

$$\frac{D}{K_e} = \frac{k T_e}{e} = \frac{n k T_e c_1^2}{n e c^2} = \frac{p}{n e c^2} \quad (703)$$

Здесь T_e — температура электронов, T — температура нейтрального газа, c_1 — средняя квадратичная скорость электронов, c — средняя квадратичная скорость молекул газа, n — число молекул в кубическом сантиметре, p — давление газа в дин/см^2 . Мик пользуется приближённым выражением для c_1^2 , данным Комптоном,

$$c_1^2 = 1010 \frac{e}{m} \frac{X}{p} \frac{\lambda_e}{\sqrt{f}}. \quad (704)$$

Здесь p — давление газа в мм Hg , m — масса электрона, λ_e — длина свободного пути электрона в газе при $p = 760 \text{ мм Hg}$, f — доля энергии, теряемая электроном в среднем при каждом столкновении.

Подстановка (703), а затем (704) в (702) даёт

$$X_1 = \frac{4}{3} \frac{e a e^{ax}}{\left(\frac{2P}{N_j e} \frac{c_1^2}{c^2} \frac{x}{X}\right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{4}{3} \frac{e a e^{ax}}{\left(1010 \frac{2x}{3p} \frac{\lambda_e}{\sqrt{f}}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (705)$$

Для того чтобы найти f в интересующем его случае начальных стадий искрового разряда в воздухе, Мик пользуется законом подвижности Ланжевена в форме

$$u = 0,815 \frac{e}{m} \frac{\lambda_e X}{c_1 p}; \quad (706)$$

вместо u Мик подставляет измеренное Ретером значение скорости распространения лавины

$$u = 1,25 \cdot 10^7 \text{ см/сек при } \frac{X}{p} = 41 \frac{\text{V/см}}{\text{мм Hg}}.$$

Пользуясь (706) и (705), Мик находит $\lambda_e \sqrt{f} = 5,7 \cdot 10^{-6}$ и далее, на основании найденного Брозе и Саймоном [1760] значения $\lambda_e = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$,

$$f = 0,025 \quad (707)$$

и

$$\frac{\lambda_e}{\sqrt{f}} = 2,28 \cdot 10^{-4}. \quad (708)$$

Лёб и Мик подчёркивают, что как λ_0 , так и $V\bar{f}$ являются, строго говоря, функциями от $\frac{X}{p}$, но изменение этих величин невелико, всего в 2—3 раза при изменении $\frac{X}{p}$ от 20 до 45 $\frac{\text{В/см}}{\text{мм Hg}}$. Поэтому некоторая неопределённость условия образования стримеров Мика позволяет подставить в (705) вместо $\frac{\lambda_0}{V\bar{f}}$ постоянное значение (708), не выходя из пределов применимости всей этой приближённой теории. Это даёт:

$$X_1 = \frac{4}{3} \frac{eae^{\alpha x}}{\left(0,133 \frac{X}{p}\right)^{\frac{1}{2}}} \approx 1,76 \cdot 10^{-9} \frac{eae^{\alpha x}}{\left(\frac{X}{p}\right)^{\frac{1}{2}}} CGSE =$$

$$= 5,2710^{-7} \frac{eae^{\alpha x}}{\left(\frac{X}{p}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{V}{\text{см}}. \quad (709)$$

Мик допускает, что стример начинает развиваться, если в момент достижения лавиной анода и, следовательно, при $x = d$

$$X_1 = X \quad (710)$$

(d — расстояние между электродами). Обозначая пробойную напряжённость поля через X_s , Мик пишет

$$\frac{X_s}{p} \left(\frac{d}{p}\right)^{\frac{1}{2}} = 5,27 \cdot 10^{-7} \frac{e}{p} e^{\frac{\alpha}{p} p d} \quad (711)$$

и отсюда

$$\frac{\alpha}{p} e^{\frac{\alpha}{p} p d} = \frac{1}{5,27} 10^7 \frac{X_s}{p} \left(\frac{1}{p d}\right)^{\frac{1}{2}} d. \quad (712)$$

Логарифмируем правую и левую части (712) и получаем уравнение Мика, определяющее X_s в виде:

$$\frac{\alpha}{p} (p d) + \ln \frac{\alpha}{p} = 14,46 + \ln \frac{X_s}{p} - \frac{1}{2} \ln (p d) + \ln d. \quad (713)$$

Выражение (713) позволяет подсчитать пробойную напряжённость поля X_s , а затем пробойное напряжение

$$U_s = X_s d, \quad (714)$$

если известно $\frac{\alpha}{p}$ как функция $\frac{X}{p}$, совершенно так же, как в теории Таунсенда-Роговского U_s подсчитывается из условия перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный:

$$\mu = \gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (715)$$

Результаты сопоставления теории Мика с опытом представлены на рис. 250. По оси абсцисс отложено произведение pd в мм Hg·см, по оси ординат — пробивная напряжённость поля в вольтах. Сплошная линия — теоретическая кривая Мика, пунктирная — кривая, соответствующая экспериментальным данным, взятым Миком из книги Уайтхеда [1709]. При $pd > 200$ экспериментальная и теоретическая кривые совпадают. При меньших значениях pd начинают проявлять себя γ -процессы на катоде; при ещё меньших значениях pd весь механизм разряда Таунсенда-Роговского играет преобладающую роль. Аналогично выводу закона Пашена из теории Таунсенда можно проверить, должен ли согласно теории стримеров закон Пашена иметь место в искровом разряде. Полагая в (713) $\frac{a}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$ и $X = \frac{U}{d}$, видим, что расстояние d и давление p входят в условие искрового пробоя (713) в виде произведения pd за исключением одного

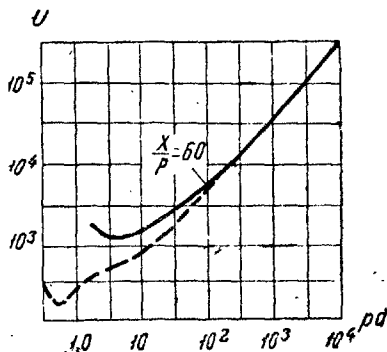


Рис. 250. Сличение кривой зависимости пробивного напряжения от произведения pd по Микку с экспериментальными данными.

только последнего члена, где d входит под логарифмом без множителя p . Заключение: закон Пашена при искровом пробое должен соблюдаться, но не совсем точно. Действительно, при больших давлениях эксперимент показывает отступления от закона Пашена, лежащие в пределах неточности, вносимой наличием в (713) члена $\ln d$, но в то

Таблица 44

pd в мм Hg·см	U_s в киловольтах		
	$d = 0,1 \text{ см}$	$d = 1,0 \text{ см}$	$d = 10,0 \text{ см}$
7600	245	248	249
760	31,5	32,2	32,0
380	18,0	18,6	18,9

же время и в пределах точности имеющихся налицо экспериментальных данных. По мнению Мика и Лёба, вопрос требует постановки специальных тщательных измерений U_s в случае плоских электродов при больших значениях pd .

О величине ожидаемого эффекта можно судить по подсчитанным Миком и Лёбом данным, приведённым в таблице 44. Вернёмся к исходному условию Мика $X_1 = X$. Количественно это условие выбрано несколько произвольно. Ясно, что стримеры начинают образовываться, когда порядок величины напряжённости поля лавины X_1 начинает совпадать с порядком величины X напряжённости

поля разряда, но точно установить, каково должно быть для этого соотношение между полями X_1 и X , невозможно. Вхождение в формулы теории Мика показательного множителя $e^{\mu x}$ приводит к тому, что замена значения отношения $\frac{X_1}{X}$ единица значением, в 5 раз

меньшим, лишь очень мало изменяет получаемое в результате подсчёта U_s . Так, при $d=1$ см и $p=760$ мм Hg исходное положение $X_1=X$ приводит к $U_s=32,2$ кВ, а $X_1=0,2 X$ к $U_s=31,8$ кВ.

Попробуем проанализировать этот пункт новой теории несколько глубже. (710) является условием того, что под действием фотоэффекта в объёме газа около основной лавины начинают образовываться и вливаться в её канал новые, дочерние лавины. Но появление одной или даже нескольких таких лавин ещё не обуславливает собой того, что стример будет неуклонно расти от анода к катоду. Необходимы такие благоприятные для роста стримера условия, при которых вместе с вливанием каждой дочерней лавины увеличивается напряжённость поля основной лавины, а также увеличивается число излучаемых во все стороны фотонов. Возможное уменьшение одного из этих факторов с избытком должно перекрываться увеличением другого. Когда поле лавины X_1 одного порядка величины с полем разрядного промежутка X , вероятность осуществления необходимых для роста стримера благоприятных условий очень быстро растёт с увеличением X . О вероятности здесь уместно говорить потому, что благодаря большому числу излучаемых головкой лавины фотонов и большого числа дочерних лавин появление и рост стримера носят статистический характер. Только быстрое увеличение вероятности появления и роста стримера, вызываемое единичной электронной лавиной, при увеличении X приводит к возможности говорить о более или менее определённом значении пробивной напряжённости поля X_s и пробивного напряжения U_s . На самом же деле искровой пробой надо рассматривать как явление, происходящее в зависимости от случайных обстоятельств, то при несколько больших, то при несколько меньших значениях X и U . Поэтому, как указывают Лёб и Мик, мы будем получать на опыте тем меньшее значение пробивного напряжения U_s , чем дольше будем выжидать осуществление пробоя при каждой данной разности потенциалов U , наложенной нами между электродами. Таким образом, общепринятое определение «пробивного напряжения» в случае искрового разряда является условным и, строго говоря, должно было бы содержать указание на время, за которое пробой должен произойти. В этом — одно из коренных отличий между теорией пробоя Мика и Лёба и теорией Таунсенда-Роговского, со строго определённым требованием последней: $\mu = \gamma(e^{\mu d} - 1) = 1$.

Обратимся ко второму условию, соблюдение которого необходимо для того, чтобы мог образоваться и расти положительный стример. Основываясь на грубом параллелизме, имеющем место в разряде

между явлениями ионизации и возбуждения газа, Лёб формулирует это условие так: для образования положительного стримера необходимо наличие в головке лавины концентрации ионов N_i , не меньшей некоторой предельной концентрации N_{i0} , соответствующей выходу из головки лавины количества коротковолновых фотонов, достаточного для поддержания роста стримера. При $pd = 200$ мм Нг см, т. е. в той области, где механизм теории стримеров начинает уступать место процессам, лежащим в основе теории Таунсенда-Роговского, подсчёт по уравнению (699) теории Мика даёт $6,9 \cdot 10^{14}$ ионов в одном см³. При $p = 760$ мм Нг и $d = 10$ см — область, в которой теория Мика даёт результаты, согласные с опытом, тот же подсчёт даёт для N_i $8,8 \cdot 10^{14}$ ионов в 1 см³. На основании этих, а также некоторых других данных Лёб принимает за предельное значение $N_{i0} = 7 \cdot 10^{14}$ ион/см³. N_{i0} Лёб в первом приближении считает величиной постоянной и пользуется значением $7 \cdot 10^{14}$ ион/см³ во всех своих подсчётах.

§ 5. Механизм искрового разряда в случае длинного разрядного промежутка. Из указанного выше способа выбора величины N_{i0} Лёбом видно, что для сравнительно коротких искровых промежутков при соблюдении условия Мика (710) условие Лёба

$$N_i = N_{i0} = 7 \cdot 10^{14} \text{ ион/см}^3 \quad (716)$$

всегда соблюдено. Иное при более длинных искровых промежутках. Подсчёт показывает, что если не придавать излишнего большого значения диффузии электронов в стороны, то при равномерном поле даже при сравнительно малых значениях напряжённости поля X всегда можно подобрать достаточно большое расстояние от катода x , для того чтобы на этом расстоянии условие (710) $X_1 = X$ было соблюдено. Однако это вовсе не обозначает, что на расстоянии x будет соблюдено условие (716) и в сторону катода от головки лавины начнёт распространяться положительный стример. Подсчёт по формуле (699) показывает, что при том же x потребуется большее X или при том же X большее x .

Пробойная напряжённость поля X_{s0} в случае длинных искровых промежутков может быть найдена так. Пользуясь соотношением $\alpha = f\left(\frac{X}{p}\right)$, определим значения напряжённости поля X и величины N_i , удовлетворяющие равенствам (709), (710) и (699) как функции расстояния x от катода. Выбираем такое значение x , при котором $N_i = N_{i0}$; это значение обозначим через x_0 ; соответствующее значение X_1 — через X_{s0} . Если $x_0 > d$ — расстояния между электродами, то при $X = X_{s0}$ пробоя не может быть, и расчёт приходится повторить для больших значений X , пока не будет получено $x_0 = d$. При $x_0 = d$ положительный стример распространяется через весь разрядный промежуток от анода до катода, и искровой пробой происходит так же, как и в случае короткого искрового промежутка. В случае $x_0 < d$ при

соблюдения условия Мика, т. е. при $X = X_0$, положительный стример начинает своё распространение в точке, лежащей между анодом и катодом. Заметим, что уравнение (709) даёт напряжённость поля без учёта отрицательного заряда головки лавины (таким образом расчёт, строго говоря, относится к тому случаю, когда электроны уходят в анод). Поэтому напряжённость поля X_1 достигает в точке B_1 значения X_{80} , вычисленного для $x = x_0$ по (709), лишь несколько позднее,

когда отрицательная головка лавины отодвинется от точки $x = x_0$ на некоторое расстояние и, кроме того, будет в значительной степени отширмована положительными ионами, вновь образованными лавиной. Этой оговорки Лёб и Мик, однако, не делают.

Развивая далее картину пробоя при длинном искровом промежутке ([1660], см. также [1710]), Мик и Лёб полагают, что во время распространения положительного стримера от точки $x = x_0$ до катода дальнейшее продвижение головки первоначальной лавины несколько замедлено действием положительного заряда ионов на электронную головку лавины. Когда положительный стример достигает катода, в созданный им канал устремляются с катода электроны, освобождаемые γ -процессами. Эти электроны нейтрализуют положительные объёмные заряды канала и превращают последний в ниточку плазмы с большой электропроводностью. Катод как бы передвигается внутрь разрядного промежутка в точку B_1 (рис. 251). В частях разрядного промежутка, лежащих за этой точкой ближе к аноду, непрерывно идёт рост лавины

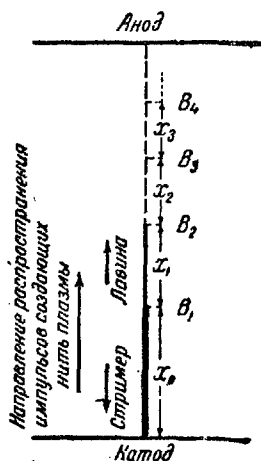


Рис. 251. Схема ступенчатого распространения лавины и положительных стримеров в длинном искровом промежутке.

электронов. В некоторой новой точке $B_2 x = x_0 + x_1 X_1$ снова достигает значения X_{80} , и от точки B_2 по направлению к катоду побегит новый положительный стример. Когда этот новый стример вольётся в точку B_1 в русло первого стримера, от точки B_1 пробежит новый импульс отрицательного заряда, и ниточка проводящей плазмы вырастет до точки B_2 . Ступенчатое распространение стримера будет происходить так же и дальше (— точки B_3 , B_4 и т. д.), пока анод и катод не окажутся соединёнными непрерывной нитью плазмы. Расстояния x_1 , x_2 и т. д., которые пробегает лавина за время от образования одного стримера до образования последующего, может быть и меньше пробега первоначальной лавины x_0 потому, что первоначальную лавину создаёт один только электрон, а от точки $x = x_0$ к аноду начинает двигаться одновременно много электронов. Поэтому концентрация положительных ионов в головке лавины, продолжающей своё распространение за точку $x = x_0$, после пробега одного и того же

расстояния больше, чем в первоначальной лавине. Лёб и Мик дополняют эту картину указанием на довольно частые случаи, когда при длинном искровом промежутке первоначальная лавина начинает распространяться не непосредственно от катода, а из какой-либо точки разрядного промежутка. В этом случае, после того как в поле напряжённости X_{80} лавина пробежала путь x_0 , первая ступень положительного стримера распространяется от головки лавины не только до её начальной точки, но и до самого катода, как это показывают наблюдения при помощи ячейки Керра. Лёб и Мик констатируют, что экспериментальных данных, относящихся к искровому разряду в более или менее равномерном поле при больших значениях произведения pd , налицо очень мало, главным образом, из-за трудности создать равномерное поле при большом d или экспериментировать при значительно повышенном давлении. Как показали снимки искрового разряда при большой длине разрядного промежутка, произведённые Миком и Аллибоном [1711], наблюдаются случаи, когда при искровом пробое длинного разрядного промежутка навстречу один другому распространяются положительный и отрицательный стример от анода и от катода, встречающиеся посреди разрядного промежутка.

За то, что рисуемая Миком и Лёбом картина «стримерного» пробоя в общих чертах верна, говорят короткое время этого пробоя и определяемая при помощи ячейки Керра и камеры Вильсона большая скорость распространения искрового канала через разрядный промежуток в направлении от анода к катоду.

Однако, как ясно из всего вышеизложенного, условия Мика и Лёба являются лишь весьма приближёнными. При дальнейшем развитии теории стримеров эти условия должны быть заменены каким-то единым уточнённым положением.

Для уточнения теории необходим далее более детальный учёт и более точное представление о процессах увеличения ширины головки лавины вследствие диффузии и о потехах электронов из головки под действием этих процессов. Расположение головки лавины задерживается действием положительных зарядов лавины. Нейтрализация положительного объёмного заряда головки дочерними лавинами может содействовать рассеянию электронов во все стороны.

Необходимо также учесть количественно излучение фотонов достаточно большой энергии $h\nu$ как головкой лавины, так и дальнейшими частями канала лавины.

§ 6. Искровой разряд в неравномерном поле. Переход к экспериментальному и теоретическому исследованию искрового разряда в неравномерном поле при больших расстояниях между электродами приводит к постановке ряда новых вопросов. Как показывают подсчёты, проведённые согласно теории Мика, в равномерном поле при малых pd «пробивная напряжённость поля» X_8 с увеличением p и d уменьшается до тех пор, пока достаточным для пробоя является

одно условие Мика, так как оно перекрывает второе условие. При больших pd , когда в вопросе о пробое первенствующую роль начинает играть условие Лёба, пробойная напряжённость поля перестаёт уменьшаться с ростом p и d и принимает значение X_{80} , большее, чем значение X_8 , даваемое при тех же условиях формулой Мика. Пробивное напряжение, определявшееся до этого как $U_8 = X_8 d$, даётся теперь выражением

$$U_8 = X_{80} d. \quad (717)$$

Понятие о величине X_{80} и об её зависимости от p может дать следующая таблица 45, составленная Миком и Лёбом¹⁾ на основании условия (716).

Как показывает опыт, в случае неравномерного поля (разрядный промежуток острей — плоскость, два острия, два маленьких шара и т. п.) средняя напряжённость поля при пробое в воздухе при $p = 760$ мм Hg много меньше тех 24 000 В/см, которые, согласно

Таблица 45

p мм Hg	X_{80} В/см	x_0 см	$\frac{X_{80}}{p}$	$U_{80} = X_{80} d$
1520	38 000	88	25,0	3 340 000
760	24 200	15	31,8	363 000
380	15 050	3,3	39,6	49 700

таблице 45, представляют собой «пробивную напряжённость поля» в случае равномерного поля между плоскими электродами. Так, в случае отрицательного электрода малого радиуса кривизны искровой пробой наблюдался при средней напряжённости

поля 9000 В/см, а в случае положительного — при средней напряжённости всего в 5500 В/см. Так как минимальная напряжённость поля, имевшая место в этих случаях, меньше, чем средняя, то отсюда следует, что в неравномерных полях стримеры могут распространяться через области с ещё более низкой напряжённостью поля. На основании экспериментальных данных Лёб оценивает напряжённость поля столь малую, что распространение положительного стримера более не может иметь места в 4400 В/см. Тот факт, что стримеры проходят через области с малой напряжённостью поля, показывает, что искровой канал, проникающий в разрядный промежуток от электрода в виде первоначальной лавины, и встречный стример несут с собой такое сильное «искажение» разрядного поля, которое восполняет недостаточность условий для распространения стримера. Разница по сравнению с равномерным слабым полем заключается в том, что в последнем случае стример совсем не может возникнуть, тогда как при неравномерном поле стример *возникает* в области,

¹⁾ Лёб и Мик подчёркивают, что на данные этой таблицы надо смотреть лишь как на ориентировочные.

где напряжённость поля достаточно велика, и затем лишь *распространяется* через весь искровой промежуток. Для более полной картины нехватает более детальных количественных данных о роли суммарного поля и о плотности излучения коротковолновых фотонов различными частями искрового канала. Соответствующие неравномерному полю разрядного промежутка формулы Мика усложняются

тем, что вместо произведения αx в показателе должно стоять $\int_0^x \alpha dx$.

Так, например, (705) превращается в случае неравномерного поля в

$$X_1 = \frac{4}{3} \frac{e^{\alpha x_s} e^{\int_0^{x_s} \alpha dx}}{\left(1010 \cdot \frac{2}{3} \frac{X}{p} \frac{\lambda_s}{\sqrt{f}}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (178)$$

α_{x_s} — здесь значение α , соответствующее головке лавины при $x = x_s$, отсчитывается по криволинейной оси лавины, совпадающей с силовой линией поля.

Между областями разрядного промежутка, лежащими около конца положительного и отрицательного острия, а также около кончика канала искры, растущего от положительного и от отрицательного электрода, имеется существенное различие, на основании которого легко объясняется не только указанная выше разница в минимальной напряжённости поля, необходимой для распространения стримера при положительном или отрицательном острие, но и различный внешний вид искровых каналов, идущих от положительного и отрицательного электродов. У положительного острия лавина электронов бежит из области малой напряжённости поля в область большой напряжённости, и поэтому нарастание лавины электронов весьма эффективно. К тому же электроны тут же уходят в анод — положительное острие. В пространстве перед этим остриём остаётся лишь заряд положительных ионов, значительно усиливающий здесь поле и как бы удлиняющий острие. То же повторяется и дальше при пробеге новых лавин из разрядного промежутка по направлению к уже образовавшемуся каналу-острию. Совсем иная картина имеет место у отрицательного острия. Лавина, распространяющаяся от такого острия, пробегает сперва область большей напряжённости поля, затем меньшей. Поэтому рост лавины гораздо менее интенсивен, чем в случае положительного острия. Положительный заряд около самого острия возрастает вследствие имеющих здесь место γ -процессов, вызывающих развитие новых лавин. Эти положительные заряды, правда, усиливают поле около отрицательного острия, но только на небольшом протяжении между остриём и зарядом. Дальше заряд положительных ионов ослабляет напряжённость поля. Таким образом

у положительного острия условия для образования и развития искровых каналов много благоприятнее, чем у отрицательного. Отсюда разница во внешнем виде каналов и в минимально допустимой напряжённости внешнего поля.

Такова в общих, ещё не совсем установившихся чертах теория стримеров. Существуют попытки опровергнуть претензию новой теории на объяснение пробоя, начиная со значений $p d$, равных 200 мм Нг см [1713], опирающиеся на малую количественную определённости условия Мика (710). Есть также попытки показать, что выставляемые её авторами возражения против применимости в этой области теории Таунсенда-Роговского недостаточно обоснованы и могут быть объяснены, с одной стороны, недостаточно широкой и точной постановкой эксперимента, а с другой, — некоторыми неточностями в теоретических подсчётах [1712]. При этом проводится разница между случаями импульсного и статического пробоя, а также между случаями длинных и коротких искровых промежутков. Область первых уступается новой теории, область вторых закрепляется за старой. Мы не можем здесь входить в разбор этой критики и отсылаем читателя к оригинальным работам. Но одно несомненно. Каковы бы ни были более точные границы применимости новой теории однолавиного пробоя, существование стримеров доказано экспериментально различными методами и различными исследователями, по крайней мере при разрядных напряжениях, лишь очень немного превышающих «условное» минимальное напряжение статического пробоя. Просто отбросить новую теорию нельзя. В то же время вполне законно требование её дальнейшего развития и уточнения.

В этой связи считаем бесполезным подчеркнуть следующее представление новой теории, кажущееся на первый взгляд парадоксальным: удачно начавшееся движение *одного только электрона* приводит к развязке такого мощного явления, как могучая электрическая искра, пробивающаяся в лабораторных опытах искровые промежутки длиной в несколько метров, а в природных условиях проявляющая себя в виде величественной молнии. Заметим, что противники теории стримеров оставляют этой теории как раз область импульсных разрядов, длинных искр и молний.

Несомненно также, что в переходной области потребуется ещё неясный сейчас синтез обеих теорий. Возражения против теории Леба и Мика см. также [1752]; об экспериментальной проверке этой теории см. [1746, 1749, 1753, 1754].

§ 7. Дальнейшие стадии искрового разряда. Теория стримеров подводит нас к образованию сквозного проводящего *главного канала*, соединяющего катод и анод нитью высокоионизированной газоразрядной плазмы.

Дальше мы имеем дело с бурными быстропереходящими процессами. В начальный момент следующей стадии искрового разряда

имеют место большая разница потенциалов между электродами и очень малое сопротивление соединяющего их искрового канала.

В таких условиях обычно возникает дуговой разряд. Ток достигает значительной величины. Напряжение в цепи перераспределяется, и на разрядный промежуток приходится лишь несколько десятков вольт, необходимых для поддержания дуги. Однако в случае искрового импульса дело происходит несколько иначе. Измерение количества энергии, выделяющейся за время импульса в разрядном промежутке, а также непосредственное осциллографирование тока импульса показали [1750], что при отсутствии в цепи самоиндукции, замедляющей нарастание тока, напряжение между электродами при разряде конденсатора через вновь образовавшийся искровой канал не падает ниже нескольких сот (600—900) вольт. Дело происходит так, как будто ток в искровом промежутке ограничен каким-то внутренним фактором. Измерения диаметра искрового канала показали, что этот диаметр за всё время осциллографирования импульса изменяется лишь очень незначительно. Вместе с тем значение плотности тока в канале соответствует полной ионизации газа в этом канале. Отсюда заключают, что в описываемых опытах ток в канале достигал предельной плотности и не мог увеличиваться дальше потому, что за время импульса канал не успевал достаточно вырасти в ширину.

Остановимся ещё на вопросе, существенном при изучении причин избирательного поражения молнией: можно ли заставить искровой разряд пройти по заранее намеченному пути посредством искусственной ионизации определённых участков разрядного промежутка, как бы подготовляющей путь для распространения искрового канала? Как показал ряд экспериментов, этого сделать нельзя. Приведём схему одного из них. Последовательный ряд искровых импульсов имел место между остриём *A* и плоскостью *B* (рис. 252). Каждый импульс оставлял на пластинке *B* заметный след. После большого числа разрядов следы их на пластинке *B* оказались расположенными по закону Гаусса, как при стрельбе расположены точки попадания снарядов или пуль в мишень. Часть искрового промежутка облучалась рентгеновыми лучами, и в этом месте искусственно создавалась область интенсивной ионизации газа. Расположение следов на пла-

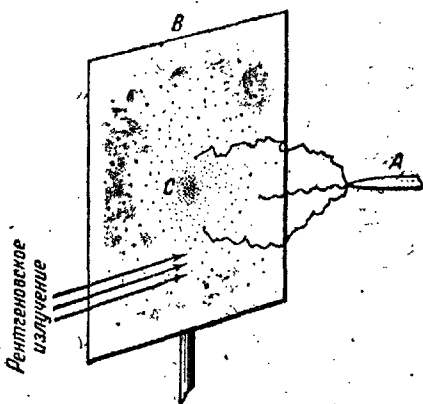


Рис. 252. Схема опыта для обнаружения воздействия ионизации воздуха рентгеновскими лучами на пути распространения каналов искрового разряда.

стинке *В* не изменялось. Точка *С*, вокруг которой эти следы располагались наиболее густо, не перемещалась. Другие подобного же рода опыты см. [1864], стр. 155.

Об исследовании искрового разряда см. также [1714, 1715, 1727, 1736, 1738, 1739, 1745, 1747, 1748, 1751, 1755] и [1676—1693].

Об искровом разряде с холодной электронной эмиссией в вакууме см. [1716—1718].

§ 8. Методы исследования и специфические особенности молнии. Основным аппаратом для исследования последовательных стадий молнии служит упомянутая выше камера Бойса. Распространённый вариант такой камеры

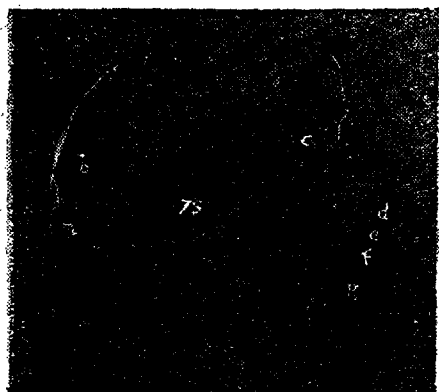


Рис. 253а). Изображения последовательных импульсов молнии, полученные при помощи камеры Бойса I с одним медленно вращающимся объективом.

имеет два вращающихся по кругу объектива, дающих изображения молнии на одной и той же неподвижной плёнке. Подлежащие расшифровке бойсограммы имеют вид, изображённый на рис. 253 (а и б). Изображения, получаемые от одних и тех же стадий разряда каждым из объективов, показаны одними и теми же буквами *а*, *б*, *с*. При расшифровке приходится учитывать направление движения данного объектива и направление распространения разряда. Для получения более полной картины процессов молнии одновременно делают три снимка: неподвижной камерой, камерой

Бойса I с одним медленно вращающимся объективом (рис. 253а) и камерой Бойса II с двумя быстро вращающимися объективами (рис. 253б). В случае рис. 253б число оборотов камеры Бойса II было 3000 в минуту; число оборотов объектива «медленной» камеры I было в 59 раз меньше. Характерная бойсограмма, на которой отчётливо видны последовательные стадии молнии, приведена на рис. 254 в виде увеличенного негативного изображения. На рисунке 255 приведена расшифровка этой бойсограммы. Богатый набор бойсограмм и ценный материал дали многолетние исследования грозových разрядов, произведённые Шоуландом и его сотрудниками в южной Африке [1728—1733]. Из этой серии наблюдений заимствованы и приведённые выше бойсограммы.

Второй современный метод исследования грозового разряда — это применение осциллографа. Осциллограф либо так или иначе приключается к цепи молниеприёмника и в таком случае непосредственно

регистрирует протекание импульса тока молнии; либо осциллограф включён в цепь антенны, улавливающей электрические колебания в атмосфере, и регистрирует те искажения электрического поля земной атмосферы, которые сопровождают грозовой разряд. В этом

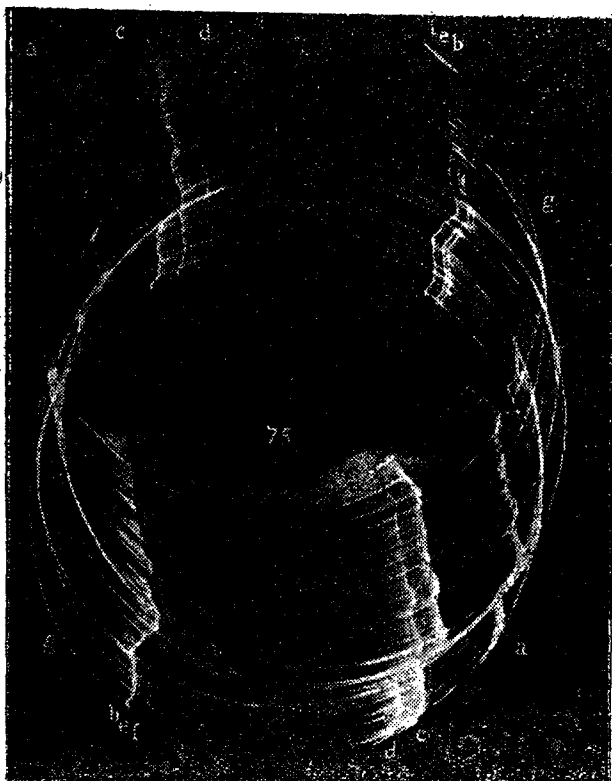


Рис. 2536). Изображения последовательных импульсов молнии, полученных при помощи камеры Бойса II с двумя быстро вращающимися объективами; бойсограмма II даёт более детальную картину протекания процесса по времени, но не позволяет однозначно установить последовательность отдельных стадий, разделённых между собой промежутком времени большим, чем время одного оборота объективов. Этот недостаток восполняется одновременно снимком того же процесса при помощи «медленной камеры» I.

случае показания осциллографа требуют специальной расшифровки в зависимости от расстояния от антенны до молнии и от направления самого разряда. Особенно ценны те осциллограммы, которые удастся получить одновременно с бойсограммами одного и того же удара молнии.

стинке *В* не изменялось. Точка *С*, вокруг которой эти следы располагались наиболее густо, не перемещалась. Другие подобного же рода опыты см. [1664], стр. 155.

Об исследовании искрового разряда см. также [1714, 1715, 1727, 1736, 1738, 1739, 1745, 1747, 1748, 1751, 1755] и [1676—1693].

Об искровом разряде с холодной электронной эмиссией в вакууме см. [1716—1718].

§ 8. Методы исследования и специфические особенности молнии. Основным аппаратом для исследования последовательных стадий молнии служит упомянутая выше камера Бойса. Распространённый вариант такой камеры имеет два вращающихся по кругу объектива, дающих изображения молнии на одной и той же неподвижной плёнке. Подлежащие расшифровке бойсограммы имеют вид, изображённый на рис. 253 (а и б). Изображения, получаемые от одних и тех же стадий разряда каждым из объективов, показаны одними и теми же буквами *а*, *б*, *с*. При расшифровке приходится учитывать направление движения данного объектива и направление распространения разряда. Для получения более полной картины процессов молнии одновременно делают три снимка: не-

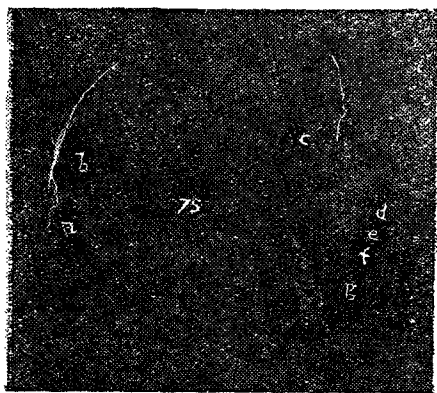


Рис. 253а). Изображения последовательных импульсов молнии, полученные при помощи камеры Бойса I с одним медленно вращающимся объективом.

Бойса I с одним медленно вращающимся объективом (рис. 253а) и камерой Бойса II с двумя быстро вращающимися объективами (рис. 253б). В случае рис. 253б число оборотов камеры Бойса II было 3000 в минуту; число оборотов объектива «медленной» камеры I было в 59 раз меньше. Характерная бойсограмма, на которой отчётливо видны последовательные стадии молнии, приведена на рис. 254 в виде увеличенного негативного изображения. На рисунке 255 приведена расшифровка этой бойсограммы. Богатый набор бойсограмм и ценный материал дали многолетние исследования грозовых разрядов, произведённые Шонландом и его сотрудниками в южной Африке [1728—1733]. Из этой серии наблюдений заимствованы и приведённые выше бойсограммы.

Второй современный метод исследования грозового разряда — это применение осциллографа. Осциллограф либо так или иначе приключается к цепи молниеприёмника и в таком случае непосредственно

регистрирует протекание импульса тока молнии; либо осциллограф включён в цепь антенны, улавливающей электрические колебания в атмосфере, и регистрирует те искажения электрического поля земной атмосферы, которые сопровождают грозовой разряд. В этом

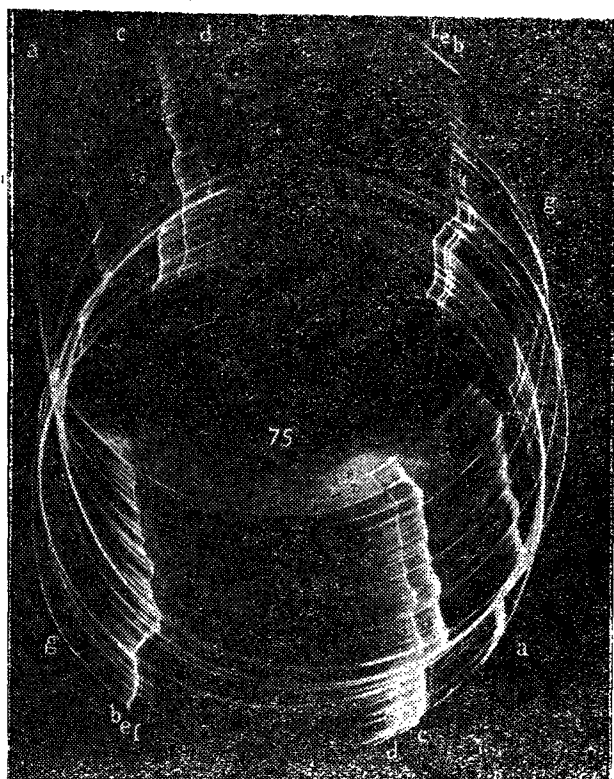


Рис. 2536). Изображения последовательных импульсов молнии, полученных при помощи камеры Бойса II с двумя быстро вращающимися объективами; бойсограмма II даёт более детальную картину протекания процесса по времени, но не позволяет однозначно установить последовательность отдельных стадий, разделённых между собой промежутком времени большим, чем время одного оборота объективов. Этот недостаток восполняется одновременно снимком того же процесса при помощи «медленной камеры» I.

случае показания осциллографа требуют специальной расшифровки в зависимости от расстояния от антенны до молнии и от направления самого разряда. Особенно ценны те осциллограммы, которые удастся получить одновременно с бойсограммами одного и того же удара молнии.

Менее совершенными, но зато более легко приложимыми в широких масштабах являются клинодографический метод, использующий образование фигур Лихтенберга при скользящем искровом разряде, вызванном в клинодографе импульсом молнии, и особенно метод ферромагнитных регистраторов. Этот метод основан на остаточном намагничивании железного стержня в магнитном поле тока молнии,

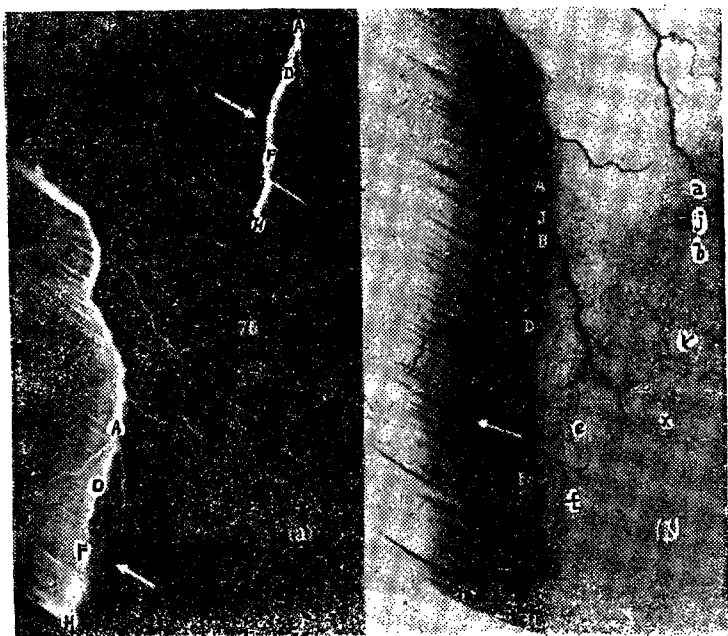


Рис. 254. Характерная бойсограмма, показывающая распространение ступенчатого лидера — слабые полосы в правой стороне фотोगрафии. Правая часть рисунка — негативное изображение. Широкая чёрная полоса соответствует главному каналу молнии и на оригинальном снимке обладает пропавшим в репродукции тонким строением из параллельных полос различной яркости. На рисунке приведено увеличенное изображение от одного из двух объективов камеры. Стрелка показывает направление движения объектива. Результаты детального анализа оригинального снимка показаны на рис. 255. Буквы на рис. 254 и 255 устанавливают соответствие точек обоих рисунков.

протекающего в молниеприёмнике, или даже просто по столбу линии электропередачи, в который случайно ударяет молния [1724]. При помощи этих методов возможно статистическое исследование большого числа случаев ударов молнии. Для этого соответствующие приборы в достаточно большом числе присоединяются к громоотводам или к столбам линий электропередачи и после грозы проверя-

Менее совершенными, но зато более легко приложимыми в широких масштабах являются клинодографический метод, использующий образование фигур Лихтенберга при скользящем искровом разряде, вызванном в клинодографе импульсом молнии, и особенно метод ферромагнитных регистраторов. Этот метод основан на остаточном намагничивании железного стержня в магнитном поле тока молнии,

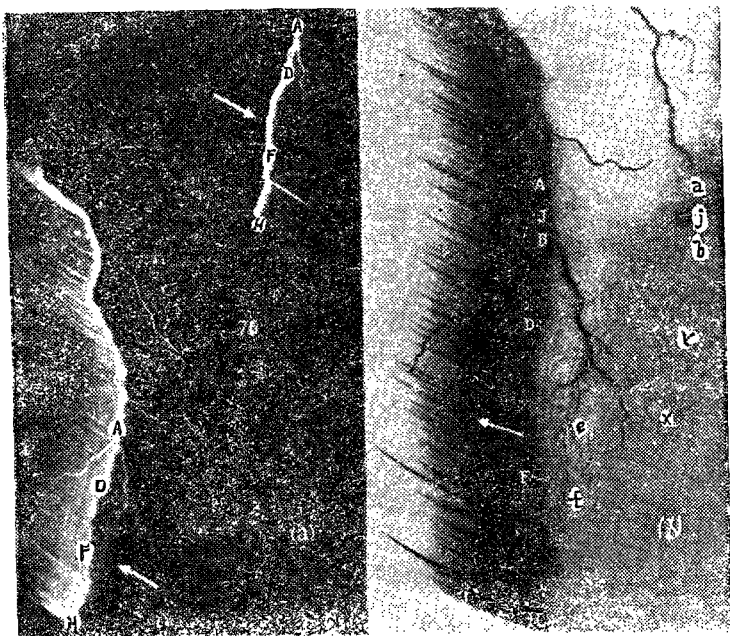


Рис. 254. Характерная бойсограмма, показывающая распространение ступенчатого лидера — слабые полосы в правой стороне фотографии. Правая часть рисунка — негативное изображение. Широкая чёрная полоса соответствует главному каналу молнии и на оригинальном снимке обладает пропавшим в репродукции тонким строением из параллельных полос различной яркости. На рисунке приведено увеличенное изображение от одного из двух объективов камеры. Стрелка показывает направление движения объектива. Результаты детального анализа оригинального снимка показаны на рис. 255. Буквы на рис. 254 и 255 устанавливают соответствие точек обоих рисунков.

протекающего в молниеприёмнике, или даже просто по столбу линии электропередачи, в который случайно ударяет молния [1724]. При помощи этих методов возможно статистическое исследование большого числа случаев ударов молнии. Для этого соответствующие приборы в достаточно большом числе присоединяются к громоотводам или к столбам линий электропередачи и после грозы проверя-

шее время главный предмет работ исследователей молнии. К ним относятся все приводимые нами ниже данные, если не будет сделано соответствующей оговорки.

Встречается большое число единичных ударов молнии, но, вообще говоря, удары отрицательной молнии являются кратными и состоят из довольно быстро следующих друг за другом импульсов. Бойсограммы и осциллограммы обнаруживают при каждом «импульсе» наличие так называемого главного канала молнии и обязательно

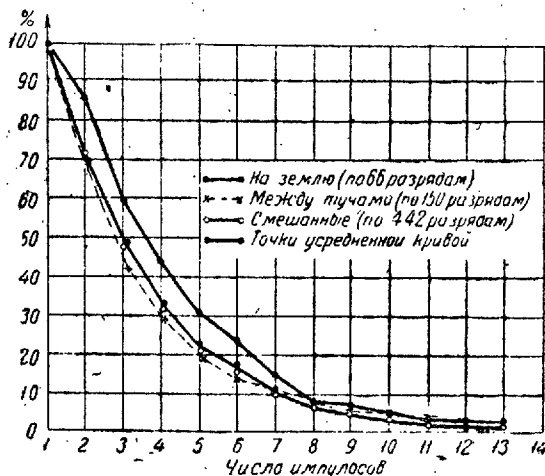


Рис. 256. Пример кривых процентного распределения числа импульсов в разряде молнии ([1664], стр. 118).

предшествующих образованию этого главного канала «лидеров», гораздо менее ярких и часто улавливаемых с трудом на фотопластинке. Подобно стримеру в лабораторной искре лидер как бы пробивает в воздухе путь для разряда и соединяет область скопления отрицательных зарядов в облаке с землёй сильно разветвлённым каналом ионизированного газа. Но механизм образования и распространения лидера несколько сложнее, чем в случае одного

только стримера. Значительная часть отрицательного заряда облака в момент достижения земли головкой лидера оказывается разлившейся по каналу. В момент удара о землю головки лидера положительные заряды, наведённые облаком на поверхности земли, устремляются в созданный лидером канал и нейтрализуют отрицательные заряды в канале и во всех его ответвлениях. Таким образом создаётся быстро растущий по направлению от земли к облаку *главный канал* с большой электропроводностью. Плотность тока в главном канале достигает больших значений. Яркость свечения главного канала много больше, чем яркость всех других стадий молнии. Разность потенциалов между облаком и землёй быстро убывает и становится недостаточной для поддержания сильных токов главного импульса молнии. Импульс сходит на-нет. Через некоторое время благодаря притоку отрицательных зарядов из отдалённых областей облака прежнее положение восстанавливается и от облака начинает распространяться новый лидер, приводящий после достижения им земли к новому главному

импульсу. Канал предыдущего импульса при этом не успевает полностью деионизироваться, и новый стример бежит по пути старого канала, в значительной мере повторяя его изгибы и разветвления.

Понятие о кратности отдельных ударов молнии даёт диаграмма рис. 256, взятая нами из книги Стекольников [1664]. Длительность процесса одного удара молнии — порядка от сотых долей секунды до одной секунды и более; наиболее часто имеющая место длительность — несколько десятых секунды. Длительность интервалов времени между отдельными импульсами одного и того же удара иллюстрируем взятым из той же книги графиком рис. 257. Количество протекающего в молнии электрического заряда колеблется от долей кулона до полутора кулонов и более. Максимальная сила тока импульса молнии лежит в пределах от долей ампера до сотен (200—300) ампер. Наблюдаемые диаметры главного канала молнии лежат в пределах 10—25 см [1725]. Результаты исследований молнии см. также [1756—1758].

Внимательное изучение бойсограмм, а также сопоставление их с осциллограммами привело Шонланда к следующей картине лидерных процессов. Между лидером первого импульса молнии и лидерами последующих повторных импульсов существует коренное различие. В то время как лидер повторного импульса распространяется равномерно со скоростью от $5 \cdot 10^7$ до $1,8 \cdot 10^9$ см/сек, лидер каждого первого импульса растёт скачкообразно. После того, как головка первоначального лидера пробежала по направлению к земле путь около 5 м, в росте лидера наблюдается пауза. Дальнейший рост возобновляется лишь через 50 мсек. Лидер снова проходит путь около 5 м и снова останавливается в своём развитии. Такие лидеры Шонланд назвал *ступенчатыми*. Непрерывно продвигающиеся вперёд лидеры Шонланд назвал *стрельчатыми*: их изображение на бойсограмме с головкой, более яркой, чем остальная часть лидера, напоминает собой стрелу с расширенным кончиком. Чем больше пауза между отдельными импульсами тока, тем больше вероятность образования в лидере ступеней. Таким образом, по Шонланду, ступенчатый лидер характерен как форма пробоя лишь очень слабо ионизированного воздуха (virgin

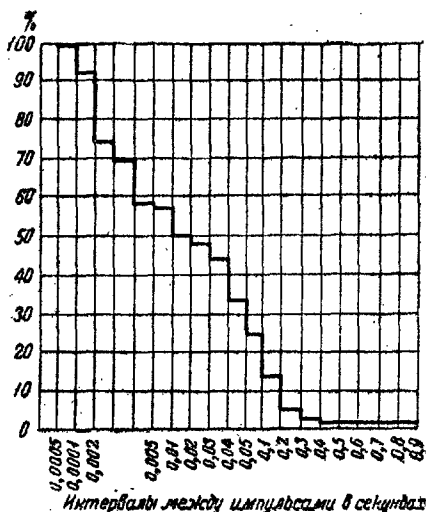


Рис. 257. Пример кривой процентного распределения интервалов между отдельными импульсами кратных ударов молнии ([1664] стр. 119).

air), тогда как стрелчатый лидер характерен для пробоя, происходящего по старому каналу, ещё сохранившему заметные следы ионизации от предыдущего импульса молнии. При приближении головки лидера импульса молнии к земле наблюдается образование встречных светящихся каналов. Эти каналы растут от высоких зданий громоотводов и т. д. по направлению к приближающемуся лидеру, сливаются с ним и замыкают таким образом канал, проводящий ток между облаком и землёй. Свечение главного канала распространяется с очень большой скоростью 10^9 — 10^{10} см/сек от земли к облаку по пробитому лидером каналу. Свечение наиболее ярко у земли. Достигнув какой-либо точки разветвления канала молнии, оно распространяется по ответвлению, как бы разливаясь по всем деталям последнего. По основному каналу молнии свечение главного импульса после прохождения каждой точки разветвления распространяется с яркостью, умень-

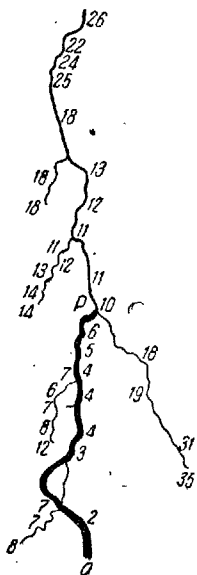


Рис. 258. Пример распространения свечения главного канала импульса молнии. Цифрами указано время в микросекундах. Различная толщина кривой соответствует различной яркости свечения канала в различных точках. В точке *P* произошла длившаяся несколько микросекунд остановка в распространении главного канала вверх по основному пути. Эта пауза вызвана растеканием положительного заряда по началу наиболее длинного разветвления данной молнии, начинающегося в точке *P*. После точки *P* яркость свечения значительно упала ([1729], стр. 620).

шившейся скачкообразно. Схемы распространения главного импульса представлены на рис. 258. Цифры на этом рисунке дают последовательность роста светящихся каналов. Толщина линий соответствует яркости свечения. На рисунке 259 сопоставлены следы, оставленные на бойсограмме лидерным процессом — пунктир и главным каналом — сплошные кривые двух ветвей импульса — молнии. На рис. 260 представлены бойсограммы, расшифровка которых дана на рис. 259. Стрелой указано направление движения изображения на фотоплёнке — ось времени.

На рис. 261 приведено схематическое сопоставление бойсограммы и осциллограммы. На последней по оси ординат отложена напряжённость поля около улавливающей импульс антенны. Ступенчатый характер первого лидера нашёл ясное отражение в колебательном режиме соответствующей ветви осциллограммы. Другой несколько более сложный случай изображён на рис. 262.

В разрядах между облаками отсутствует стадия главного импульса и лишь иногда удаётся подметить несколько более яркое свечение,

распространяющееся в обратную сторону на некоторое расстояние от затерявшегося в облаках конца молнии. В заключение феноменологического описания ударов молнии приводим на рис. 263 ещё схематическое изображение удара молнии, состоящего из двух главных импульсов, данное Шонландом в статье, в которой он далее переходит к описанию вероятного механизма процессов молнии

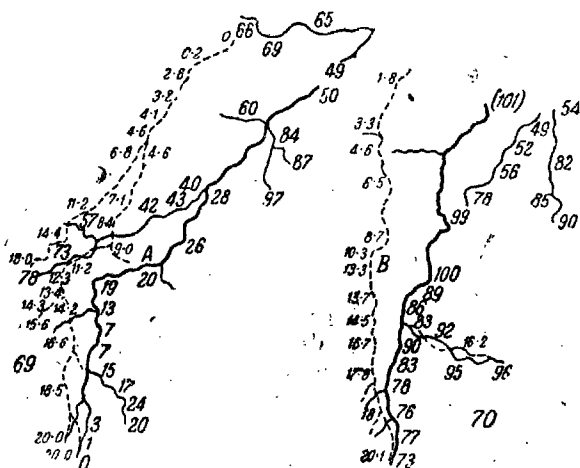


Рис. 259. Расшифровка по времени бойсограммы двух последовательных импульсов молнии. Моменты времени, соответствующие распространению головки ступенчатого лидера (пунктир), получены из бойсограммы «медленной» камеры и даны в миллисекундах. Время распространения главного канала определено при помощи камеры с быстрым вращением объективов и дано в микросекундах. Верхняя точка лидера второго импульса, помещившаяся на бойсограмме, соответствует моменту времени на 1800 микросекунд позднее верхнего конца первого лидера. Но благодаря более короткому пути, пробегаемому вторым лидером, он достиг земли лишь на 73 микросекунды позднее лидера первого импульса. В данном случае обе ветви (69) и (70) и представляют собой, повидимому, не повторные импульсы молнии, а два разветвления одного импульса, так как лидер ветви (70) начал распространяться задолго до того, как начал расти главный канал ветви (69) ([1729], стр. 609).

([1731], стр. 134). На этой схеме *a* соответствует моменту распространения лидера первого импульса молнии — отрицательные заряды одного центра зарядов облака распространяются по разветвлениям канала, созданного лидером; *b* — навстречу лидеру от поверхности земли растут положительные стримеры; *c* — канал плазмы замкнут, положительные (наведённые) заряды земли устремляются в канал, происходит развитие первого главного импульса; *d* — продолжается разряд отрицательных зарядов, накопившихся в облаке, начинается приток отрицательных зарядов от места второго их скопления

в облаке к месту начала канала молнии; e — распространение от облака к земле стрельчатого лидера второго импульса молнии и переход в канал этого лидера отрицательных зарядов второго скопления, рост от поверхности земли положительных стримеров навстречу лидеру; f — образовался главный канал второго импульса молнии,

происходит нейтрализация отрицательных зарядов второго скопления отрицательных зарядов в облаке.

§ 9. Механизм процесса молнии по Шонланду, Мику и Лёбу. В ступенчатом лидере импульса молнии мы имеем дело с двумя скоростями. Скорость распространения каждой ступеньки лидера того же порядка, что и скорость распространения стрельчатого лидера, пробивающего себе путь вдоль по старому, «потухшему» каналу предшествующего импульса молнии. Вторая скорость — скорость распространения всего процесса ступенчатого лидера, включая паузы, неизменна в течение всего этого процесса и представляет собой скорость движения электрона в воздухе при минимальной напряжённости поля, достаточной для ионизации соударением электронов. Наличие этих двух

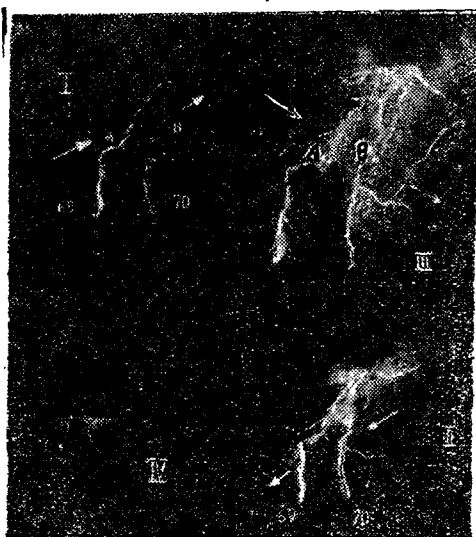


Рис. 260. Бойсограммы № 69/70 Шонланда, расшифровка которых дана на рис. 259. Слево наверху I и направо внизу II — следы, оставленные 1-м и 2-м объективами «быстрой» камеры. Направо наверху III — объективом «медленной» камеры. Слево внизу IV — неподвижным объективом. Стрелки дают направление оси времени. Буквы A и B соответствуют тем же буквам на рис. 259.

скоростей привело Шонланда к заключению, что в ступенчатом лидере мы имеем дело с двумя процессами: процессом распространения лидера в подготовленном канале ионизированного воздуха, идентичным с процессом распространения стрельчатого лидера, и с предварительным образованием ионизированного канала благодаря процессу, который Шонланд назвал «пилотирующим стримером». Свечение пилотирующего стримера слишком слабо, для того чтобы этот стример сам по себе мог быть запечатлён на бойсограмме. По мнению Шонланда, поддержанному Миком и Лёбом, пилотирующий стример представляет собой не что иное, как обычное в длинной искре распространение лавины электронов, сопровождаемое,

согласно обрисованной в § 7 картине, периодическим распространением по каналу лавины положительного стримера. Стрельчатый

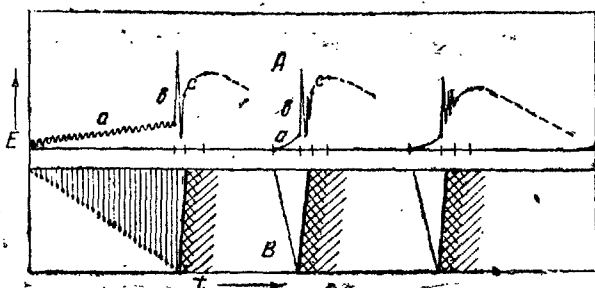


Рис. 261. Схематическое сопоставление осциллограммы *A* и бойсограммы *B* удара молнии ([1732], на стр. 59). Ветви осциллограммы соответствуют — а) лидерному процессу — тонкие линии на схематической бойсограмме *B*, б) — быстрому распространению яркого свечения главного канала — толстый отрезок на бойсограмме *B*, с) — промежутку времени, в течение которого происходит разряд через главный канал и последний продолжает светиться после того, как верхний его конец достиг облака — заштрихованная часть схематической бойсограммы. Направление распространения лидеров и главного канала на этом схематическом рисунке принято за вертикальное. Отклонение от вертикали соответствует скорости распространения: Лидер первого импульса ступенчатый; второго и третьего — стрельчатый.

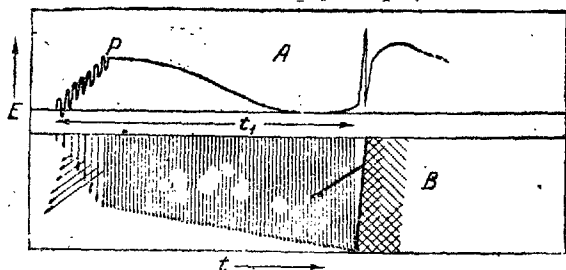


Рис. 262. Та же схема и те же обозначения, что на рис. 261.

лидер и каждое продвижение вперед ступенчатого лидера представляют собой отрицательный стример. Механизм этого отрицательного стримера-лидера, согласно картине, данной Краватом и Лебом, следующий

в облаке к месту начала канала молнии; e — распространение от облака к земле стрельчатого лидера второго импульса молнии и переход в канал этого лидера отрицательных зарядов второго скопления, рост от поверхности земли положительных стримеров навстречу лидеру; f — образовался главный канал второго импульса молнии, происходит нейтрализация отрицательных зарядов второго скопления отрицательных зарядов в облаке.

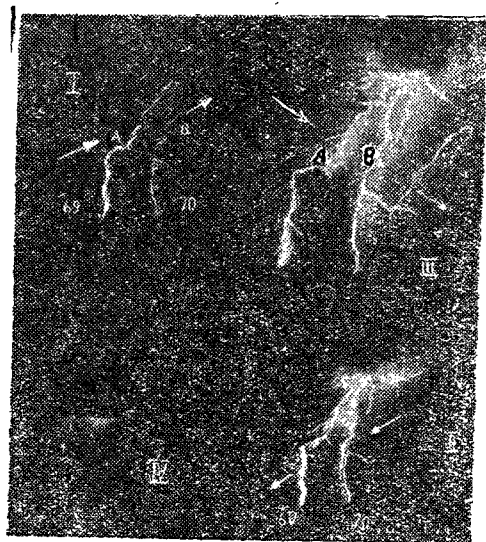


Рис. 260. Бойсограммы № 69/70 Шонланда, расщипровка которых дана на рис. 259. Налево наверху I и направо внизу II — следы, оставленные 1-м и 2-м объективами «быстрой» камеры. Направо наверху III — объективом «медленной» камеры. Налево внизу IV — неподвижным объективом. Стрелки дают направление оси времени. Буквы A и B соответствуют тем же буквам на рис. 259.

§ 9. Механизм процессов молнии по Шонланду, Мику и Лёбу. В ступенчатом лидере импульса молнии мы имеем дело с двумя скоростями. Скорость распространения каждой ступеньки лидера того же порядка, что и скорость распространения стрельчатого лидера, пробивающего себе путь вдоль по старому, «потухшему» каналу предшествующего импульса молнии. Вторая скорость — скорость распространения всего процесса ступенчатого лидера, включая паузы, неизменна в течение всего этого процесса и представляет собой скорость движения электрона в воздухе при минимальной напряжённости поля, достаточной для ионизации соударением электронов. Наличие этих двух

скоростей привело Шонланда к заключению, что в ступенчатом лидере мы имеем дело с двумя процессами: процессом распространения лидера в подготовленном канале ионизированного воздуха, идентичным с процессом распространения стрельчатого лидера, и с предварительным образованием ионизированного канала благодаря процессу, который Шонланд назвал «пилотирующим стримером». Свечение пилотирующего стримера слишком слабо, для того чтобы этот стример сам по себе мог быть запечатлён на бойсограмме. По мнению Шонланда, поддержанному Миком и Лёбом, пилотирующий стример представляет собой не что иное, как обычное в длинной искре распространение лавины электронов, сопровождаемое,

согласно обрисованной в § 7 картине, периодическим распространением по каналу лавины положительного стримера. Стрелячатый

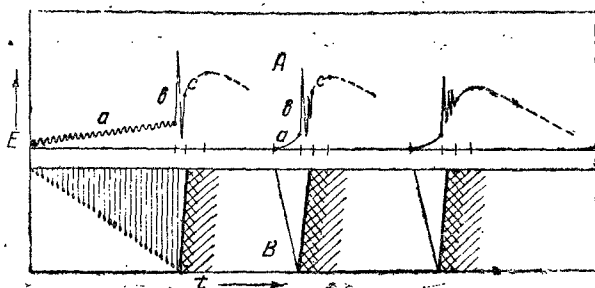


Рис. 261. Схематическое сопоставление осциллограммы *A* и бойсограммы *B* удара молнии ([1732], на стр. 59). Ветви осциллограммы соответствуют — а) лидерному процессу — тонкие линии на схематической бойсограмме *B*, б) — быстрому распространению яркого свечения главного канала — толстый отрезок на бойсограмме *B*, в) — промежутку времени, в течение которого происходит разряд через главный канал и последний продолжает светиться после того, как верхний его конец достиг облака — заштрихованная часть схематической бойсограммы. Направление распространения лидеров и главного канала на этом схематическом рисунке принято за вертикальное. Отклонение от вертикали соответствует скорости распространения: Лидер первого импульса ступенчатый; второго и третьего — стрельчатый.

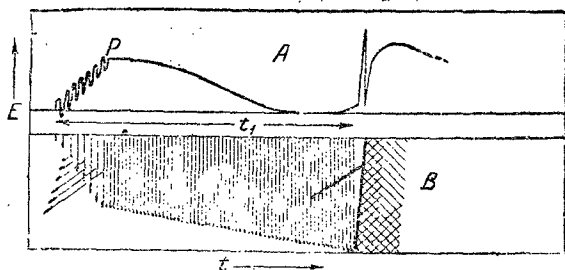


Рис. 262. Та же схема и те же обозначения, что на рис. 261.

лидер и каждое продвижение вперёд ступенчатого лидера представляют собой отрицательный стример. Механизм этого отрицательного стримера-лидера, согласно картине, данной Краватом и Лёбом, следующий

[1726]. Представим себе, что лавина электронов распространяется вдоль по каналу заранее ионизированного газа. В таком случае в пространстве перед головкой лавины будет иметься некоторое количество свободных электронов, находящихся в поле, усиленном отрицательными зарядами головки. Эти электроны будут образовать

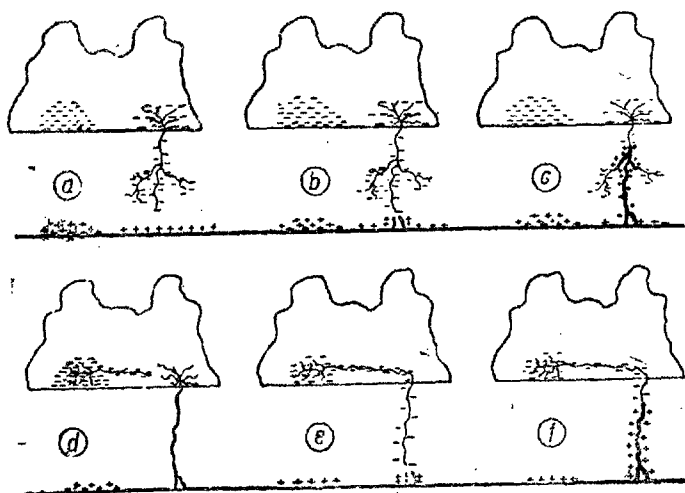


Рис. 263. Общая схема грозового разряда по Шонланду ([1731], стр. 134).

вать новые лавины, бегущие впереди первоначальной лавины AB (рис. 264). В результате пространство между B и C окажется сильно ионизированным ранее того, как это имело бы место, если бы здесь просто распространялась лавина AB . Общий рост сильно ионизированного канала будет совершаться много быстрее, чем продвижение обычной лавины в заранее неионизированном воздухе. В случае ступенчатого лидера рост отрицательного стримера прекращается, как только

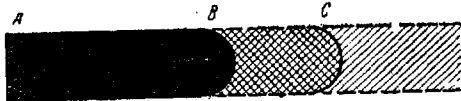


Рис. 264. Схема распространения лидера молнии по Лёбу и Кравату.

такой стример добежит до головки лавины, пробивающей в воздухе первоначальный слабо ионизированный канал.

Подобный механизм роста отрицательных стримеров схож с механизмом, указанным Ретером [1705] и изображённым на рис. 248. Существенная разница заключается, однако, в том, что в картине отрицательного стримера Ретера родоначальниками лавин в области перед головкой основной лавины являются свободные электроны,

ного канала будет совершаться много быстрее, чем продвижение обычной лавины в заранее неионизированном воздухе. В случае ступенчатого лидера рост отрицательного стримера прекращается, как только

созданные фотоионизацией газа в объёме, тогда как лидеры молнии распространяются с большой скоростью и с большой мощностью за счёт лавин, образованных свободными электронами, заранее созданными пилотирующим стримером, или имеющихся в старом канале предшествующего импульса молнии.

То обстоятельство, что отрицательный стример ступенчатого лидера, достигнув головки лавины «пилотирующего стримера», не распространяется дальше в течение промежутка времени 50—90 $\mu\text{сек}$, показывает, что в течение этого времени выжидания перед головкой ступенчатого стримера не существует необходимой напряжённости поля. Вопрос о том, почему это так, и как это поле вновь восстанавливается, нельзя считать ясно решённым во всех деталях. Мнения Шонланда, Мика и Лёба сходятся на том, что в канале пилотирующего стримера течёт ток, создаваемый электронами, поступающими в этот канал из канала лидера [1726, 1660, 1731]. Согласно Лёбу, этот электронный ток создаётся вследствие убыли электронов из головки пилотирующего стримера путём диффузии в окружающее пространство. Канал пилотирующего стримера обладает некоторой конечной электропроводностью и, следовательно, некоторым сопротивлением R . Градиент потенциала в этом канале определяется произведением тока на сопротивление единицы длины канала. В начальный момент, когда головка лидера только что настигла головку пилотирующего стримера, электропроводность развивающегося дальше канала пилотирующего стримера велика, градиент поля мал. С течением времени происходит образование отрицательных ионов и рекомбинация положительных и отрицательных ионов. Концентрация ионов меняется по закону:

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 at} = \frac{1}{1/N_0 + at}. \quad (719)$$

Для промежутков времени, для которых $at \gg \frac{1}{N_0}$, концентрация

$$N \approx \frac{1}{at} \quad (720)$$

и почти не зависит от N_0 . Численный подсчёт показывает, что через 50 $\mu\text{сек}$ — длительность паузы в распространении ступенчатого лидера — $N \approx 10^{10}$. Уменьшение концентрации заряженных частиц приводит к увеличению сопротивления и, следовательно, при наличии указанного выше тока I , к возрастанию градиента поля. Лёб подсчитывает этот градиент. Чтобы получить значение градиента X , достаточное для возобновления лидерного процесса, Лёбу приходится предположить, что путём диффузии рассеивается число электронов, соответствующее 0,05 тока лавины пилотирующего стримера I_0 , $I = 0,05 I_0$, и что число свободных электронов в канале равно 0,1 числа отрицательных ионов. Это приводит к значению $X = 50,25 \text{ кВ/см}$. Лёб приходит к заключению, что результаты его подсчёта позволяют

считать набросанную Шонландом [1731] и Миком [1784] и дополненную им [1660] картину механизма распространения ступенчатого лидера правильной.

Что касается сравнительно редких случаев «положительной молнии», то фактического материала о ней собрано сравнительно мало. Шонланд, Мик и другие исследователи молнии склонны рассматривать лидер положительной молнии как обычный положительный стример, соответствующий в лабораторной практике каналу искрового разряда, распространяющемуся от положительного острия. После достижения этим каналом земли имеет место главный импульс молнии. Интересна попытка приблизиться в лаборатории к условиям, имеющим место при грозовом разряде в облаках, путём получения разряда между двумя пламенами горящего светильного газа в качестве электродов [1740].

§ 10. Шаровая молния. В нарисованную в двух предыдущих параграфах картину не укладывается своеобразное редко наблюдаемое

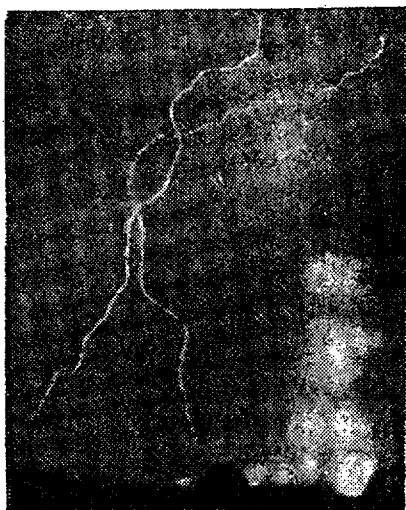
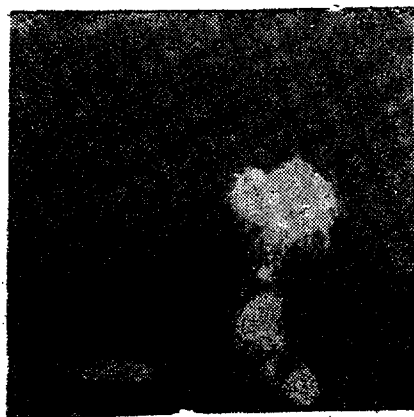


Рис. 265. Фотографии шаровых молний ([1664], стр. 146).

явление *шаровой молнии*. О шаровой молнии «очевидцами» рассказывается довольно много непроверенных подробностей, а также небылиц. Однако наличие этого явления в настоящее время зафиксировано фотографическими снимками и твёрдо установлено (см. рис. 265). Шаровые молнии представляют собой более или менее ярко светящиеся образования, сравнительно медленно передвигающиеся в атмосфере и длящиеся от долей секунды до нескольких минут; форма этих образований по большей части напоминает шар. Наблюдали их движение из облаков к земле, а также появление около земли после

удара обычной молнии. Шаровые молнии либо плывут по воздуху, либо оседают на различных предметах. Исчезают они внезапно путём взрыва, сопровождаемого большим или меньшим шумом. Причиняемые ими разрушения могут быть значительными. По оценке очевидцев диаметры шаровых молний лежат в пределах от десятка сантиметров до двух с лишним десятков метров. Попытки получить подобие шаровых молний лабораторным путём при мощных разрядах пока не привели к осязательным результатам, могущим пролить свет на природу этого явления. Гипотез о природе шаровых молний было высказано очень много, но твёрдого обоснования ни под одну из этих гипотез не подведено. Интересны предположения, считающие шаровые молнии особым состоянием вещества со специфическим строением последнего из электронов и других элементарных частиц [1741]. Укажем также на другую гораздо более простую точку зрения в этом вопросе, по которой шаровую молнию можно рассматривать как пузырь, образованный химически активными веществами, возникающими в атмосфере под влиянием грозового разряда и образующими капельки на пылинках [1742]. В некоторых случаях зарегистрированы так называемые «чёточные» молнии. В чёточной молнии виден не непрерывно распространяющийся светящийся канал, а последовательность большого числа как бы нанизанных на нить светящихся круглых пятнышек. Чёточные молнии, возможно, представляют собой переход от обычной ленточной молнии к шаровой.

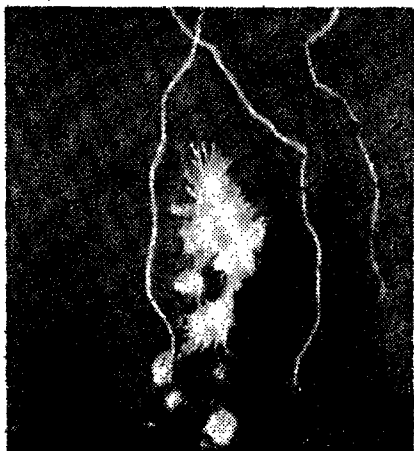


Рис. 265в.

Кроме ленточной, шаровой и чёточной молний грозовые разряды проявляются ещё в виде так называемой *плоской молнии*. Плоская молния представляет собой захватывающие широкую область туч световые вспышки и является следствием разряда центров скопления зарядов в окружающий воздух. Эти разряды не следует смешивать с «зарницами», под которыми понимают вспышки света далёких молний, рассеянного в облаках.

Удары молнии вызывают в атмосфере электромагнитные импульсы, распространяющиеся в зависимости от условий их поглощения иногда на очень большие расстояния (6000—7000 км). Эти импульсы мешают работе радиостанций и называются «атмосфериками», или «атмосферными помехами». Наблюдение над атмосфериками ведётся систе-

считать набросанную Шонландом [1731] и Миком [1734] и дополненную им [1660] картину механизма распространения ступенчатого лидера правильной.

Что касается сравнительно редких случаев «положительной молнии», то фактического материала о ней собрано сравнительно мало. Шонланд, Мик и другие исследователи молнии склонны рассматривать лидер положительной молнии как обычный положительный стример, соответствующий в лабораторной практике каналу искрового разряда, распространяющемуся от положительного острия. После достижения этим каналом земли имеет место главный импульс молнии. Интересна попытка приблизиться в лаборатории к условиям, имеющим место при грозовом разряде в облаках, путём получения разряда между двумя пламенами горящего светильного газа в качестве электродов [1740].

§ 10. Шаровая молния. В нарисованную в двух предыдущих параграфах картину не укладывается своеобразное редко наблюдаемое

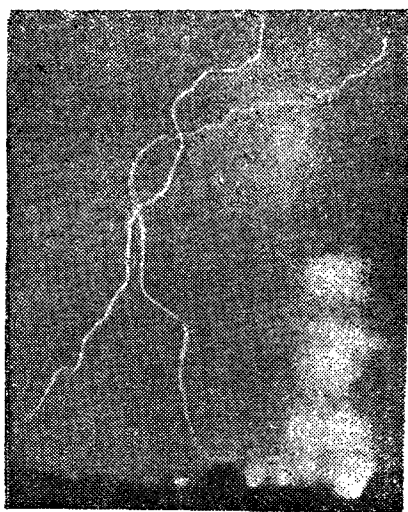


Рис. 265. Фотографии шаровых молний ([1664], стр. 146).

явление *шаровой молнии*. О шаровой молнии «очевидцами» рассказывается довольно много непроверенных подробностей, а также небылиц. Однако наличие этого явления в настоящее время зафиксировано фотографическими снимками и твёрдо установлено (см. рис. 265). Шаровые молнии представляют собой более или менее ярко светящиеся образования, сравнительно медленно передвигающиеся в атмосфере и длящиеся от долей секунды до нескольких минут; форма этих образований по большей части напоминает шар. Наблюдали их движение из облаков к земле, а также появление около земли после

удара обычной молнии. Шаровые молнии либо плывут по воздуху, либо оседают на различных предметах. Исчезают они внезапно путём взрыва, сопровождаемого большим или меньшим шумом. Причиняемые ими разрушения могут быть значительными. По оценке очевидцев диаметры шаровых молний лежат в пределах от десятка сантиметров до двух с лишним десятков метров. Попытки получить подобие шаровых молний лабораторным путём при мощных разрядах пока не привели к осязательным результатам, могущим пролить свет на природу этого явления. Гипотез о природе шаровых молний было высказано очень много, но твёрдого обоснования ни под одну из этих гипотез не подведено. Интересны предположения, считающие шаровые молнии особым состоянием вещества со специфическим строением последнего из электронов и других элементарных частиц [1741]. Укажем также на другую гораздо более простую точку зрения в этом вопросе, по которой шаровую молнию можно рассматривать как пузырь, образованный химически активными веществами, возникающими в атмосфере под влиянием грозового разряда и образующими капельки на пылинках [1742]. В некоторых случаях зарегистрированы так называемые «чёточные» молнии. В чёточной молнии виден не непрерывно распространяющийся светящийся канал, а последовательность большого числа как бы нанизанных на нить светящихся круглых пятнышек. Чёточные молнии, возможно, представляют собой переход от обычной *ленточной молнии* к шаровой.

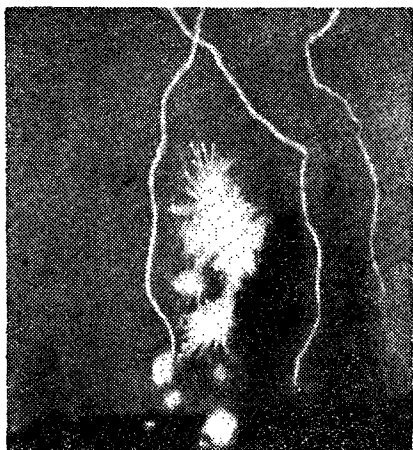


Рис. 265в.

Кроме ленточной, шаровой и чёточной молний грозовые разряды проявляются ещё в виде так называемой *плоской молнии*. Плоская молния представляет собой захватывающие широкую область туч световые вспышки и является следствием разряда центров скопления зарядов в окружающий воздух. Эти разряды не следует смешивать с «зарницами», под которыми понимают вспышки света далёких молний, рассеянного в облаках.

Удары молнии вызывают в атмосфере электромагнитные импульсы, распространяющиеся в зависимости от условий их поглощения иногда на очень большие расстояния (6000—7000 км). Эти импульсы мешают работе радиостанций и называются «атмосфериками», или «атмосферными помехами». Наблюдение над атмосфериками ведётся систе-

матически при помощи антенн, соединённых с осциллографами [1761]. Первым по времени прибором для регистрации атмосфериков был «грозоотметчик» изобретателя радиотелеграфа профессора Александра Степановича Попова, установленный им на метеорологической станции Лесного института в Петербурге в 1896 году. Статистика показывает, что число атмосфериков по всему земному шару больше числа молний. Атмосферики наблюдаются во время дождя без грозовых разрядов, во время снежной пурги и обычно сопровождаются наличием высокой напряжённости электрического поля в атмосфере.

ГЛАВА ДВАДЦАТАЯ.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

[1762—1769].

§ 1. Ионизация атмосферы. Электрические поля и токи в атмосфере. Изложенная в предыдущей главе теория молнии касается лишь самого механизма грозового разряда и оставляет в стороне вопрос о процессе накопления электрических зарядов в облаках. Электрическое поле в нижних слоях земной атмосферы и распределение здесь электрических зарядов во время грозы коренным образом отличаются от поля и распределения зарядов в обычных условиях.

Воздух земной атмосферы всегда находится под непрерывным действием целого ряда ионизаторов. В нижних слоях атмосферы преобладают радиоактивные излучения земной коры и действие радиоактивных эманаций, выделяющихся из скважин и водяных источников. В высоких слоях атмосферы имеет место ионизация под действием доходящей до этих высоких слоёв коротковолновой части солнечной радиации, а также под действием испускаемых солнцем корпускулярных лучей. Установлена также ионизация этих слоёв атмосферы при пролетании через них метеоров [1775]. Во всех слоях атмосферы ионизирующе действуют различные компоненты космического излучения. Ионизация нижних слоёв атмосферы изучается обычными методами определения концентрации и подвижности ионов, а также путём определения распределения потенциала и измерения вертикальных электрических токов в атмосфере. Об ионизации верхних частей атмосферы судят по отражению радиосигналов той или иной длины волны от ионизированных слоёв атмосферы. Эти слои первоначально получили общее название *слоя Хевисайда*. Затем их строение было установлено более детально. В настоящее время различают:

1) Область F — *слой Эппльтона*, распадающийся на два участка: F_2 с максимальной концентрацией электронов на высоте 350—550 км и F_1 — 180—200 км; иногда наблюдается дополнительный максимум на высоте 150 км (область M).

2) Область E — *слой Кеннели-Хевисайда* с нижней границей 70—80 км и верхней 120—130 км.

Метод исследования этих слоёв путём измерения интенсивности *отражённых* от них радиосигналов с различными длинами волн носит название радиозондирования [1762]. Определённой концентрации заряженных частиц в слое соответствует определённая «критическая» частота электромагнитных волн, ещё претерпевающих отражение от данного слоя. Поэтому радиозондирование позволяет не только определить высоту того или иного слоя ионосферы по запаздыванию отражённого радиосигнала по сравнению с сигналом, достигшим приёмной станции при распространении вдоль по земной поверхности, но и судить о концентрации свободных зарядов в слое. Слои *F* и *E* не надо представлять себе как нечто сплошное и неизменное. Эти слои претерпевают ряд изменений в течение суток и в течение года. Значительно меняются их высота и отражательная способность по отношению к радиоволнам. Эти параметры меняются также и при переходе от одной точки на земной поверхности к другой. Поведение слоёв показывает тесную их связь с солнечным излучением. Радиозондированием обнаружено также существование ещё ниже лежащего слоя *D* на высоте 36—65 км, проявляющего себя главным образом путём *поглощения* радиоволн, и области *C* в сравнительно низких слоях атмосферы (2—30 км). Происхождение этих менее постоянных областей ионизации ещё не выяснено.

Что касается самых нижних слоёв атмосферы, то ещё в 1725 году Лемонье было установлено, что здесь при нормальных, не возмущённых грозой условиях существует электрическое поле, направленное так, что земля оказывается заряженной отрицательно по отношению к атмосфере. Градиент потенциала наибольший у поверхности земли и уменьшается с высотой. Градиент потенциала электрического поля нижних слоёв атмосферы имеет суточный и годовой ход, кроме того, он подвержен и непериодическим изменениям и различен в различных точках земного шара. Приводим в таблице 46 средние (многолетние) значения этого градиента в вольтах на метр, определённые на различных станциях [1763].

Таблица 46

	V/m	Станция	V/m
Павловск (Слуцк) под Ленинградом	179	Кью Апия	317
Вашингтон	179		112
Давос	64	{ Земля Викторин (Антарктика) }	88
Потсдам	202		

Как на суше, так и на море градиент потенциала в средних широтах больше, чем на экваторе и в полярных областях.

Об изменении напряжённости электрического поля нижних слоёв земной атмосферы с высотой даёт понятие таблица 47 [1763].

Таблица 47

Высота над поверхностью земли, км	0	0,5	1,5	3	6	9	(12)
Напряжённость поля, В/м	130	50	30	20	10	5	2,5

Концентрация ионов в земной атмосфере и пропорциональная этой концентрации проводимость воздуха λ также оказывается величиной переменной, подверженной как периодическим колебаниям, так и разным случайным влияниям. С высотой проводимость λ увеличивается.

Определения подвижности ионов в атмосфере показали, что подвижность обычных ионов в атмосфере близка к подвижности ионов в воздухе при лабораторных исследованиях: в среднем над сушей для положительных ионов — $1,08 \frac{\text{см/сек}}{\text{В/см}}$, для отрицательных — $1,22 \frac{\text{см/сек}}{\text{В/см}}$. С увеличением влажности подвижность ионов в атмосфере уменьшается.

Ланжевен обнаружил наличие в атмосфере тяжёлых ионов с подвижностью, в несколько тысяч раз меньшей подвижности обычных ионов, а именно порядка $3, 4, 10^{-4} \frac{\text{см/сек}}{\text{В/см}}$.

Тяжёлые ионы представляют собой заряженные очень мелкие твёрдые частицы, взвешенные в атмосфере. Эти частицы служат «ядрами конденсации» водяных паров. При увеличении влажности их подвижность уменьшается. Количество тяжёлых ионов зависит от многих условий и часто очень велико. Они играют существенную роль при образовании тумана и облаков.

Третьим параметром электрического состояния нижних слоёв земной атмосферы является плотность вертикального электрического тока в атмосфере i ; i связано с λ и E известным соотношением

$$i = \lambda E, \quad (721)$$

но может быть измерено и самостоятельно независимо от определения λ и E . Ток i подвержен значительно меньшим колебаниям, чем λ и E . С изменением высоты i остаётся также более или менее постоянным. Порядок величины i в среднем $2 \cdot 10^{-16} \text{ А/см}^2$ или около 2000 электронов на квадратный сантиметр в секунду. Среднее значение электропроводности атмосферы у земной поверхности $\lambda = 3 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$.

Электрическое состояние земной атмосферы устанавливается в результате подвижного равновесия: в каждом элементе объёма свободные заряженные частицы постоянно образуются вновь под действием ряда ионизаторов, постоянно рекомбинируют и постоянно уносятся вертикальным электрическим током. В этом подвижном

равновесии ещё не совсем ясен один момент: причина постоянства (в среднем) земного поля, связанного с постоянством заряда земной поверхности. Действительно, как ни мала плотность вертикального тока i , этот ток должен был бы весьма быстро компенсировать отрицательный заряд земли, и поле должно было бы быстро исчезнуть.

По формуле электростатики

$$E = 4\pi\sigma \quad (722)$$

при средней напряжённости электрического поля атмосферы у поверхности земли, равной $130 \frac{\text{V}}{\text{см}}$, поверхностная плотность заряда земли $\sigma = 3,45 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$, а общий отрицательный заряд всего земного шара $Q = 5,7 \cdot 10^5$ кулонов. Отсюда потенциал земли $V_a = \frac{Q}{C} = \frac{Q}{R}$, где R — радиус земли приблизительно равен 10^9 V . Из (722) вытекает

$$-\frac{dE}{dt} = -4\pi \frac{d\sigma}{dt} = 4\pi i, \quad (723)$$

где i — плотность вертикального тока в атмосфере (E , σ , i — везде абсолютные значения). Вместе с

$$i = \lambda E \quad (724)$$

(723) даёт $\frac{dE}{dt} = -4\pi\lambda E$, откуда следует

$$E = E_0 e^{-4\pi\lambda t}, \quad (725)$$

где E_0 — значение E в момент $t=0$. Из (725) и (722) нетрудно подсчитать, что каковы бы ни были первоначальные значения E , σ и Q , любая из этих величин должна была бы уменьшаться вследствие наличия вертикальных электрических токов в атмосфере в 35 раз в течение каждой тысячи секунд. Кроме того, капли дождя несут на себе в обычных условиях преимущественно положительные заряды и, попадая на землю, также компенсируют отрицательный заряд последней. Поэтому одна из основных задач учения об атмосферном электричестве — *объяснить сохранение отрицательного заряда земли* [1767]. Из всех гипотез, высказанных по этому вопросу, в настоящее время удерживаются и более или менее серьёзно принимаются во внимание лишь следующие две. По первой, отрицательный заряд земли поддерживается идущим от солнца потоком очень быстрых электронов или других элементарных отрицательных частиц, свободно проникающих до поверхности земли, не производя ионизации атмосферы. Затруднения, встречаемые этой гипотезой, заключаются в объяснении отсутствия такой ионизации, а также в том, что все попытки обнаружить этот поток отрицательных частиц до сих пор не увенчались успехом. По второй гипотезе нарушения электрического равновесия атмосферы во время гроз и сопровождающие грозу переносы зарядов доста-

точные для компенсации убыли отрицательного заряда земли. Эта гипотеза основана на том, что в масштабе всего земного шара грозы и удары молнии являются не редким, а наоборот, частым явлением: одновременно на земле происходит в среднем 1800 гроз, а число ударов молнии на всём земном шаре — сто в одну секунду. При нарушении обычного направления поля во время грозы большую роль в балансе заряда земли, кроме молний, должны играть также разряды с «острий» (деревья, остроконечные скалы, растительность, высокие здания и другие неровности земной поверхности). Перенос отрицательных зарядов из туч на землю молниями и истечение во время грозы положительных зарядов с острий компенсируют потерю землёй отрицательного заряда при не возмущённых грозой условиях. Разряды с высоких деревьев, зданий, столбов и т. д. нередко сопровождаются видимым на-глаз свечением. На морских судах, где эти разряды особенно часто наблюдаются при плавании в малых широтах, они носят название «огней святого Эльма».

Во время грозы градиент потенциала в атмосфере претерпевает бурные изменения. Измерить большие градиенты потенциала, которые должны иметь место непосредственно перед ударом молнии и должны соответствовать напряжённости поля, необходимой для возникновения пилотирующего стримера, до сих пор не удалось из-за того, что эти высокие потенциалы представляют собой явления, имеющие место лишь на небольшом пространстве и очень быстро протекающие во времени. Те градиенты, которые удаётся зарегистрировать, во много раз больше нормального градиента атмосферного поля и в большинстве случаев имеют обратное направление.

§ 2. Теории грозы. Скопления в облаках отрицательных и положительных зарядов, являющихся причиной грозовых разрядов, не могут быть объяснены действием тех обычных ионизаторов, которые непрерывно поддерживают нормальный электрический режим атмосферы. Вместе с тем во время гроз наблюдаются появления грозовых облаков и туч, отличных от других обычных видов облачности, усиленные и неравномерно протекающие осадки, сильные ветры, мощные восходящие потоки воздуха.

Анализ метеорологических данных показывает, что грозы имеют место при встрече и на границе больших масс воздуха, различных по своим физическим параметрам и по динамике происходящих в них аэрологических явлений — *фронтальные грозы*. Грозы имеют место также и в областях местных нарушений термодинамического и аэродинамического равновесия атмосферы, например, при сильном местном нагреве земной поверхности, вызывающем усиленные направленные вверх потоки тёплого воздуха, — *местные грозы*. Экспериментальное изучение дождевых осадков показывает, что эти осадки заряжены. Заряды их в отдельных случаях противоположны по знаку и весьма различны по величине заряда, приходящегося на отдельную дождевую каплю.

Всё это заставляет связывать скопление зарядов в отдельных областях грозового облака с явлениями образования дождевых капель, с процессами их зарядки и движения, а также с восходящими и нисходящими потоками воздуха, со встречами этих потоков и со всеми явлениями, имеющими место на их границе. На существенную роль восходящих потоков для образования грозы указал ещё Михаил Васильевич Ломоносов в своём знаменитом «Слове об явлениях воздушных, от электрической силы происходящих».

При создании теории грозы [1770] отдельные исследователи клали в основу своих построений тот или иной отдельный процесс зарядки капель дождя и тумана, пытаясь объяснить им все детали сложного явления грозы. В результате довольно многочисленные теории Эльстера и Гейтеля, Тёплера, Вильсона и др. противоречат друг другу и каждая из них противоречит какому-нибудь экспериментальному факту или может объяснить появление в облаке скоплений зарядов одного лишь знака. Дело значительно подвинулось вперёд лишь после того, как Симпсон и Скрёзе собрали в течение шестилетних непосредственных наблюдений новый материал об электрическом поле и грозовых облаках [1771]. Свои наблюдения Симпсон и Скрёзе производили при помощи воздушных шаров-зондов с регистрирующими приборами. Шары поднимались до высоты в несколько километров. Эти исследования показали более сложное строение поля при подходе к грозовому облаку и более сложное расположение отрицательных и положительных зарядов в облаке, чем это постулировали прежние теории.

Процессы зарядки капель дождя и тумана и взвешенных в верхних областях облака ледяных игл и кристалликов следующие: 1) В каплях дождя и тумана в электрическом поле отрицательно заряженной земли индуцируются заряды: положительные в нижней части капли и отрицательные в верхней. 2) Крупные капли падают быстрее мелких. Нагоняя последние, они при столкновении либо сливаются с ними, либо разбиваются. При разбивании капель положительный и отрицательный заряды отделяются. 3) При разбивании нейтральной капли встречным потоком воздуха имеет место «эффект Ленара»: электризация воздуха и брызг, образованных разбитой каплей¹⁾. 4) Движущаяся к земле крупная положительная капля благодаря своему большому заряду и большой подвижности отрицательных ионов воздуха собирает их на себе, заряжая таким образом окружающий воздух положительно. Оседание отрицательных ионов на большой нейтральной капле может зарядить её отрицательно. 5) Ледяные иглы и кристаллики могут быть наэлектризованы трением о воздух, а также при разломе на более мелкие или путём фотоэффекта, вызванного попадающим на них ультрафиолетовым излучением солнца.

¹⁾ Эффект Ленара наблюдается у водопадов и исследован лабораторным путём.

В результате своих экспериментальных наблюдений и развитой ими новой теории грозы Симпсон и Скрёзе пришли к схеме явлений в грозовом облаке, изображённой на рис. 266. Сплошные линии изображают на этой схеме линии воздушных потоков. Скорость потока тем больше, чем ближе расположены эти линии. Стрелка показывает направление движения грозовой тучи. В месте встречи восходящего потока с облаком расположена область положительного заряда, обязанная своим происхождением эффекту Ленара. Другой

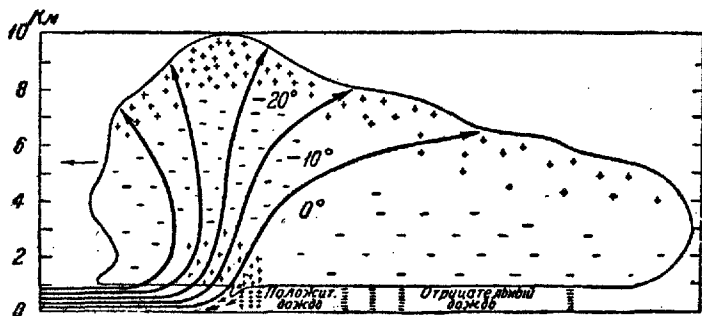


Рис. 266. Схема грозового облака по Симпсону-Скрёзу.

процесс разделения положительных и отрицательных зарядов происходит в тех частях облака, где температура ниже нуля и где имеются налицо не капельки тумана, а ледяные иглы и кристаллики, заряжающиеся отрицательно при трении о воздух или путём фотоэффекта. Оседание отрицательно заряженных кристалликов относительно воздуха приводит к скоплению положительного заряда в верхней части облака и отрицательного заряда в нижележащих слоях. В задней части грозового облака, где восходящие токи отсутствуют, скопление отрицательных зарядов распространяется до нижней границы облака и создаёт условия, необходимые для образования отрицательной молнии — отрицательно заряженное облако и положительно заряженная путём электростатической индукции поверхность земли. Здесь же имеет место «отрицательный» дождь. Картина грозового облака, рисуемая Симпсоном и Скрёзом, в настоящее время наиболее правдоподобна.

§ 3. Полярные сияния. Все описанные выше разрядные явления имеют место в нижних слоях атмосферы. В местностях, расположенных на больших северных и южных широтах (реже в умеренных широтах), наблюдаются своеобразные явления электрических разрядов в атмосфере, захватывающие значительную область ясного ночного неба и проходящие на очень большой высоте. Эти явления были названы в своё время северными сияниями, а теперь более правильно именуются *полярными сияниями* [1766].

По своему виду полярные сияния разделяются на два класса:

1) *Нелучистые полярные сияния*: а) светящиеся дуги, ограниченные снизу тёмным сегментом; б) облакообразные светящиеся образования; в) диффузное свечение неба.

2) *Полярные сияния лучистой веерообразной структуры*.

Лучи могут сопровождать полярные сияния первого класса. Иногда они идут почти параллельно друг другу и образуют большие светящиеся линейчатые полосы — «драпри», напоминающие своим очертанием занавесы. Интенсивные лучи, достигающие большой длины, кажутся, по законам перспективы, выходящими из одной точки и образуют так называемую «*корону полярного сияния*».

Полярные сияния 1-го класса сравнительно устойчивы, обладают большой длиной в горизонтальном направлении. Сияния 2-го класса имеют незначительную протяжённость, отличаются подвижностью и изменчивостью своей формы и сопровождаются магнитными возмущениями и бурями, соответствующими электрическим токам, направленным от земли в окружающее пространство. Цвет полярных сияний имеет различные оттенки. В спектре полярных сияний преобладают линии азота и кислорода; линии водорода и гелия отсутствуют. Наиболее характерна «запрещённая» в обычных условиях вёлёная линия атомарного кислорода 5577 Å.

Полярные сияния в настоящее время объясняются возбуждением частиц чрезвычайно разрежённого воздуха на высотах до 7000 км корпускулярными лучами, испускаемыми поверхностью солнца, в частности солнечными пятнами. За возбуждающие частицы обычно принимают электроны — β -лучи; есть попытки строить теорию полярных сияний и на α -лучах.

Такая картина механизма полярных сияний основана на лабораторных опытах Биркеланда с движением β -лучей в искусственном магнитном поле, подобном магнитному полю земли. Другими основаниями теории служат сложные, произведённые Штёрмером [1772, 1773] расчёты траекторий заряженных частиц, покидающих поверхность солнца и попадающих в магнитное поле земли, и связь, наблюдаемая между полярными сияниями, явлениями солнечных пятен и земными магнитными бурями ([1762], стр. 371—377). Теория Штёрмера-Биркеланда объясняет не только картину полярных сияний в целом, но и многие её детали. Другая теория — Гальберта и Мариса — имеет дело с движением нейтральных молекул воздуха на очень больших высотах, где длина свободного пробега частиц такова, что их взаимные столкновения почти совсем не имеют места, и с превращением этих частиц в заряженные путём их фотоионизации ультрафиолетовыми лучами солнца, после чего движение этих частиц определяется магнитным полем земли [1774].

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ПЕРВАЯ.

КОРОННЫЙ РАЗРЯД [1776, 1777].

§ 1. Условия возникновения и общая картина коронного разряда. Коронный разряд возникает при сравнительно больших давлениях во всех тех случаях, когда поле в разрядном промежутке очень неравномерно из-за малого радиуса кривизны поверхности одного или обоих электродов. Ионизация, а также свечение газа происходят лишь в более или менее тонком слое около электрода с малым радиусом кривизны. Этот слой называют «*коронной*» или *коронирующим слоем*. Вне коронирующего слоя ионизации столкновениями I рода не происходит, свободных электронов нет, и ток осуществляется движением положительных и отрицательных ионов. Эту область мы будем называть *внешней областью* коронного разряда.

Если коронирует только один из электродов, во внешней области разряда налицо, в основном, ионы только одного знака, а именно того же, что и знак коронирующего электрода, и ток здесь является униполярным. Сила тока коронного разряда зависит от наложенного между электродами напряжения, от формы электродов и расстояния между ними, от природы и плотности газа и совершенно не нуждается для своего поддержания в действии какого-либо внешнего ионизатора. Поэтому коронный разряд является разрядом самостоятельным. От остальных видов самостоятельного разряда коронный разряд, однако, существенно отличается тем, что сила тока в нём обусловлена не сопротивлением внешней цепи, а ограниченной проводимостью внешней области разряда. Здесь имеется налицо пространственный заряд, препятствующий прохождению разрядного тока. На внешнюю область ложится значительная доля падения потенциала в разрядном промежутке.

При постепенном увеличении разности потенциалов между электродами, начиная от нуля, сперва имеет место несамостоятельный тихий разряд с очень слабым током, зависящим от остаточной ионизации. Затем при определённом «*начальном напряжении короны*» появляется коронный разряд. При дальнейшем увеличении разности потенциалов сила тока растёт, размеры светящегося слоя короны и его яркость увеличиваются. Наконец, при разности потенциалов, иногда много большей,

чем «начальное» напряжение, коронный разряд переходит в искровой разряд — происходит *«искровой пробой»*. С точки зрения теории развития самостоятельного разряда Роговского при начальном

напряжении короны ионизационное нарастание $\mu = \gamma \left(e^{\int_{\alpha}^d dx} - 1 \right)$, как при начале всякого перехода из несамостоятельного разряда в самостоятельный, должно быть равно единице. Под d в данном случае надо понимать отсчитанную вдоль силовой линии поля ширину того слоя, в котором напряженность поля достаточно велика для ионизации соударениями I рода (т. е. в котором $\alpha > 0$). Как и при всяком пробое газового промежутка, μ вследствие искажения поля пространственными зарядами быстро пробегает на диаграмме рис. 180 гл. VIII кривую с более или менее высоким максимумом. Однако искажение поля пространственными зарядами происходит не только в области ионизации (от нуля до d), где развивается самостоятельный разряд, но и во внешней области. Это искажение происходит в сторону увеличения напряженности поля во «внешней» области разряда. По мере развития пробоя на коронирующий слой приходится всё меньшая и меньшая доля общего напряжения, приложенного к разрядному промежутку. Вследствие этого ионизационное нарастание сперва перестаёт увеличиваться, а затем вновь уменьшается до значения единицы, и разряд становится стационарным при сравнительно слабом токе. Для поддержания более сильного тока нехватило бы напряжения, приходящегося на коронирующий слой.

Поэтому кривая, пробегаемая ионизационным нарастанием μ , не имеет такого высокого максимума, как в случае плоских электродов, когда на область развития электронных лавин приходится полностью напряжение между электродами. При увеличении разности потенциалов между электродами сверх начальной разряд получает возможность развиваться; область коронирующего слоя расширяется, и сила разрядного тока увеличивается, пока одновременно имеющий место рост напряженности поля во внешней области вновь не сбалансирует это увеличение. При том напряжении, наложенном на разрядный промежуток, при котором область ионизации — коронирующий слой — доходит до противоположного электрода (если он не коронирует) или до коронирующего слоя у второго электрода, исчезает причина, ограничивающая возрастание μ с увеличением тока. Ионизационное нарастание вследствие какого-либо толчка, вызванного случайной флуктуацией тока, вновь пробегает такую же кривую с высоким максимумом, как и в случае разряда между плоскими электродами, и мы имеем переход разряда в дуговой или искровой [1778—1780, 1782]. Таким образом при коронном разряде происходит *неполный пробой газового разрядного промежутка*, завершающийся при последующем искровом пробое. Коронный разряд может возникнуть только тогда, когда отношение расстояния между электродами к радиусу кри-

визии поверхности коронирующего электрода больше определённой величины (для каждой данной геометрической конфигурации разрядного промежутка, а также данной плотности и природы газа). При меньшем значении этого отношения непосредственно возникает искровой разряд или в зависимости от условий опыта дуговой или тлеющий разряд. К описанному в этом параграфе типу разряда относятся все разряды с острий, с острых краёв электродов, с шариков малого радиуса и т. д. В области применений коронного разряда чаще всего приходится иметь дело с коронирующими электродами в виде цилиндрических проводов. Поэтому под коронным разрядом в узком смысле слова понимают разряд, имеющий место в этом последнем случае. Наиболее простые количественные закономерности получаются тогда, когда второй электрод не коронирует и представляет собой цилиндр, концентрический коронирующему проводу. Последний случай мы и будем иметь в дальнейшем в виду, если не будем делать соответствующих оговорок.

При высоковольтной передаче электрической энергии, а также в отдельных частях высоковольтных машин корона является вредной, так как ведёт к потере мощности из-за утечки через корону. Применение в качестве полезного фактора коронный разряд находит в электрофильтрах.

При изучении коронного разряда необходимо считаться с некоторыми специфическими эффектами: с увеличением температуры газа и вытекающими отсюда в зависимости от условий опыта эффектами увеличения давления или местного уменьшения плотности газа [1801—1803], с возникновением вибраций или вращательного движения коронирующего провода [1805—1806], а также с изменением природы газа вследствие химических реакций, происходящих в коронном разряде (например, образование в воздухе озона и окислов азота).

Вследствие потерь на высоковольтных линиях из-за коронного разряда этим видом разряда начали интересоваться очень давно, когда в физике ещё не было установлено отчётливой картины процессов, имеющих место в газовом разряде, и в частности было ещё очень неопределённым представление об ионизации газа. Поэтому в отношении коронного разряда укоренились некоторые специфические воззрения, не соответствующие современным теориям ионизации и разряда.

Старая теория короны ([2], стр. 103; [6], стр. 260—262; [1800]) приравнивает коронирующий слой хорошо проводящей среде и учитывает этот слой как продолжение или расширение коронирующего электрода. Отсюда делается заключение, что падение потенциала и напряжённость электрического поля в пределах коронирующего слоя ничтожно малы ([5], стр. 89).

Такое заключение в корне неправильно. Коронирующий слой вовсе не представляет собой газоразрядную плазму с большой про-

водимостью и одинаковой концентрацией положительных и отрицательных носителей электрического заряда, как это имеет место для положительного столба дугового разряда. Коронирующий слой — это область пробега электронных лавин, оставляющих позади себя положительные пространственные заряды большой плотности. Поэтому утверждение, что в коронирующем слое $E \approx 0$, противоречит закону Пуассона.

Для пробоя газового промежутка между плоскими электродами в атмосферном воздухе при нормальном атмосферном давлении нужна разность потенциалов порядка 30 kV на каждый сантиметр газового промежутка: в этой области кривая Пашена близка к наклонной прямой. Это обстоятельство было истолковано так: для пробоя нужна определённая напряжённость поля E_k у электрода; при меньшей напряжённости поля ионизации не происходит.

Отсюда возникло представление об определённой величине «диэлектрической прочности» газа. Напряжённость поля у поверхности коронирующего электрода, соответствующую начальному напряжению короны, стали отождествлять с диэлектрической прочностью газа. Опыт показал, что *начальная напряжённость короны E_k* зависит от радиуса коронирующего провода и от плотности воздуха. Пришлось допустить, что и диэлектрическая прочность газа зависит от радиуса кривизны электродов разрядного промежутка. В связи с представлением о диэлектрической прочности газа было выдвинуто и второе утверждение старой теории короны: напряжённость поля в коронном разряде на внешней границе коронирующего слоя равна диэлектрической прочности газа около поверхности металлического цилиндра того же диаметра, что и диаметр коронирующего слоя. Это второе положение также в корне неверно, так как оно не делает никакой разницы между пробоем газа и простой его ионизацией. Третье, обыкновенно делаемое исходное предположение состоит в том, что толщиной коронирующего слоя можно пренебречь. Это допущение спасает положение в тех случаях, когда толщина коронирующего слоя действительно мала. Оно устраняет вопрос о падении потенциала в коронирующем слое, а тем самым и надобность в первом исходном предположении. В то же время второе допущение старой теории даёт при пренебрежении толщиной коронирующего слоя приемлемые результаты при расчёте вольтамперной характеристики коронного разряда, так как в действительности напряжённость поля на *внутренней*, а не на внешней границе коронирующего слоя близка к начальной напряжённости поля короны.

В настоящее время к коронному разряду применена теория Таунсенда-Роговского [1777, 1781, 1783]. Однако полностью уложить все явления коронного разряда в рамки теории Таунсенда-Роговского нельзя. В целом ряде деталей коронный разряд не представляет собой такого однородного в пространстве и постоянного во времени явления, каким рисует разряд теория Таунсенда-Рогов-

ского с её усреднённым электрическим полем и плотностью пространственного заряда, медленно изменяющейся от одного элемента разрядного промежутка к соседнему. Прежде всего в рамки теории Таунсенда-Роговского не может уложиться переход коронного разряда в искровой, поскольку в рамки этой теории не укладывается сам искровой разряд. Но и помимо этого в коронном разряде наблюдается ряд прерывистых явлений, связанных с образованием и распространением стримеров. Исходя из критерия применимости теории сплошного разряда, предлагаемого школой Леба ($pd < 100 \text{ мм Hg см}$), можно ожидать, что теория электронных лавин и пространственных зарядов должна быть приложима к установившемуся коронному разряду, так как в этом случае существенные для поддержания разряда явления сосредоточены в коронирующем слое, и за d можно принимать небольшую ширину этого слоя. Наоборот, прерывистые явления должны сказываться в том случае, когда необходимо учитывать всю длину разрядного промежутка, а именно, как при переходе коронного разряда в искровой, так и в самой начальной стадии коронного разряда, когда коронирующий слой ещё не установился. Опыт подтверждает, что появление стримеров наблюдается как раз в этих двух случаях. Изложение теории коронного разряда мы начнём с результатов применения к нему теории Таунсенда-Роговского и в §§ 2—6 этой главы будем рассматривать коронный разряд как однородное в пространстве и времени явление. Первые экспериментальные исследования по коронному разряду см. [1807—1810].

§ 2. Начальное напряжение и начальная напряжённость поля коронного разряда. Опыт показал, что *начальная* или *критическая* напряжённость поля короны E_k зависят от радиуса провода и от плотности воздуха. Пик дал следующую довольно хорошо оправдывающуюся на опыте эмпирическую формулу для E_k :

$$E_k = 31,0 \delta \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r_0}} \right) \frac{\text{kV}}{\text{см}}. \quad (726)$$

Здесь r_0 — радиус коронирующего провода, δ — плотность воздуха, отнесённая к плотности при нормальных условиях, как к единице. Формула Пика выведена им из опытов с коронным разрядом между коаксиальными цилиндрами. Этой формулой широко пользуются и в других случаях, например, в случае коронного разряда между цилиндрическим проводом и параллельной ему плоскостью. В этом последнем случае переход от начальной напряжённости E_k к начальному напряжению U_k делают по формуле

$$U_k = E_k r_0 \ln \frac{2h}{r_0}, \quad (727)$$

где h — расстояние провод — плоскость. Эта формула вытекает из решения соответствующей электростатической задачи (при $2h \gg r_0$).

В литературе можно найти следующее обоснование формулы Пика в рамках старой теории короны ([5], стр. 23—24). Допустим, что при возникновении короны около цилиндрического провода «пробивается слой воздуха» толщиной $a - r_0$, где a — внешний радиус пробивного слоя, r_0 — радиус провода. Напряжённость поля на внешней границе пробиваемого слоя

$$E_1 = \frac{E_k r_0}{a}, \quad (728)$$

где E_k — начальная напряжённость поля у поверхности провода. Приравняем среднюю напряжённость поля в пробиваемом слое

$$\frac{E_k + E_1}{2} = E_k \frac{a + r_0}{2a} \quad (729)$$

диэлектрической прочности воздуха E_0 . Последняя, как показывают измерения пробойного напряжения при плоских электродах и нормальном давлении воздуха, зависит от толщины d пробиваемого слоя и может быть аппроксимирована эмпирической формулой

$$E_0 = \left(30 + \frac{1,35}{a} \right) \frac{\text{kV}}{\text{см}}. \quad (730)$$

Находим

$$E_k \frac{a + r_0}{2a} = \left(30 + \frac{1,35}{a - r_0} \right)$$

и далее

$$E_k = 2 \left(30 + \frac{1,35}{a - r_0} \right) \frac{a}{a + r_0}. \quad (731)$$

(731) показывает, что в общем случае E_k зависит от толщины пробиваемого слоя, или, точнее, толщина пробиваемого слоя однозначно связана с напряжённостью поля у поверхности провода. Начальной напряжённостью поля короны будет минимально возможное значение этой напряжённости поля при соответствующем a . Поэтому для нахождения начальной напряжённости поля короны надо найти минимум E_k как функции от a , согласно выражению (731). Решая эту задачу и принимая во внимание, что

$$a - r_0 \ll 1; \quad a + r_0 \approx 2r_0, \quad (732)$$

находим

$$\frac{1}{a - r_0} = \frac{3,3}{\sqrt{r_0}}, \quad (733)$$

и после подстановки (732) и (733) в (731)

$$E_k = 30 \left(1 + \frac{0,15}{\sqrt{r_0}} \right). \quad (734)$$

Вид этой формулы тот же, что и вид формулы Пика. Различие в коэффициентах может быть объяснено приближённым характером проведённого подсчёта.

С точки зрения теории Таунсенда-Роговского E_k должно удовлетворять условию перехода разряда из самостоятельного в самостоятельный

$$\gamma \left(e^{\int_{r_0}^{r_k} \alpha dr} - 1 \right) = 1, \quad (735)$$

где $\alpha = f(r)$; r_k — расстояние от оси провода, на котором $\alpha = 0$, причём при отсутствии тока короны

$$E = \frac{E_k r_0}{r}. \quad (736)$$

Из условия (735) формула Пика аналитически выведена быть не может ни точно ни приближённо. Однако подсчёт E_k из (735) и (736) на основе эмпирических данных для зависимости $\frac{\alpha}{r}$ от $\frac{E}{r}$ даёт в широком интервале значений r_0 довольно хорошее совпадение с данными, полученными по формуле Пика (726).

Согласно старой теории короны и формуле Пика, начальная напряжённость поля короны не должна зависеть от расстояния между электродами. Из условия (735) вытекает некоторая зависимость E_k от этого расстояния (за исключением случая разряда между двумя коаксиальными цилиндрами), если за распределение поля в начальный момент возникновения короны принимать электростатическое распределение, не искажённое пространственными зарядами. В случае разряда между цилиндрическим проводом и параллельной последнему плоскостью опыт показывает, что E_k сильно возрастает с увеличением расстояния провода от плоскости h как в случае отрицательной [1784], так и в случае положительной короны, причём это возрастание во много раз больше, чем следует из условия (735). Чему следует приписать такую большую зависимость начальной напряжённости поля от расстояния провод — плоскость, — ещё не выяснено.

§ 3. Распределение поля в коронирующем слое. Чтобы судить о ширине коронирующего слоя и о величине приходящегося на этот слой напряжения, необходимо решить задачу о распределении напряжённости поля в коронирующем слое.

Некоторые качественные указания сделаны в отношении этого распределения Роговским [1781]¹⁾. Исходя из теории Роговского, задачу можно решить и количественно [1777, 1780]. Приводим это решение для случая отрицательного коронирующего провода. В коронирующем слое имеются свободные электроны и положительные ионы. На некотором расстоянии от оси провода r_n напряжённость поля понижается настолько, что наравне с электронами появляются

¹⁾ Приложение теории Таунсенда к коронному разряду, но без учёта пространственных зарядов в коронирующем слое см. [1812].

отрицательные ионы. Так как вследствие быстрого движения электронов соответствующий им пространственный заряд очень мал по сравнению с пространственным зарядом положительных ионов, то мы упрощаем задачу, принимая, что скорость движения электронов пропорциональна E . Происходящая отсюда неточность в оценке плотности отрицательного пространственного заряда не имеет существенного значения. Подвижности электронов, положительных и отрицательных ионов, ток, приходящийся на долю каждого рода частиц и плотность пространственного заряда обозначим соответственно через K_e , K_p , K_n , I_e , I_p , I_n , ρ_e , ρ_p , ρ_n . Обычное соотношение между током и плотностью пространственного заряда даёт:

$$\rho = \rho_p - \rho_e - \rho_n = \frac{I_p}{2\pi r E K_p} - \frac{I_e}{2\pi r E K_e} - \frac{I_n}{2\pi r E K_n}. \quad (737)$$

Общий разрядный ток

$$I = I_e + I_p + I_n. \quad (738)$$

Подстановка этого значения ρ в уравнение Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(Er) = 4\pi\rho \quad (739)$$

даёт после умножения левой и правой частей на $r^2 E$: для абсолютной величины напряжённости поля E в отрицательной короне

$$rEd(rE) = \left(\frac{2I_e}{K_e} - \frac{2I_p}{K_p} + \frac{2I_n}{K_n} \right) r dr. \quad (740)$$

Так как $K_e \gg K_p$, то первым слагаемым правой части выражения (740) можно пренебречь по сравнению со вторым.

Обозначим через I_1 ток электронов, выходящих из поверхности провода-катода. При $r=r_0$ $I = I_e + I_p$, так как здесь, вследствие большой напряжённости поля, отрицательных ионов нет, и $I_n = 0$.

Вводя коэффициент γ , имеем:

$$I_1 = \gamma I_p = \gamma(I - I_1) \quad \text{или} \quad I_1 = I \frac{\gamma}{1+\gamma}. \quad (741)$$

Подразумевая под α те значения коэффициента α , которые даёт его экспериментальное определение по методу Таунсенда, не делающее различия между током электронов и отрицательных ионов, пишем закон нарастания лавины отрицательных частиц в виде

$$I_e + I_n = I_1 e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} = I \frac{\gamma}{1+\gamma} e^{\int_{r_0}^r \alpha dr}. \quad (742)$$

Обозначим через b отношение тока, приходящегося при каком-либо r на долю отрицательных ионов, к общему току, переносимому

отрицательными частицами, $I_e + I_n$; b — функция r . Будем иметь:

$$b = \frac{I_n}{I_e + I_n}; \quad I_n = b(I_e + I_n) = I \frac{\gamma}{1 + \gamma} b e^{\int \alpha dr}. \quad (743)$$

Вставим эти значения $I_e + I_n$ и I_n в (740), пренебрежём первым членом правой части и введём обозначения:

$$A = \frac{2}{K_p}; \quad B = \frac{2\gamma}{(1 + \gamma) K_p}; \quad C = \frac{2\gamma}{(1 + \gamma) K_n}. \quad (744)$$

Получим:

$$rEd(rE) = -Aldr + B \int_{r_0}^r \alpha dr \cdot r dr + C \int_{r_0}^r \alpha dr \cdot r dr^1. \quad (745)$$

Интегрируя от r до r_0 , находим:

$$r^2 E^2 = r_0^2 E_0^2 - A I (r^2 - r_0^2) + 2BI \int_{r_0}^r e^{ur} dr + 2CI \int_{r_0}^r b e^{ur} dr, \quad (747)$$

где $u = \int_{r_0}^r \alpha dr$, а r_n равно тому расстоянию от оси провода, на котором напряжённость поля упала настолько, что началось образование отрицательных ионов.

Вычисление E ведётся по методу последовательных приближений. При обычных значениях I (до 100 000 COSE или примерно 0,03 mA на продольный сантиметр коронирующего провода) второе приближение для E отличается от первого лишь в пятом знаке. E_0 , являющаяся константой интегрирования, определяется из условия стационарности разряда

$$\gamma \left(e^{\int_{r_0}^R \alpha dr} - 1 \right) = 1. \quad (748)$$

Прямых количественных данных относительно b и вообще относительно процесса образования отрицательных ионов в зависимости от напряжённости или, точнее, от отношения E/p нет. Приходится пользоваться косвенными путями.

Маш [1785], изучая экспериментально зависимость коэффициента α от E/p , в случае азота приходит к заключению, что образование

¹⁾ Для той части коронирующего слоя, где b , а следовательно, I_n равны нулю, из (745) легко получить уравнение, аналогичное исходному уравнению Роговского для плоской задачи (572) гл. XIII, а именно:

$$\left[\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left[E \frac{d}{dr} (Er) \right] - \frac{\alpha}{2} E \frac{d}{dr} (Er) - \frac{\alpha I}{K_p} \right] = 0. \quad (746)$$

отрицательных ионов начинается при том значении E/p , при котором меняется закон зависимости α/p от E/p , а именно: зависимость $\ln \alpha/p$ от p/E перестаёт быть прямолинейной. На рис. 267 приведены кривые зависимости $\ln(\alpha/p)$ для воздуха от p/E (кружочки) и от E/p (жирные точки) (по данным Маша и Сандерса [1785, 1786]).

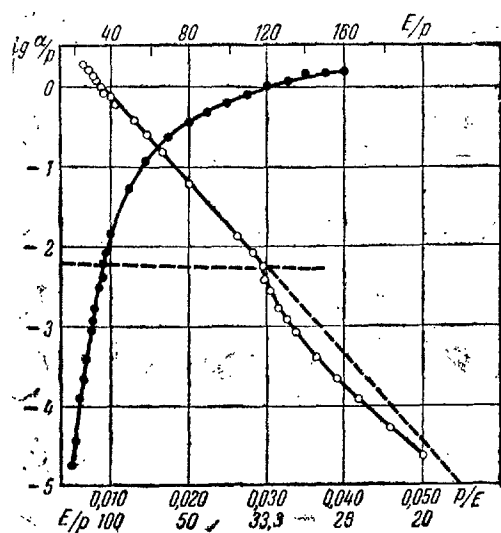


Рис. 267. Зависимость $\ln \frac{\alpha}{p}$ от $\frac{p}{E}$ (кружочки) и от $\frac{E}{p}$ (жирные точки).

Излом обеих кривых находим при $E/p = 36 \text{ В/см} \cdot \text{мм Hg}$. Поэтому в случае воздуха за r_n мы принимаем то расстояние от оси провода, на котором $E/p = 36 \text{ В/см} \cdot \text{мм Hg}$, и аппроксимируем функцию b при помощи выражения

$$b = \frac{\frac{E}{p} - 22}{36 - 22} = \frac{\frac{E}{p} - 22}{14}, \quad (749)$$

так как при $\frac{E}{p} = 22$ можно считать $\alpha = 0$.

На рис. 268 приведено распределение поля, подсчитанное таким образом для одного частного случая при $r_0 = 0,05 \text{ см}$; $R = 7,4 \text{ см}$; $p = 736,3 \text{ мм Hg}$; газ — комнатный воздух нормальной влажности. Чёрные кружки дают распределение поля в цилиндрическом конденсаторе соответствующих размеров при отсутствии тока и $U_a = U_k$. Белые кружки дают распределение поля при токе $72\,600 \frac{\text{CGSE}}{\text{см}} (\approx 2,42 \frac{\text{mA}}{\text{м}})$.

Из этих кривых видно, что при плотности коронного тока, с которой обычно приходится иметь дело на практике (электрофилтры), поле внутри коронирующего слоя весьма мало отличается от поля цилиндрического конденсатора для $U_a = U_k$. Точки, обозначенные на рис. 268 крестиками, подсчитаны для силы тока, в десять раз большей. Таблица 48 даёт значения потенциала в некоторых точках коронирующего слоя.

Как показывает эта таблица, внутри коронирующего слоя имеется довольно большое падение потенциала вопреки утверждению старой теории.

Решению задачи, представленному формулой (747), можно придать большую наглядность следующим образом.

Расчёт показывает, что сумма всех членов правой части (747), начиная со второго, много меньше первого члена. Поэтому представим (747) в виде

$$E^2 r^2 = E_0^2 r_0^2 + 2E_0 r_0 \Delta(Er). \quad (750)$$

Извлечём корень из левой и из правой частей, разложим правую часть в ряд и разделим на 2. Получим

$$E = \frac{E_0 r_0}{r} + \frac{\Delta(Er)}{r} - \frac{1}{2E_0 r_0} \frac{(\Delta(Er))^2}{r} + \dots, \quad (751)$$

где

$$\Delta(Er) = \frac{1}{2E_0 r_0} \left[-AI(r^2 - r_0^2) + 2BI \int_{r_0}^r r e^{r_0} dr \right]. \quad (752)$$

Первый член правой части (751) соответствует электростатическому полю между электродами при отсутствии пространственных зарядов и при напряжённости

Таблица 48

Распределение потенциала V в коронирующем слое при радиусе цилиндра-анода $R = 7,4$ см, провода-катода $r_0 = 0,05$ см и силе тока $I = 72600 \frac{\text{CGSE}}{\text{см}} = 2,42 \frac{\text{mA}}{\text{м}}$ (потенциал анода $V_a = 43,6$ кВ), V_0 — потенциал в тех же точках при $I = 0$ (отсутствие пространственных зарядов) и V_a равном начальному напряжению короны для данного случая. Давление воздуха $p = 736,3$ мм Hg.

r см	V вольт	V_0 вольт
0,05	0,00	0,00
0,06	633,14	630,94
0,07	1167,5	1164,4
0,08	1629,6	1626,5
0,10	2401,4	2398,7
0,12	3030,4	3029,6
0,14	3561,5	3563,1
0,16	4021,8	4025,5
0,18	4429,0	4432,8
0,20	4794,9	4797,4
0,22	5128,3	5127,2

Радиус коронирующего слоя $r_b = 0,2165$ см.

поля на поверхности провода, равной E_0 . Следующие слагаемые малы по сравнению с первым и являются поправочными членами, учитывающими искажение поля в коронирующем слое при наличии коронного тока. Во всех встречающихся на практике случаях можно ограничиться учётом одного только второго члена $\frac{\Delta(Er)}{r}$,

так как все следующие быстро убывают. Константу интегрирования E_0 находим из условия стационарности (748).

В случае отрицательного коронного разряда E_0 оказывается несколько больше начальной напряжённости поля E_k . В формуле (752) для $\Delta(Er)$ первые два члена правой части

выражают искажение поля положительными ионами; сумма их меньше

нуля: положительные ионы в отрицательном коронирующем слое уменьшают абсолютную величину напряжённости поля E . Третий член правой части (752) выражает искажение поля отрицательными ионами. Этот член больше нуля: отрицательные ионы увеличивают напряжённость поля в отрицательном коронирующем слое. На внутреннем

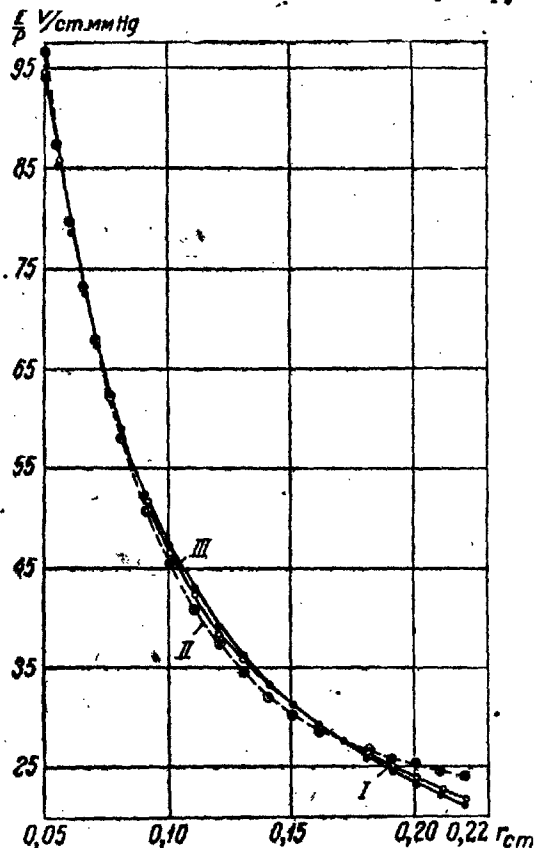


Рис. 268. Распределение напряжённости поля в коронирующем слое коронного разряда между цилиндрическим проводом радиуса $r_0 = 0,05$ см и коаксиальным ему цилиндром радиуса $R = 7,4$ см при давлении воздуха $p = 736,3$ мм Hg. По оси ординат отложено отношение $\frac{E}{r}$, по оси абсцисс — расстояние от оси провода. Чёрные малые кружки соответствуют распределению напряжённости поля в цилиндрическом конденсаторе при отсутствии пространственных зарядов; белые кружки — тому же распределению при силе тока 72 600 CGSE с каждого продольного сантиметра провода ($\approx 2,42$ мА на каждый метр провода; расчёт проведён для одного осуществлённого в лабораторных условиях случая). Чёрные большие кружки соответствуют силе тока, в 10 раз большей.

участке коронирующего слоя ($b = 0$) отрицательных ионов нет, число электронов ничтожно мало. На наружном участке коронирующего слоя ($b > 0$) по мере приближения к внешней границе этого слоя концентрация отрицательных ионов начинает преобладать над концентрацией положительных. Поэтому по мере удаления от поверхности провода напряжённость поля E по абсолютной величине сперва меньше, потом, когда $\Delta(Er)$ становится > 0 , — больше, чем соответствует отсутствию пространственных зарядов при том же E_0 . В результате кривая E , соответствующая наличию коронного тока (кривые II—III рис. 268), два раза пересекает кривую $E = \frac{Er_0}{r}$ (кривая I рис. 268).

Переходя к случаю положительной короны, надо прежде всего рассмотреть элементарные процессы, которые служат для поддержания положительного коронного разряда и обуславливают его стабильность. Возможно представить себе два механизма поддержания положительной короны. Первый: положительные ионы, доходя до некоронирующего электрода-катода, вызывают выход из последнего свободных вторичных электронов. Эти электроны образуют с частицами газа отрицательные ионы. Отрицательные ионы доходят через внешнюю область коронного разряда до границы коронирующего слоя и, ускоряясь здесь в сильном поле, распадаются при столкновениях на нейтральные частицы газа и свободные электроны, служащие родоначальниками лавин в коронирующем слое. Детализируя этот процесс, необходимо допустить, что на некотором расстоянии внутри коронирующего слоя, т. е. в некотором интервале напряжённости поля, происходит как разрушение, так и образование отрицательных ионов, так что в положительном коронирующем слое, так же как и в отрицательном, можно выделить наружный участок, в котором отношение концентрации отрицательных ионов к общей концентрации отрицательно заряженных частиц изменяется от единицы до нуля при перемещении по направлению к коронирующему проводу, и внутренний участок коронирующего слоя, в котором концентрация отрицательных ионов равна нулю и все отрицательно заряженные частицы являются электронами. Второй возможный механизм: поддерживающие разряд свободные электроны возникают в коронирующем слое положительной короны вплоть до его внешней границы в результате фотоионизации газа коротковолновой радиацией, излучаемой в пределах коронирующего слоя. Образование и распад отрицательных ионов имеет место в наружном участке коронирующего слоя, как и в первом случае. В пользу заключения, что нельзя объяснить поддержание положительного коронного разряда только первым из перечисленных здесь механизмов, говорит то обстоятельство, что положительная корона появляется и поддерживается также и на отдельно взятом тонком проводе или острие, когда другим электродом служит лишь земля или далеко отстоящие окружающие предметы. В этом случае процессы ионизации на поверхности катода не могут играть большой роли для поддержания разряда потому, что напряжённость поля у катода очень мала, а отрицательные ионы, если они здесь и образуются в очень незначительном количестве, должны теряться на длинном пути до коронирующего электрода вследствие рекомбинации с положительными ионами. Поэтому необходимо допустить, что и при других условиях фотоионизация газа собственным излучением играет существенную роль для поддержания положительной короны. Установить удельный вес каждого из указанных выше двух процессов в вопросе о стабильности положительной короны и уточнить расположение тех элементов разрядного промежутка, в которых образуются сво-

бодные электроны, в настоящее время не представляется возможным. Но это и не нужно для того, чтобы получить решение задачи о распределении поля в коронирующем слое положительной короны, — решение хотя и не совсем точное, но близко отражающее действительное положение вещей. Концентрация положительных ионов на наружном участке коронирующего слоя положительной короны во столько раз больше, чем концентрация отрицательных ионов на том же участке, что влиянием последних на напряженность поля можно пренебречь. Поэтому детали распределения отрицательных ионов на этом участке не существенны. Вместе с тем наибольшее значение в балансе разряда имеют лавины, образуемые электронами, освобожденными в тонком слое около границы коронирующего слоя положительной короны, так как эти лавины имеют в своем распоряжении наиболее длинный путь для разбега. Эти два обстоятельства позволяют заметить при расчёте распределения поля действительную картину разряда условной картиной, считая, что все лавины начинают свой разбег на внешней границе коронирующего слоя. В качестве граничного условия в этом случае служит выражение

$$I_e = \gamma_1 I_p, \quad (753)$$

где I_p — ток положительных ионов через внешнюю границу коронирующего слоя, а I_e — встречный ток электронов через ту же границу в условной картине разряда, γ_1 — коэффициент, выбранный так, чтобы число электронов, проходящих через границу между наружным и внутренним участком коронирующего слоя, было равно числу электронов, проходящих через эту границу в действительности.

Такой путь решения приводит в случае положительной короны к такому же выражению (751), как и в случае отрицательной короны, но при другом значении $\Delta(Er)$. А именно, вместо выражений (747) и (752), имеющих место в случае отрицательной короны, для положительного коронного разряда имеем на всём протяжении коронирующего слоя

$$r^2 E^2 = r_0^2 E_0^2 + A' I (r^2 - r_0^2) - 2B' I \int_{r_0}^r r e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} \cdot dr, \quad (754)$$

$$\Delta(Er) = \frac{1}{2E_0 r_0} \left[A' I (r^2 - r_0^2) - B' I \int_{r_0}^r r e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} dr \right], \quad (755)$$

где

$$A' = \frac{2}{K_p}; \quad B' = \frac{2\gamma_1}{(1 + \gamma_1) K_p}. \quad (756)$$

E_0 , как и в случае отрицательной короны, определяется из условия стационарности разряда, которое в данном случае имеет вид

$$\gamma_1 (e^{\int_{r_0}^r \alpha dx} - 1) = 1. \quad (757)$$

В случае положительного коронного разряда E_0 оказывается несколько меньше, чем E_k . Так как в коронирующем слое положительной короны преобладает положительный пространственный заряд, то на всём протяжении этого слоя $\Delta(Er) > 0$, и напряжённость поля больше, чем $\frac{E_0 r_0}{r}$. В результате кривая распределения напряжённости

поля в случае положительной короны лежит так же близко к кривой $E = \frac{E_0 r_0}{r}$, как и в случае отрицательной короны, но пересекает эту

кривую лишь один раз и на наружном участке коронирующего слоя идёт выше, чем в случае отрицательной короны. Поэтому граница коронирующего слоя ($r = r_i$, $E = E_i$, $a = 0$) лежит при прочих равных условиях дальше от коронирующего провода, чем при отрицательной короне. Диаметр коронирующего слоя $2r_i$ больше ¹⁾.

§ 4. Распределение поля во внешней области коронного разряда. Вольтамперная характеристика. Так как сила тока коронного разряда определяется прохождением тока через внешний слой короны, то для нахождения вольтамперной характеристики надо решить уравнение Пуассона (739) для внешней области короны, выразив плотность пространственного заряда через силу тока и подвижность ионов. В случае двух концентрических цилиндров эта задача может быть легко решена до конца. Однако большинство авторов, исследовавших корону, в погоне за возможно простой формулой для характеристики коронного разряда прибегает к различного рода упрощениям во время самого хода решения задачи, вместо того чтобы предпринять упрощения в конечном результате. Не получая желательного совпадения между результатами теории и опыта, некоторые из них вводят в формулы характеристики произвольные изменения и превращают эти формулы, таким образом, в чисто эмпирические [1787—1789].

Устанавливая граничные условия при интегрировании, большинство авторов полагает напряжённость поля на внешней границе коронирующего слоя равной начальной напряжённости поля короны E_k , согласно старой теории короны, и одновременно пренебрегает толщиной коронирующего слоя и падением потенциала в нём. Наиболее широкое распространение получила формула характеристики короны постоянного тока, данная Таунсендом ([20], стр. 332).

Пусть K — подвижность ионов соответствующего знака, ρ — плотность создаваемого ими пространственного заряда, I — ток с единицы длины коронирующего провода. Так как скорость передвижения ионов равна KE , то

$$I = 2\pi r \rho KE. \quad (758)$$

¹⁾ Более подробный анализ решения для случая как положительной, так и отрицательной короны см. [1777], гл. II, §§ 3 и 4.

Таунсенд допускает, что искажение поля пространственными зарядами не велико. Если бы этого искажения совершенно не было, то rE , согласно выражению для напряжённости поля в цилиндрическом конденсаторе

$$E = \frac{E_0 r_0}{r}, \quad (759)$$

было бы постоянным. Так как ток I не зависит от r , то, полагая в (758) $rE = \text{const}$, Таунсенд принимает $\rho = \text{const}$ и, интегрируя уравнение Пуассона (739), получает ¹⁾:

$$d(Er) = 4\pi r \rho dr,$$

$$Er - E_0 r_0 = 2\pi r (r^2 - r_0^2). \quad (760)$$

Пренебрегая r_0^2 по сравнению с r^2 , заменяя E через $\frac{dV}{dr}$ и интегрируя вторично от r_0 до R , где R — радиус внешнего цилиндра, Таунсенд находит, считая $V = 0$ при $r = r_0$,

$$U_a = V_a = \pi r (R^2 - r_0^2) + E_0 r_0 \ln \frac{R}{r_0}. \quad (761)$$

Пренебрегать r_0 по сравнению с r во всём интервале интегрирования от r_0 до R , как это делает Таунсенд, незаконно. Не пренебрегая в (760) r_0 , находим после интегрирования

$$V_a = E_0 r_0 \ln \frac{R}{r} + \pi r R^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2} - 2 \frac{r_0^2}{R^2} \ln \frac{R}{r} \right). \quad (762)$$

Появившийся здесь новый член $2 \frac{r_0^2}{R^2} \ln \frac{R}{r}$ тем меньше, чем больше отношение $\frac{R}{r_0}$. При $R = 10 r_0$ этот член равен 0,046, и в первом приближении им уже можно пренебречь по сравнению с единицей.

Это вновь приводит к формуле (761). При $R = 100 r_0$ $2 \frac{r_0^2}{R^2} \ln \frac{R}{r} \approx 9,2 \cdot 10^{-4}$. Таким образом при $R > 10 r_0$, т. е. во всех практически имеющих место случаях, приближение, допускаемое Таунсендом в этом месте вывода его формулы, приемлемо. Пишем соотношение (758) для $r = R$:

$$I = 2\pi R \rho K E_R. \quad (763)$$

Полагаем, согласно формуле (759) для напряжённости поля, пользуясь формулами, справедливыми при *отсутствии пространственных зарядов*,

$$E_0 = E_k = \frac{U_k}{r_0 \ln \frac{R}{r_0}}, \quad E_R = \frac{U_a}{R \ln \frac{R}{r_0}}. \quad (764)$$

¹⁾ V, E, ρ — абсолютные величины потенциала, напряжённости поля и плотности пространственного заряда.

Вставляем эти значения E_0 и E_R в (761) и (763), находим из (763)

$$\rho = \frac{I \ln \frac{R}{r_0}}{2\pi K U_a}. \quad (765)$$

Вставляем это выражение ρ в (761), пренебрегаем r_0^2 по сравнению с R^2 , решаем относительно I и находим в качестве уравнения характеристики формулу Таунсенда, нашедшую широкое применение

$$I = \frac{2K(U_a - U_k) U_a}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}. \quad (766)$$

Согласно уравнению Таунсенда (766) зависимость I от U_a квадратичная. Положив $y = \frac{1}{U_a}$, находим уравнение «редуцированной характеристики» в виде уравнения прямой

$$y = \frac{2K}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}} (U_a - U_k). \quad (767)$$

Построение редуцированной характеристики служит для проверки квадратичного хода изменения I с U_a и для определения U_k по точке пересечения прямой редуцированной характеристики с осью абсцисс.

Непосредственное определение U_k путём измерения той разности потенциалов между электродами, при которой чувствительный прибор начинает обнаруживать коронный ток, менее надёжно. Вследствие небольших дефектов на поверхности провода на ней всегда могут быть отдельные участки с малым радиусом кривизны (случайные острия). Эти участки начинают коронировать при меньшей разности потенциалов, чем соответствует идеально гладкому и чистому цилиндрическому проводу, и начальная часть характеристики, снятая особо чувствительным прибором, нередко имеет искажённый ход.

Фазель и Парсонс [1790] пытались вывести формулу характеристики короны с учётом зависимости радиуса коронирующего слоя от разности потенциалов между электродами, положив $a = r_0 + \beta(U - U_k)$, где a — внешний радиус коронирующего слоя, β — константа, и в то же время продолжая придерживаться предположения, что на границе коронирующего слоя $E = E_k$. Поэтому ошибка, вносимая этим неверным предположением у Фазель и Парсонса, ничем не компенсирована, и результаты их теории ещё больше расходятся с действительностью, чем результаты других авторов.

Точный результат интегрирования уравнения (739) для данного случая был указан Майром [1791, 1792], а также Таунсендом [1811].

Определяя плотность пространственного заряда из соотношения

$$I = 2\pi r \rho K E \quad (768)$$

и вставляя в уравнение Пуассона (739), имеем:

$$Erd(Er) = \frac{2I}{K} r dr. \quad (769)$$

Интегрируя от $r=r_0$, $E=E_0$ до r и решая относительно E , находим:

$$-\frac{dV}{dr} = E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_0^2) + r_0^2 E_0^2}. \quad (770)$$

Интегрируя вторично от r_0 до R и полагая $V=0$ при $r=r_0$, находим:

$$V_a = E_0 r_0 \left\{ \sqrt{\frac{E_0^2 (R^2 - r_0^2)}{E_0^2 r_0^2} + 1} - 1 + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{E_0^2 - E_g^2}}{2E_0} \ln \frac{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} - r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2} (E_0 + \sqrt{E_0^2 - E_g^2}))}{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} + r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2} (E_0 - \sqrt{E_0^2 - E_g^2}))} \right\} \quad (771)$$

где $E_g^2 = \frac{2I}{K}. \quad (772)$

Распределение напряжённости поля, соответствующее формуле (770) при различных силах тока, дано на рис. 269 ($R=7,4$ см, $r_0=0,05$ см).

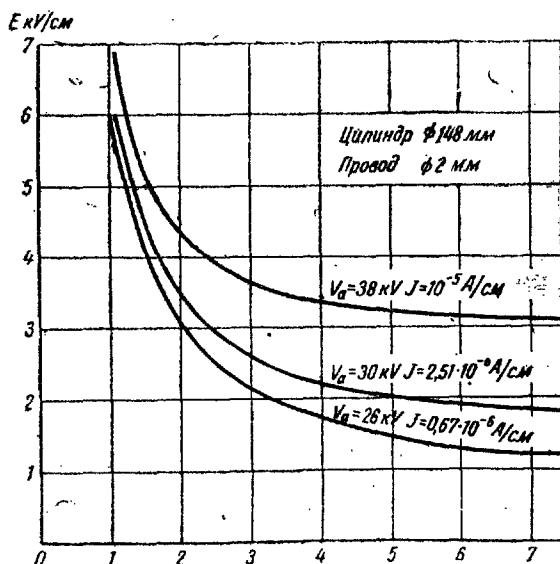


Рис. 269. Распределение напряжённости поля во внешней области коронного разряда при различных силах тока с продольного сантиметра коронирующего провода.

По мере увеличения силы тока I правая часть кривой подымается всё выше и наклон её становится всё меньше. При $\frac{2I}{K} = E_0^2$

E было бы постоянным во всей внешней области короны, и правая часть кривой (рис. 269) превратилась бы в горизонтальную прямую.

Приведённый выше вывод формул (770) и (771) всё ещё основан на предположениях старой теории: на границе чехла короны $E = E_k$; радиус этого чехла очень близок к радиусу провода. С точки зрения со-

временной теории разряда на границе коронирующего слоя E должно равняться той напряжённости поля, при которой, при данных условиях (плотность и природа газа), начинается ионизация столк-

новениями I рода, и коэффициент объёмной ионизации α перестаёт быть нулём. Обозначим эту напряжённость поля через E_i , соответствующее расстояние от оси провода — через r_i , потенциал при $r = r_i$ — через V_{r_i} . Так как внешняя область короны простирается от $r = r_i$ до $r = R$, где R — радиус цилиндра, то нижний предел при интегрировании выражения (763) должен быть $r = r_i$, $E = E_i$.

Вместо (770) получаем

$$E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_i^2) + r_i^2 E_i^2}. \quad (773)$$

Второе интегрирование должно быть произведено от $r = r_i$, $V = V_{r_i}$ до $r = R$, $V = V_a$ и даёт вместо (771)

$$V_a = V_{r_i} + E_i r_i \left\{ \sqrt{\frac{E_g^2 (R^2 - r_i^2)}{E_i^2} + 1} - 1 + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{E_i^2 - E_g^2} \ln \left(\frac{\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} - r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2}}{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} + r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2}) (E_i - \sqrt{E_i^2 - E_g^2})} \right)}{2E_i} \right\} \quad (774)$$

Для точного решения задачи надо знать r_i и V_{r_i} , т. е. надо предварительно решить задачу о распределении поля в коронирующем слое. Произведённые нами в предыдущем параграфе расчёт этого распределения и анализ полученных там результатов показывают, что при практически интересующих токах короны за распределение поля в коронирующем слое можно принять распределение поля в цилиндрическом конденсаторе при отсутствии пространственных зарядов

$$E = \frac{E_k r_0}{r} \quad (736)$$

и подсчитать r_i и V_{r_i} по формулам:

$$r_i = \frac{E_k}{E_1} r_0, \quad (775)$$

$$V_{r_i} = E_k r_0 \ln \frac{r_i}{r_0} \quad (776)$$

с другой стороны, результаты теории, изложенной в § 3, показывают, что и непосредственное применение формулы (771) также приемлемо в первом приближении и может быть обосновано тем, что у поверхности провода напряжённость поля E_0 действительно близка к начальной напряжённости поля коронного разряда E_k .

Формула (771) слишком громоздка для практических вычислений, поэтому Майр несколько упрощает её и предлагает графический метод использования этой формулы.

Заменяя E_g^2 , согласно (772), через $\frac{2I}{K}$ и вводя обозначение

$$K = \frac{2}{KE_0^2}, \quad (777)$$

Майр представляет формулу (771) в виде

$$U = r_0 E \left\{ \sqrt{1 + \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 - 1 \right] KI} - 1 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sqrt{1 - KI} \ln \frac{\left(\sqrt{1 + \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 - 1 \right] KI} - \sqrt{1 - KI} \right) (1 + \sqrt{1 - KI})}{\left(\sqrt{1 + \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 - 1 \right] KI} + \sqrt{1 - KI} \right) (1 - \sqrt{1 - KI})} \right\} \quad (778)$$

В обычно имеющих место на практике случаях $\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 \gg 1$; $KI \ll 0,01$. Поэтому, пользуясь приближениями:

$$1 + \sqrt{1 - KI} \approx 2 - \frac{KI}{2} \approx 2, \quad (779)$$

$$1 - \sqrt{1 - KI} \approx \frac{KI}{2}, \quad (780)$$

Майр пишет вместо формулы (778)

$$U = r_0 E_0 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI} - 1 + \ln \frac{4 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI} - 1 \right)}{KI \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI} + 1 \right)} \right\} \quad (781)^1$$

В выражении (781) Майр прибавляет и вычитает в фигурных скобках в правой части по $\frac{1}{2} \ln \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = \ln \frac{R}{r_0}$ и пишет (781) в виде

$$U = r_0 E_0 \ln \frac{R}{r_0} + r_0 E_0 F, \quad (782)$$

где

$$F = \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI} - 1 + \frac{1}{2} \ln \frac{4 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI} - 1 \right)}{\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI} + 1 \right)} \quad (783)$$

можно рассматривать как функцию от аргумента $\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 KI$, так как ни $\frac{R}{r_0}$, ни K , ни I в отдельности в выражение (783) не входят.

$$r_0 E_0 \ln \frac{R}{r_0} = U_0, \quad (784)$$

где U_0 равно начальному напряжению коронного разряда между коаксиальными цилиндрами радиусов R и r_0 .

¹⁾ В оригинальной работе Майра вкралась описка и вместо 4 под знаком $\ln$ в правой части (781) стоит 2.

Следовательно, вместо (782) можем написать

$$U = U_0 + r_0 E_0 F$$

и далее

$$F\left(\frac{R^2}{r_0^2} KI\right) = \frac{U - U_0}{r_0 E_0}. \quad (785)$$

Ход функции $F\left(\frac{R^2}{r_0^2} KI\right)$ дан в приложении на рис. 335. Построе-

ние вольтамперной характеристики производится следующим образом. По заданному значению напряжения U находим по формуле (785) соответствующую величину F . Затем, пользуясь кривой (рис. 335), по ординате F находим соответствующую ей абсциссу $x = \frac{R^2}{r_0^2} KI$.

Наконец, зная R , r_0 и K , находим $I = \frac{r_0^2}{R^2 K} x$.

Таунсенд в своём выводе [1811] упрощает точное решение уравнения Пуассона ещё больше и в конце концов приходит к простой, но не имеющей практического значения формуле

$$I = \frac{2KU_k(U_a - U_k)}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}. \quad (786)$$

Эта вторая формула Таунсенда представляет собой прямолинейную зависимость между I и U_a и справедлива только при чрезвычайно малой силе коронного тока.

Во всех приведённых здесь выводах вольтамперной характеристики подвижность ионов K принималась за постоянную величину. Об учёте зависимости K от E см. [1777 809]. Об учёте диффузии ионов см. [1841].

§ 5. Решение задачи о вольтамперной характеристике коронного разряда между цилиндрическим проводом и параллельным последнему некоронирующим электродом с любой формой поперечного сечения. Для того чтобы решить задачу о вольтамперной характеристике коронного разряда в других случаях, подобно тому как она решена Майром [1791] для двух коаксиальных цилиндров, надо знать геометрическую конфигурацию поля (форму и расположение силовых линий), а эта конфигурация наперёд не известна, за исключением случаев двух концентрических цилиндров или шаров, когда из условий симметрии ясно, что силовые линии прямые.

Для того случая, когда коронирующим электродом является цилиндрический круглый провод, а второй электрод представляет собой цилиндрическую или призматическую поверхность с прямолинейными образующими, параллельными оси провода, Дейтш [1793] решает задачу приближённо, полагая, что при не слишком больших токах

конфигурацию силовых линий поля можно считать такой же, как и при отсутствии тока. В уравнении Пуассона, которое он пишет в виде

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho, \quad (787)$$

Дейтш, так же как Таунсенд, полагает плотность пространственного заряда постоянной вдоль отдельной силовой линии и приводит уравнение (787) к виду

$$F \frac{d\vartheta}{dn} = 4\pi\rho, \quad (788)$$

где F — напряжённость поля, которая имела бы место при отсутствии пространственного заряда и том же U_a , ϑ — отношение действительной напряжённости поля E к F ; dn берётся вдоль силовой линии.

Дейтш интегрирует уравнение (788) два раза и, переходя от напряжённости поля к разнице потенциалов U , в результате ряда подстановок и преобразований находит соотношение¹⁾

$$j_s = -\frac{KF}{4\pi L}(U_a - U_k), \quad (789)$$

где

$$L = \int_0^{V_E} \frac{\varphi d\varphi}{F^2}, \quad (790)$$

j_s — плотность тока у поверхности второго электрода в том месте, где эту поверхность пересекает данная силовая линия, V_E — потенциал коронирующего провода при потенциале второго электрода, равном нулю, φ — потенциал в данной точке силовой линии, а F — напряжённость поля в той же точке; как то, так и другое при отсутствии пространственного заряда. При применении к отдельным конкретным случаям вместо φ и F в (790) подставляются их выражения, найденные для соответствующей электростатической задачи по методу конформных отображений. Затем по точкам строится кривая зависимости j_s от координаты s , отсчитываемой по второму электроду в плоскости сечения, перпендикулярной к коронирующему проводу. Наконец, находится ток I путём вычисления интеграла $\int j_s ds$ в соответствующих пределах. Таким путём Дейтш пришёл для случая двух коаксиальных цилиндров к формуле Таунсенда (766) и вывел формулу характеристики короны: 1) для случая провод — плоскость:

$$I = \frac{0,78k}{H^2 \ln \frac{2H}{r_0}} U(U - U_k), \quad (791)$$

где H — расстояние от провода до плоскости.

¹⁾ Более подробно вывод соотношения (789) изложен в оригинальной работе Дейтша [1793], а также в [1777], стр. 92—98. Другой, более строгий, но более сложный путь решения той же задачи указал Брюсс [1842]. Интегрирование уравнения Пуассона с учётом диффузии см. [1830].

2) Для случая — провод на равном расстоянии H между двумя плоскостями:

$$I = \frac{1,23K}{H^2 \ln \frac{4H}{\pi r_0}} U(U - U_k). \quad (792)$$

3) Для случая n проводов радиуса r_0 на равном расстоянии H между двумя плоскостями и на расстоянии d один от другого:

$$I = n \frac{4\pi^2 AK}{d^3 \left(\frac{4H}{d} - \ln \frac{2\pi r_0}{d} \right)} U(U - U_k). \quad (793)$$

Константу A в формуле (793) приходится подсчитывать отдельно для каждого данного значения H и d [1794, 1777].

4) Тем же методом автором настоящей книги выведена формула вольтамперной характеристики для коронного разряда в случае цилиндрического провода радиуса r_0 , натянутого по оси камеры квадратного сечения с длиной стороны квадрата $2h$:

$$I = 1,685 \frac{KU(U - U_k)}{h^2 \ln \left(1,079 \frac{h}{r_0} \right)}. \quad (794)$$

Начальное напряжение U_k и начальная напряжённость у поверхности провода E_k в этом случае связаны соотношением

$$U_k = E_k r_0 \ln \frac{2h}{1,8541}. \quad (795)$$

При $\frac{r}{h} \leq 0,01$ выражения (794) и (795) справедливы с точностью до $1 \cdot 10^{-4}$ от подсчитываемой величины

Совпадение вычисленных и наблюденных величин тока во всех этих случаях при соответствующем K хорошее и практически вполне достаточное. Такое совпадение объясняется тем, что ошибки, делаемые при допущении статического поля и наличия подобранной к этому полю постоянной плотности пространственного заряда, взаимно компенсируют друг друга. Таким образом в отличие от других видов разряда в случае коронного разряда мы обладаем вполне достаточными для практических применений теоретическими формулами характеристики.

Как показал Сато [1795], распределение потенциала во внешней области коронного разряда может быть определено экспериментально путём снятия вольтамперной характеристики зонда, помещённого в область униполярного тока. В этом случае зонд представляет собой цилиндрический провод, на который подаётся потенциал, близкий к ожидаемому в данной точке. Диаметр провода-зонда должен быть достаточно мал, чтобы потенциал в газе можно было считать постоянным в объёме, занятом зондом. Этот диаметр не должен быть

и слишком мал, чтобы зонд не коронировал. Около зонда существует поле цилиндрического конденсатора; абсолютная величина напряжённости этого поля пропорциональна разности между потенциалом зонда и потенциалом газа в той же точке при отсутствии зонда. Ионы двигаются из газа по направлению к зонду, и в цепи последнего возникает ток. Вследствие отсасывания ионов зондом концентрация их около зонда уменьшается. Поэтому при установившемся режиме зондового тока движение электронов к зонду совершается не только под действием добавочного электрического поля, созданного зондом, но и вследствие диффузии. Обозначая через Q заряд на единице длины зонда, через D — коэффициент диффузии ионов, через K — их подвижность, мы можем написать для напряжённости поля у поверхности зонда $\frac{2Q}{r_0}$ и для тока на единицу длины зонда

$$I_s = 2\pi r_0 \left(eD \frac{dn}{dr} + \frac{2QeK}{r} n \right), \quad (796)$$

где n — концентрация ионов.

При большой разности потенциалов U_s между газом и зондом можно пренебречь первым членом правой части выражений (796)

по сравнению со вторым. Вольтамперная характеристика зонда превращается в этом случае в прямую линию BC на рис. 270. При малом U_s ход характеристики более сложный — кривая AB . Точка пересечения O продолжения прямолинейной части характеристики с осью абсцисс, соответствующая $U_s = 0$, даёт нам потенциал пространства в месте расположения зонда¹⁾.

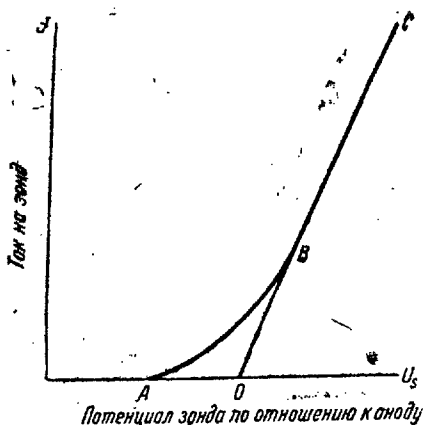


Рис. 270 Вольтамперная характеристика зонда Сато.

§ 6. Разряд между двумя коронирующими электродами. В том случае, когда радиусы кривизны поверхности не одного только, но обоих электродов разрядного промежутка достаточно малы, а на-

ложенное на электроды напряжение достаточно велико, около каждого из этих электродов возникает коронирующий слой. Всю остальную часть разрядного промежутка заполняет тёмная область, для которой

¹⁾ Здесь приведена упрощённая теория зонда Сато. Более строгое изложение см. в оригинальной работе Сато [1795].

мы сохраним прежнее название «внешней» области коронного разряда. Во внешней области попрежнему не происходит ионизации газа толчком электронов. Различие между внешней областью разряда в данном случае и той же областью в случае одного только коронирующего электрода заключается в том, что теперь в этой области ток уже не униполярный, а складывается из тока положительных и тока отрицательных ионов.

$$I = I_p + I_n, \quad (797)$$

а плотность пространственного заряда ρ определяется разностью концентраций ионов того и другого знака

$$\rho = \rho_p - \rho_n = e(n_p - n_n). \quad (798)$$

Коронирующие слои у положительного и у отрицательного электродов сохраняют все типические черты положительной и отрицательной короны.

Перейдем к случаю двух параллельных друг другу коронирующих проводов. Радиусы этих проводов будем принимать равными один другому. Как известно из теории электрических полей, *средняя плоскость*, параллельная обоим проводам, проведенная на равном расстоянии между их осями перпендикулярно к плоскости, в которой обе эти оси лежат, является одной из эквипотенциальных поверхностей. По обе стороны средней плоскости поле в точности такое же, как в случае провод того же диаметра — плоский электрод с поверхностью, совпадающей со «средней» плоскостью при разнице потенциалов между проводом и плоскостью U , равной половине разницы потенциалов между обоими цилиндрическими проводами [1776].

Случай двух параллельных коронирующих проводов имеет на практике место в высоковольтных линиях передачи электроэнергии. Поэтому этот случай уже давно интересовал инженеров-высоковольтников. В частности Пик установил для этого случая эмпирически специальную формулу для начальной напряженности поля:

$$E_k = 29,88 \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{\delta r_0}} \right). \quad (799)$$

Сличение этой формулы, представляющей собой обобщение обширного экспериментального материала, с формулой Пика для случая провод — цилиндр показывает, что в случае двух коронирующих проводов начальная напряженность поля меньше, чем в последнем случае. При расстоянии между двумя цилиндрическими коронирующими проводами радиуса r_0 , равном $2H$, начальная напряженность поля коронного разряда также меньше, чем для случая — провод того же радиуса на расстоянии H от плоскости, являющейся вторым электродом. Если между двумя коронирующими проводами напряжение ровно в 2 раза

больше, чем между проводом того же радиуса и плоскостью, то, несмотря на то что электростатическое поле (при отсутствии пространственного заряда) было бы одно и то же, коронный ток между двумя проводами много больше, как это иллюстрируют кривые (рис. 271). Обычное элементарное объяснение такого поведения E_k и I при двух коронирующих проводах: ионы противоположного знака проникают через внешнюю область разряда к каждому из коронирующих проводов и значительно уменьшают около каждого электрода пространственный заряд, лимитирующий ток. Однако такое примитивное представление очень расплывчато и неточно.

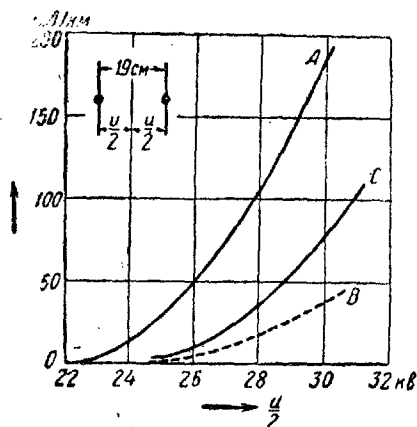


Рис. 271. Экспериментальные вольт-амперные характеристики коронного разряда: 1) в случае двух коронирующих проводов при расстоянии между ними, равном $2H$, — кривая A , 2) в случае провода того же радиуса — плоскость при расстоянии между ними H — пунктирная кривая B . Кривая C , ординаты которой в 2 раза больше ординат кривой B , приведена для сравнения.

Более детальное рассмотрение явлений, имеющих место при разряде между двумя коронирующими проводами, показывает, что если ионы того и другого знака действительно проходят через внешнюю область разряда, то отрицательные ионы, образованные во внешней области электронами лавин отрицательного коронирующего слоя, доходя до границы положительного коронирующего слоя, должны распадаться здесь на свободные электроны и нейтральные частицы газа и образуют лавины в положительном коронирующем слое. Обозначим через I_k ток электронов с катода, через P_1 — интеграл $\int \alpha dx$, взятый в пределах отрицательного коронирующего слоя, через P_2 — значение того же интеграла, взятого в пределах положительного

коронирующего слоя. Ток положительных ионов, созданных лавинами электронов в положительном коронирующем слое идвигающихся через внешнюю область разряда по направлению от положительного коронирующего слоя к отрицательному коронирующему слою $I_p = I_k e^{P_1}(e^{P_2} - 1)$, много больше, чем направленный навстречу ему ток отрицательных ионов $I_n = I_k e^{P_1}$. Поэтому, при почти одинаковой подвижности положительных и отрицательных ионов, на всём протяжении внешнего слоя должен преобладать пространственный заряд положительных ионов, ограничивающий ток положительных ионов и лимитирующий, таким образом, число их, достигающее катода, а следовательно, и электронный ток с катода.

Детальное количественное рассмотрение этой картины приводит к соотношению

$$\text{где } \rho_p = a \frac{K_n}{K_p} \rho_n, \quad (800)$$

$$a = e^{F_1} - 1. \quad (801)$$

Применяя к случаю двух коронирующих параллельных проводов описанный в прошлом параграфе метод решения задачи, данный Дейтшем для короны одного знака, приходим вместо уравнения (788) к уравнению

$$F \frac{d\vartheta}{dn} = 4\pi (\rho_p - \rho_n) = 4\pi \rho_n \left(1 - a \frac{K_n}{K_p}\right), \quad (802)$$

и вместо соотношения Дейтша (789) к формуле

$$|J_s| = \frac{K_n(1+a)F_s \left(\frac{U}{2} - \frac{U_k}{2}\right)}{4\pi \left(1 - a \frac{K_n}{K_p}\right)L_1}, \quad (803)$$

где

$$L_1 = \int_0^{V_E} \frac{\varphi d\varphi}{F^2} \quad (804)$$

и F_s — напряжённость поля в точке пересечения данной силовой линии с плоскостью, проведённой параллельно обоим коронирующим разноимённым проводам на середине расстояния между ними, при отсутствии пространственных зарядов. Интеграл (797) берётся от этой средней плоскости до отрицательного коронирующего провода. Обозначая через A некоторое среднее для различных силовых линий значение коэффициента $\frac{1+a}{a \frac{K_n}{K_p} - 1}$, находим для полного тока

$$I = \frac{A \cdot 0,78 K_n U (U - U_k)}{4H^2 \ln \frac{2H}{r_0}}, \quad (805)$$

где H — половина расстояния между проводами, т. е. получаем всё в том же приближении, как и в предыдущем параграфе, квадратичную формулу для зависимости коронного тока от разности потенциалов между двумя коронирующими проводами.

При выводе формулы (805) не учтена возможность рекомбинации ионов противоположных знаков во внешней области разряда, а также диффузия их в ту и другую стороны от плоскости, проведённой через оси обоих коронирующих проводов.

В случае, если рекомбинацией и диффузией ионов во внешней области можно полностью пренебречь, лавины электронов в положи-

тельном коронирующем слое составляют как бы непосредственное продолжение лавин отрицательного коронирующего слоя.

Условие стационарности разряда — оно же условие перехода разряда в самостоятельный — принимает, как легко сообразить, вид

$$\gamma [I_k e^{P_1} (e^{P_1} - 1) + I_k (e^{P_1} - 1)] = I_k$$

или

$$\gamma (e^{P_1 + P_2} - 1) = 1. \quad (806)$$

Пренебрегая искажением поля в начальный момент возникновения короны, заключаем, что P_2 можно принять равным P_1 . В таком случае (806) принимает вид

$$\gamma (e^{2P_1} - 1) = 1. \quad (807)$$

Сделаем противоположное допущение: рекомбинация ионов во внешней области разряда совершается настолько интенсивно, что лишь очень незначительная доля отрицательных ионов достигает границы положительного коронирующего слоя. В этом случае процессы в положительном коронирующем слое не зависят от наличия отрицательного коронирующего слоя. Положительная корона поддерживается за счёт объёмной фотоионизации газа. Ток положительных ионов, покидающих границу положительного коронирующего слоя, почти одинаков с током отрицательных ионов, покидающих границу отрицательного коронирующего слоя. Число положительных ионов, достигающих границы отрицательного коронирующего слоя, также ничтожно мало. Попадая в отрицательный коронирующий слой, эти положительные ионы очень мало нарушают его режим. Отсюда необходимо сделать два заключения: 1) общий разрядный ток при сделанном допущении не может сколько-нибудь значительно отличаться от тока положительной или отрицательной короны, осуществлённой в отдельности между проводом и средней плоскостью при половинном напряжении между ними по сравнению с напряжением между обоими проводниками; 2) условие перехода разряда в самостоятельный в первом приближении то же, что и для положительного или отрицательного коронного разряда у каждого из проводов в отдельности.

$$\gamma (e^{P_1} - 1) = 1. \quad (808)$$

Оба эти заключения противоречат опыту. Второе потому, что оно приводит к начальной напряжённости поля, одинаковой со случаем провод — плоскость и, следовательно, много большей, чем имеющая место в действительности. В то же время подсчёты начальной напряжённости поля, исходя из формулы (807), приводят к значениям начальной напряжённости, много меньшим, чем те, которые имеют место в действительности.

Поэтому необходимо сделать вывод: во внешней области разряда между двумя коронирующими проводниками рекомбинация положительных

и отрицательных ионов имеет место, но ионы рекомбинируют не целиком; довольно значительная доля отрицательных ионов достигает границы положительного коронирующего слоя ¹⁾).

§ 7. Прерывистые явления в коронном разряде. Уже непосредственное беглое наблюдение коронного разряда на цилиндрическом проводе обнаруживает ряд прерывистых явлений: звуковой эффект в виде шипения, образование ярких светящихся точек на отрицательном проводе, появление отдельных дискретных тонких светящихся полосок в положительном коронирующем слое, направленных перпендикулярно к проводу. Поскольку некоторые из этих явлений можно устранить или ослабить тщательной очисткой и полировкой провода, прерывистые явления в короне можно было бы считать случайными. Однако этого не позволяют сделать детальные исследования разряда между положительным или отрицательным остриём и плоскостью, проведённые американскими физиками Тричелем, Кипом и др. в лаборатории Лёба. Исследования эти произведены путём параллельного изучения характеристик различных стадий разряда и осциллограмм импульсов, наблюдаемых в коронном токе. Такие осциллограммы снимались как непосредственно путём приключения пластин осциллографа через усилитель к концам помещённого в цепи разрядного тока большого сопротивления, так и путём индуктивного улавливания импульсов при помощи контура, расположенного рядом с разрядным промежутком.

Между отрицательной и положительной короной в отношении возникновения прерывистых импульсов оказались существенные различия. Общий вывод, который можно сделать в отношении прерывистых явлений в отрицательной короне из работ школы Лёба [1659, 1813—1822], таков. По существу отрицательная корона не должна быть непременно комплексом прерывистых явлений и может носить, особенно в электроположительных газах, непрерывный характер, согласный с представлениями теории Таунсенда-Роговского о сплошном однородном разрядном промежутке. В атмосферном воздухе, содержащем влагу и не очищенном от пыли, отрицательная корона с острий и проводов имеет при малых напряжениях, близких к начальному напряжению короны, прерывистую природу, связанную с отмеченными визуальным наблюдением коронирующими точками на электроде. Разряд сосредоточен на коронирующих точках в виде отдельных кратковременных периодически чередующихся импульсов. Около каждой из этих точек плотность тока как максимальная за период одного импульса, так и средняя по времени достигает больших величин и во всяком случае много больше плотности тока равномерной короны по теории Таунсенда-Роговского. Поступление

¹⁾ В отношении дальнейшего развития теории разряда между двумя коронирующими проводами с учётом коэффициента рекомбинации ионов отсылаем читателей к книге автора [1777].

отрицательных ионов во внешнюю область отрицательной короны совершается в виде отдельных мощных импульсов, сосредоточенных

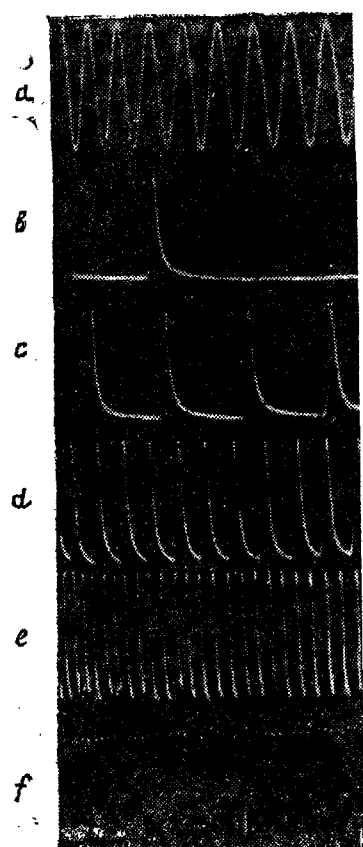


Рис. 272. Типичные осциллограммы импульсов отрицательного коронного разряда с острия (⊖ полусферического кончика — 0,5 мм) при расстоянии от острия до плоского электрода 3 см. Кривая *a* представляет собой шкалу времени и соответствует колебаниям частоты 8000 герц; *b* — импульсы при средней силе тока 0,1 μ A; *c* — при 0,7 μ A; *d* — при 2 μ A; *e* — при 5 μ A; *f* — при 12 μ A [1814]

у коронирующих точек, и ведёт к возникновению электрического ветра, приводящего газ в турбулентное движение. Причиной электрического ветра в коронном разряде является передача частицам газа импульса ионами, двигающимися через внешнюю область разряда от коронирующего слоя к некоронирующему электроду. В большей или меньшей степени электрический ветер имеет место во всех случаях коронного разряда. Диффузия отрицательных ионов и особенно турбулентное движение газа приводят к тому, что во внешней области коронного разряда мы имеем уже не каналообразное движение отрицательных ионов, а движение, более или менее согласное с представлением о сплошном заполнении внешней области разрядом. По мере увеличения напряжения и силы тока частота импульсов увеличивается. Вместе с тем увеличивается и та минимальная сила тока, которая имеет место в конце каждого импульса перед возникновением нового. Кроме того, увеличивается и число коронирующих точек на проводе. Всё это приводит к сглаживанию временных и пространственных пульсаций тока, и отрицательная корона приобретает при увеличении напряжения и силы тока всё более сплошной и сглаженный характер, пока условия поля во внешней области короны не изменятся настолько, что в этой области становится возможным нарастание и распространение стримеров. Тогда имеет место переход к искровому пробую.

На рис. 272 и 273 приведены осциллограммы начальных стадий отрицательной короны, снятые в лаборатории Леба.

Прерывистые явления в положительной короне, особенно в её начальных стадиях, более тесно связаны по крайней мере в электро-

отрицательных газах с существенными чертами этой формы разряда, чем в случае отрицательной короны. Значительная часть опытов в лаборатории Лёба была произведена при использовании ампулки с радиоактивным препаратом в качестве постороннего ионизатора разрядного промежутка. При малой интенсивности посторонней ионизации и малом напряжении между остриём и плоскостью — меньше начального напряжения короны, появление отдельных электронов на некотором небольшом расстоянии от острия приводит к развитию лишь отдельных электронных лавин, неуловимых каждая в отдельности на осциллографе, но регистрируемых электрометром по создаваемому ими среднему, очень слабому току через сопротивление,

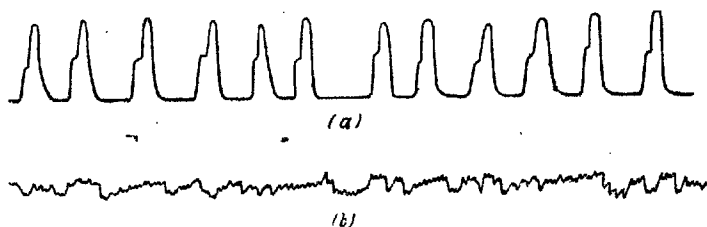


Рис. 273. Осциллограммы импульсов тока отрицательного коронного разряда с острия. *a* — регулярные импульсы при радиусе кривизны острия около 0,02 мм; *b* — импульсы беспорядочной формы, полученные при радиусе кривизны острия около 0,004 мм [1818].

от концов которого берётся напряжение на пластины осциллографа. Расчёт показывает, что в каждой из таких лавин число создаваемых ею свободных электронов составляет от одного десятка до нескольких тысяч. При несколько большем напряжении в положительной короне с острия имеют место более мощные, сравнительно легко регистрируемые осциллографом импульсы, получившие название *bursts*. Это наименование мы позволили себе [1777] заменить наименованием *лавинные импульсы*. Отдельные лавинные импульсы длятся 10^{-3} сек. Число электронов, участвующих в каждом из этих импульсов, 10^4 — 10^6 . Для осуществления каждого лавинного импульса нужен уже не один, а целый ряд начальных свободных электронов. Лавинный импульс состоит из ряда быстро следующих друг за другом и частично сливающихся между собой электронных лавин. В определённом, очень узком интервале напряжений (при повышении последнего) эти процессы получают полное развитие, и в положительной короне, поддерживаемой посторонним ионизатором, появляются стримеры ещё до достижения начального напряжения самостоятельной короны. Стримеры распространяются в направлении к внешней области короны и обрываются в точках, где напряжённость поля слишком мала для их свободного распространения. При установившемся чередовании

отрицательных ионов во внешнюю область отрицательной короны совершается в виде отдельных мощных импульсов, сосредоточенных

у коронирующих точек, и ведёт к возникновению электрического ветра, приводящего газ в турбулентное движение. Причиной электрического ветра в коронном разряде является передача частицам газа импульса ионами, двигающимися через внешнюю область разряда от коронирующего слоя к некоронирующему электроду. В большей или меньшей степени электрический ветер имеет место во всех случаях коронного разряда. Диффузия отрицательных ионов и особенно турбулентное движение газа приводят к тому, что во внешней области коронного разряда мы имеем уже не каналообразное движение отрицательных ионов, а движение, более или менее согласное с представлением о сплошном заполнении внешней области разрядом. По мере увеличения напряжения и силы тока частота импульсов увеличивается. Вместе с тем увеличивается и та минимальная сила тока, которая имеет место в конце каждого импульса перед возникновением нового. Кроме того, увеличивается и число коронирующих точек на проводе. Всё это приводит к сглаживанию временных и пространственных пульсаций тока, и отрицательная корона приобретает при увеличении напряжения и силы тока всё более сплошной и сглаженный характер, пока условия поля во внешней области короны не изменятся настолько, что в этой области становится возможным нарастание и распространение стримеров. Тогда имеет место переход к искровому пробою.

На рис. 272 и 273 приведены осциллограммы начальных стадий отрицательной короны, снятые в лаборатории Леба.

Рис. 272. Типичные осциллограммы импульсов отрицательного коронного разряда с острия (⊖ полусферического кончика — 0,5 мм) при расстоянии от острия до плоского электрода 3 см. Кривая *a* представляет собой шкалу времени и соответствует колебаниям частоты 8000 герц; *b* — импульсы при средней силе тока 0,1 μ A; *c* — при 0,7 μ A; *d* — при 2 μ A; *e* — при 5 μ A; *f* — при 12 μ A [1814].

Прерывистые явления в положительной короне, особенно в её начальных стадиях, более тесно связаны по крайней мере в электро-

отрицательных газах с существенными чертами этой формы разряда, чем в случае отрицательной короны. Значительная часть опытов в лаборатории Леба была произведена при использовании ампулки с радиоактивным препаратом в качестве постороннего ионизатора разрядного промежутка. При малой интенсивности посторонней ионизации и малом напряжении между остриём и плоскостью — меньше начального напряжения короны, появление отдельных электронов на некотором небольшом расстоянии от острия приводит к развитию лишь отдельных электронных лавин, неуловимых каждая в отдельности на осциллографе, но регистрируемых электрометром по создаваемому ими среднему, очень слабому току через сопротивление,

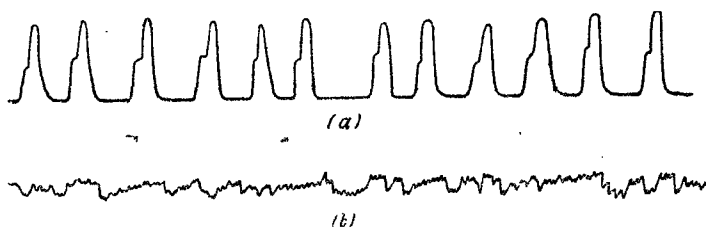


Рис. 273. Осциллограммы импульсов тока отрицательного коронного разряда с острия. *a* — регулярные импульсы при радиусе кривизны острия около 0,02 мм; *b* — импульсы беспорядочной формы, полученные при радиусе кривизны острия около 0,004 мм [1818].

от концов которого берётся напряжение на пластины осциллографа. Расчёт показывает, что в каждой из таких лавин число создаваемых ею свободных электронов составляет от одного десятка до нескольких тысяч. При несколько большем напряжении в положительной короне с острия имеют место более мощные, сравнительно легко регистрируемые осциллографом импульсы, получившие название *bursts*. Это наименование мы позволили себе [1777] заменить наименованием *лавинные импульсы*. Отдельные лавинные импульсы длятся 10^{-8} сек. Число электронов, участвующих в каждом из этих импульсов, 10^4 — 10^8 . Для осуществления каждого лавинного импульса нужен уже не один, а целый ряд начальных свободных электронов. Лавинный импульс состоит из ряда быстро следующих друг за другом и частично сливающихся между собой электронных лавин. В определённом, очень узком интервале напряжений (при повышении последнего) эти процессы получают полное развитие, и в положительной короне, поддерживаемой посторонним ионизатором, появляются стримеры ещё до достижения начального напряжения самостоятельной короны. Стримеры распространяются в направлении к внешней области короны и обрываются в точках, где напряжённость поля слишком мала для их свободного распространения. При установившемся чередовании

лавиновых импульсов стримеров больше не возникает, а лавинные импульсы сопровождаются общим ярким свечением. Яркость этого свечения наибольшая у поверхности острия. Стримеры отчётливо видны в виде ярких голубых полосок длиной иногда до 2 см. Число электронов, участвующих в отдельном стримере, 10^9 — 10^{10} . При достижении начального напряжения короны лавинные импульсы следуют непрерывно один за другим независимо от наличия внешнего ионизатора. Корона принимает вид *импульсной короны*, прерывистый

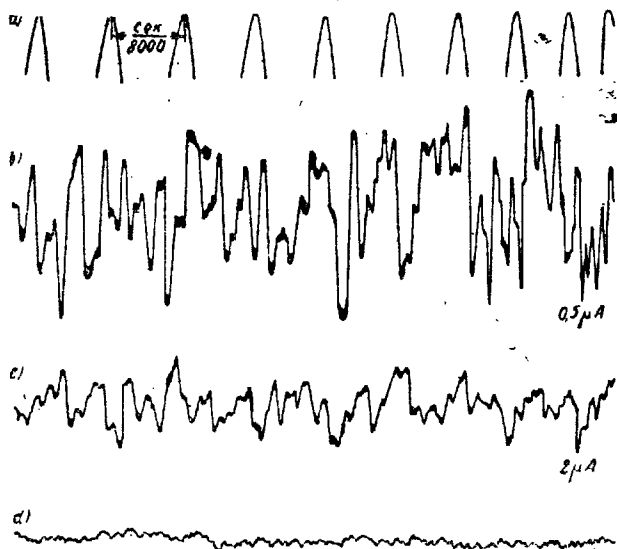


Рис. 274. Осциллограммы токов положительной короны с острия. *a* — шкала времени (колебания с частотой 0000 герц), *b* — осциллограмма при средней силе тока $0,5 \mu A$, *c* — при $2 \mu A$; *d* — осциллограмма паразитных токов («фон») наблюденной картины импульсов [1814].

характер которой проявляется лишь в частых беспорядочных флуктуациях тока. На рис. 274 схематично приведены осциллограммы, соответствующие различным стадиям положительной короны с острия, снятые Тричелем [1814]. Кривые рис. 275 представляют собой осциллограммы лавинных импульсов и зарождающихся стримеров положительной короны, снятых Кипом [1813]. Интервал напряжений несамостоятельной короны от появления первых лавинных импульсов и до возникновения самостоятельной и импульсной короны используется в счётчиках Гейгера. При увеличении напряжения и средней силы коронного тока площадь, покрытая на поверхности острия свечением, разрастается. Вместе с тем прерывистый характер положительного коронного разряда становится всё менее и менее заметным.

Перед искровым пробоем вновь начинают появляться видимые стримеры, дающие регистрируемые на осциллограмме импульсы.

Дальнейшие исследования прерывистых явлений в положительной и отрицательной короне американскими физиками [1815—1821, 1846—1848, 1850] показали, что протекание положительной короны и сопровождающих её прерывистых явлений в газах, не образующих отрицательных ионов, в очень сильной степени зависит от чистоты газа и прежде всего от наличия или отсутствия малейших примесей электроотрицательных газов. Если принять дополнительные меры предосторожности, чтобы гарантировать отсутствие электроотрицательных примесей, чистые газы при напряжениях ниже начального напряжения короны совершенно не дают никаких заметных импульсов. О коронном разряде остриё — плоскость см. также [1824—1827].

В тесную связь с прерывистыми явлениями в коронном разряде следует поставить так называемый «*кистевой разряд*», наблюдаемый при разряде с острий. По внешнему виду кистевой разряд представляет собой как бы сидящий на кончике острия густой пучок перемежающихся во времени прямолинейных тонких светлых полосок с незначительными изломами и изгибами. От искро-

вого разряда кистевой разряд отличается тем, что его каналы не пронизывают всего разрядного промежутка и все имеют почти одну и ту же длину. Пучок их во много раз гуще пучка улавливаемых глазом каналов искрового разряда. С коронным разрядом кистевой разряд имеет общим то, что самостоятельный разряд, повидимому, ограничивается областью большой напряжённости поля у острия, а дальше лежит внешняя область разряда без процессов ионизации толчком.

Кистевой разряд отличается от коронного разряда своей ярко выраженной прерывистостью в пространстве и времени.

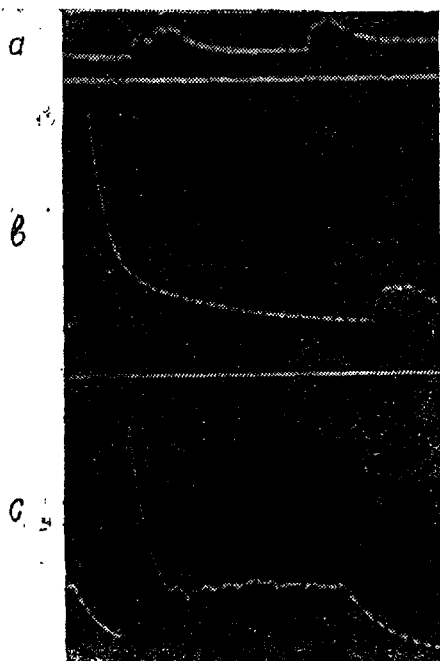


Рис. 275. *a*, *b* и *c* — осциллограммы токов положительной короны с острия, снятые при большой разрешающей силе прибора, *c* — осциллограмма стримера, перешедшего в сопровождающую его импульсную корону; последней соответствует горизонтальная часть осциллограммы [1813].

лавиновых импульсов стримеров больше не возникает, а лавинные импульсы сопровождаются общим свечением. Яркость этого свечения наибольшая у поверхности острия. Стримеры отчётливо видны в виде ярких голубых полосок длиной иногда до 2 см. Число электронов, участвующих в отдельном стримере, 10^9 — 10^{10} . При достижении начального напряжения короны лавинные импульсы следуют непрерывно один за другим независимо от наличия внешнего ионизатора. Корона принимает вид *импульсной короны*, прерывистый

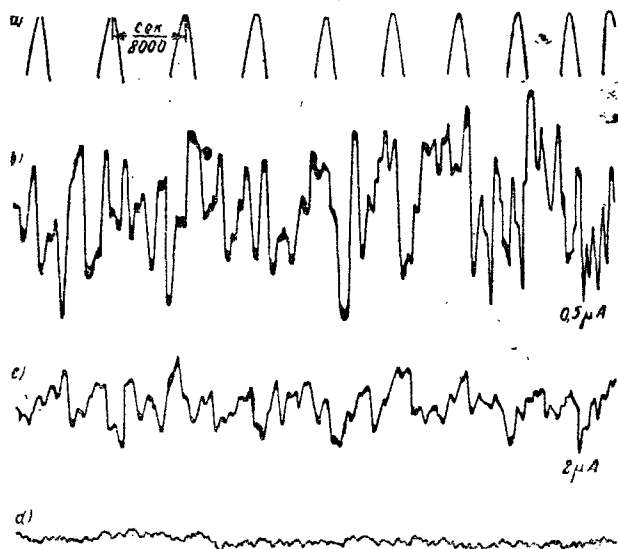


Рис. 274. Осциллограммы токов положительной короны с острия. *a* — шкала времени (колебания с частотой 8000 герц), *b* — осциллограмма при средней силе тока 0,5 μ A, *c* — при 2 μ A; *d* — осциллограмма паразитных токов («фон») наблюденной картины импульсов [1814].

характер которой проявляется лишь в частых беспорядочных флуктуациях тока. На рис. 274 схематично приведены осциллограммы, соответствующие различным стадиям положительной короны с острия, снятые Тричелем [1814]. Кривые рис. 275 представляют собой осциллограммы лавинных импульсов и зарождающихся стримеров положительной короны, снятых Кипом [1813]. Интервал напряжений несамостоятельной короны от появления первых лавинных импульсов и до возникновения самостоятельной и импульсной короны используется в счётчиках Гейгера. При увеличении напряжения и средней силы коронного тока площадь, покрытая на поверхности острия свечением, разрастается. Вместе с тем прерывистый характер положительного коронного разряда становится всё менее и менее заметным,

Перед искровым пробоем вновь начинают появляться видимые стримеры, дающие регистрируемые на осциллограмме импульсы.

Дальнейшие исследования прерывистых явлений в положительной и отрицательной короне американскими физиками [1815—1821, 1846—1848, 1850] показали, что протекание положительной короны и сопровождающих её прерывистых явлений в газах, не образующих отрицательных ионов, в очень сильной степени зависит от чистоты газа и прежде всего от наличия или отсутствия малейших примесей электроотрицательных газов. Если принять дополнительные меры предосторожности, чтобы гарантировать отсутствие электроотрицательных примесей, чистые газы при напряжениях ниже начального напряжения короны совершенно не дают никаких заметных импульсов. О коронном разряде острие — плоскость см. также [1824—1827].

В тесную связь с прерывистыми явлениями в коронном разряде следует поставить так называемый «*кистевой разряд*», наблюдаемый при разряде с острий. По внешнему виду кистевой разряд представляет собой как бы сидящий на кончике острия густой пучок перемежающихся во времени прямолинейных тонких светлых полосок с незначительными изломами и изгибами. От искрового разряда кистевой разряд отличается тем, что его каналы не пронизывают всего разрядного промежутка и все имеют почти одну и ту же длину. Пучок их во много раз гуще пучка улавливаемых глазом каналов искрового разряда. С коронным разрядом кистевой разряд имеет общим то, что самостоятельный разряд, повидимому, ограничивается областью большой напряжённости поля у острия, а дальше лежит внешняя область разряда без процессов ионизации толчком.

Кистевой разряд отличается от коронного разряда своей ярко выраженной прерывистостью в пространстве и времени.

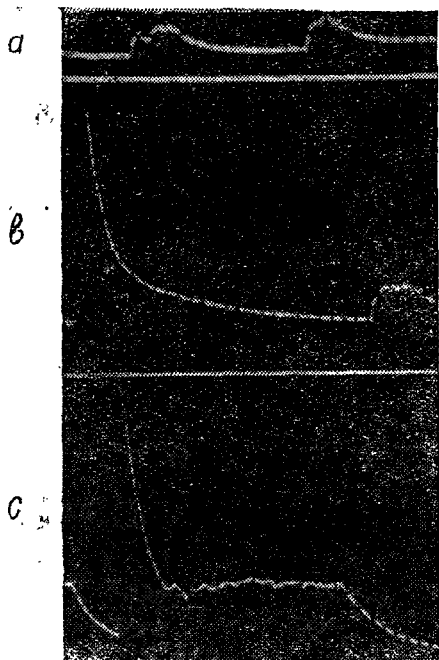


Рис. 275. *a*, *b* и *c* — осциллограммы токов положительной короны с острия, снятые при большой разрешающей силе прибора, *c* — осциллограмма стримера, перешедшего в сопровождающую его импульсную корону; последней соответствует горизонтальная часть осциллограммы [1813].

Кистевой разряд ещё ждёт исследования и детальной расшифровки элементарных процессов, имеющих место в этой форме разряда.

§ 8. Переход коронного разряда в искровой или дуговой. Существенная роль стримеров в развитии любого искрового разряда приводит к тому, что завершение пробоя искрового промежутка при повышении напряжения между электродами коронного разряда носит специфический характер и проявляется сперва в проскакивании отдельных искр, затем в увеличении частоты появления этих искр и, наконец, заканчивается снопом непрерывно следующих друг за другом искр, нередко переходящих в стационарную полосу положительного столба дуги. При достаточно большой мощности источника тока можно стабилизировать такой режим разряда, когда коронный и искровой разряды имеют место одновременно в течение длительных промежутков времени. Поэтому понятие о *потенциале искрового перекрытия короны* несколько условно и зависит от того, какую из описанных выше стадий принимать за завершившийся искровой пробой. Полная теория искрового перекрытия должна основываться на теории стримеров и на разборе условий их возникновения и распространения во внешней области коронного разряда. Тем не менее к вопросу о переходе коронного разряда в другие виды разряда оказывается возможным подойти также и с точки зрения теории Таунсенда-Роговского. Результаты, полученные при этом для величины «*напряжения искрового перекрытия*» [1782], довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными и могут быть обоснованы, исходя из теории стримеров, как предельные значения. Оставаясь в рамках теории Таунсенда-Роговского и обращаясь в частности к случаю коронного разряда между проводом и коаксиальным ему цилиндром, необходимо заключить, что завершение пробоя — искровое перекрытие — может начаться лишь с того момента, когда электронная лавина в случае отрицательной короны достигает поверхности анода-цилиндра, а в случае положительной будет начинаться от цилиндра-катода (т. е. с момента, когда при увеличении U напряжённость поля у цилиндра станет равной E_i , а перестанет быть равной 0). Это условие может быть удовлетворено двумя путями: а) постепенно расширяясь, коронирующий слой достигает анода, r_i становится равным R ; б) при увеличении коронного тока, с увеличением U , $\frac{2}{K}$ становится равным E_i^2 . В последнем случае из закона распределения напряжённости поля во внешней области коронного разряда (773) следует $E=E_i$ на всём участке от $r=r_i$ до $r=R$.

Случай а) может иметь место лишь при сравнительно малых значениях R/r_0 .

Для случая б) мы вправе сделать такие заключения.

1) Ток, при котором начинается искровое перекрытие $I_{пр}$, не должен зависеть ни от радиуса внешнего цилиндра, ни от радиуса провода, а лишь от плотности и природы газа.

2) Напряжение искрового перекрытия U_z должно возрастать линейно с увеличением радиуса цилиндра R

$$U_z = (U_z)_R=r_i + E_i(R - r_i). \quad (809)$$

3) В этой линейной зависимости коэффициент при R должен равняться E_i .

Вернёмся к задаче распределения поля в коронирующем слое и будем искать приближённого её решения для определения r_i , сохраняя принятые нами на стр. 594 обозначения.

В случае отрицательной короны мы аппроксимируем:

$$\begin{aligned} & \text{от } r=r_0 \text{ до } r=r_n \\ & \int_{r_0}^r \alpha dr = \frac{r-r_0}{r_n-r_0} a \quad \left(a = \ln \frac{1+\gamma}{\gamma} \right), \quad (810) \\ & \text{от } r=r_n \text{ до } r=r_i \\ & e^{\int_{r_n}^r \alpha dr} \approx 1, \quad b = \frac{r-r_1}{r_2-r_1}. \end{aligned}$$

Эта аппроксимация приводит к уравнениям

$$r_n^2 E_n^2 = r_0^2 E_0^2 - AI(r_n^2 - r_0^2) + 2BI \int_{r_0}^{r_n} e^{\frac{r-r_0}{r_n-r_0}} r dr, \quad (811)$$

$$\begin{aligned} r_i^2 E_i^2 = & r_n^2 E_n^2 - AI(r_i^2 - r_n^2) + \\ & + 2BI \int_{r_n}^{r_i} r dr + 2CI \int_{r_n}^{r_i} \frac{r-r_n}{r_i-r_n} r dr \end{aligned} \quad (812)$$

и к решению:

$$\frac{r_n}{r_0} = \frac{-a-2 + \sqrt{(a-2)^2 - [2-a^2(F_0+1)][a^2(F_3+1)-2(a-1)]}}{a^2(F_3+1)-2(a-1)}, \quad (813)$$

$$\frac{r_i}{r_n} = \frac{-1 + \sqrt{1+4(3F_1-1)(3F_2-2)}}{2(3F_2-2)}, \quad (814)$$

где

$$F_0 = \frac{E_0^2}{IA}; \quad F_1 = \frac{E_n^2 q}{IA}; \quad F_2 = \frac{E_i^2 q}{IA}; \quad F_3 = \frac{E_n^2}{IA}; \quad q = \frac{K_n}{K_p}. \quad (815)$$

В случае искрового перекрытия, обозначенного выше, как случай б),

$$\begin{aligned} I = & \frac{K_n}{2} E_i^2; \quad IA = q E_i^2, \\ F_0 = & \frac{E_0^2}{q E_i^2}; \quad F_1 = \frac{E_n^2}{E_i^2}; \quad F_2 = 1; \quad F_3 = \frac{E_n^2}{q E_i^2}. \end{aligned} \quad (816)$$

Результаты, полученные при помощи формул (813) и (814), для частного случая сопоставлены в таблице 49 с результатами, вытекающими из подсчёта распределения поля в коронирующем слое отрицательной короны по методу, изложенному в § 3 этой главы.

Таблица 49
 $r_0 = 0,05$ см; $R = 7,4$ см

I $CGSE/см$	Точный подсчёт		Подсчёт по формулам (813) и (814)	
	r_n , см	r_t , см	r_n , см	r_t , см
72 600	0,130	0,216	0,129	0,226
726 000	0,125	—	0,115	0,241
$\frac{2I}{K_n} = E_t^2$	—	—	0,114	0,251

Малое значение r_t позволяет приблизительно подсчитать напряжённость искрового перекрытия U_x , заменяя действительную кривую распределения E ломаной, проведённой через точки $r=r_0$, где r_0 —

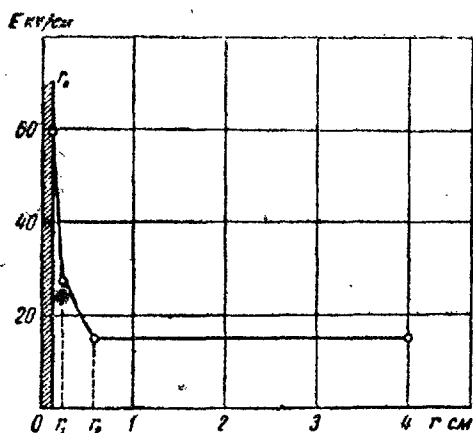


Рис. 276. Распределение напряжённости поля в отрицательном коронном разряде при $I = I_{пр}$, найденное путём указанной в тексте аппроксимации.

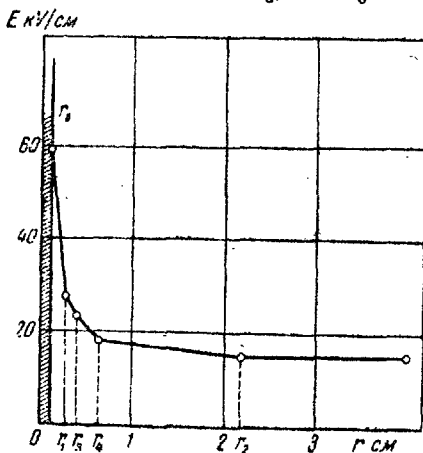


Рис. 277. Распределение напряжённости поля в положительном коронном разряде при $I = I_{пр}$, найденное путём указанной в тексте аппроксимации.

радиус коронирующего провода $E = E_0$; $r = r_n$, $E = E_n$; $r = r_t$, $E = E_t$ и $r = R$, $E = E_t$ (рис. 276), и подсчитывая площадь, огра-

ниченную этой ломаной и осями координат. Это приводит к выражению

$$U_s = \frac{E_0 + E_n}{2}(r_n - r_0) + \frac{E_n + E_t}{2}(r_t - r_n) + E_t(R - r_t). \quad (817)$$

В случае положительной короны аппроксимируем:

$$\int_r^{r_t} \alpha dr = \frac{r_t - r}{r_t - r_0} a_1, \quad (818)$$

где

$$a_1 = \ln \frac{1 + \gamma}{\gamma}, \quad (819)$$

и имеем

$$r_t^2 E_t^2 = r_0^2 E_0^2 + AI(r_t^2 - r_0^2) - 2B_1 I \int_{r_0}^{r_t} e^{\frac{r_t - r}{r_t - r_0}} \frac{a_1}{r} dr \quad (820)$$

$$\frac{r_t}{r_0} = \frac{-(a_1 - 2) + \sqrt{(a_1 - 2)^2 + [a_1^2(F_0'' - 1) + 2(a_1 - 1)][a_1^2(F_s'' - 1) + 2]}}{a_1^2(F_s'' - 1) + 2}, \quad (821)$$

где

$$F_0'' = \frac{E_0^2}{IA}; \quad F_s'' = \frac{E_s^2}{IA}. \quad (822)$$

В случае искрового перекрытия б):

$$I = \frac{K_2}{2} E_t^2 = \frac{E_t^2}{A}; \quad F_0'' = \frac{E_0^2}{E_t^2}; \quad F_s'' = 1. \quad (823)$$

Совершенно таким же путём находим для положительной короны для расстояния от оси провода r_m , на котором напряжённость поля имеет некоторую заданную величину E_m , уравнение

$$\frac{r_m}{r_0} = \frac{-(c - 2) + \sqrt{(c - 2)^2 + [c^2 + (F_0^{(m)} - 1) + 2(c - 1)][c^2(F_s^{(m)} - 1) + 2]}}{c^2(F_s^{(m)} - 1) + 2}, \quad (824)$$

где

$$F_0^{(m)} = \frac{E_0^2}{E_m^2}; \quad F_s^{(m)} = \frac{E_m^2}{AI}; \quad c = a_1 - \int_{r_m}^{r_t} \alpha dr = a_1 - \bar{\alpha}(r_t - r_m). \quad (825)$$

Обозначая через α_m величину α при $E = E_m$, принимаем для $r_0 \leq r_m < r_t$ приближённо $\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \alpha_m$. Тогда (825) превращается в

$$c = a_1 - \frac{1}{2} \alpha_m (r_t - r_m). \quad (826)$$

Выражения (824) и (826) являются двумя уравнениями с двумя неизвестными r_m и s и позволяют найти эти величины.

Равенство (821) даёт при $I = I_{пр}$ для r_i сравнительно большие значения. Поэтому в случае положительной короны для подсчёта

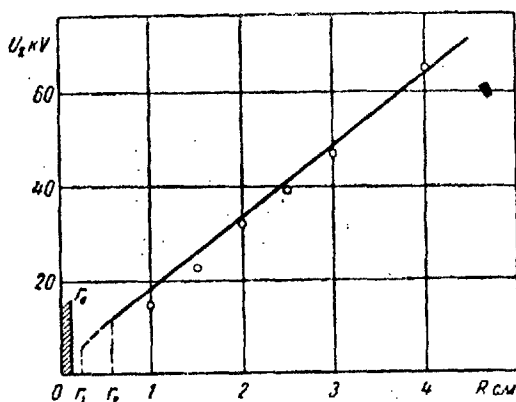


Рис. 278. Зависимость напряжения искрового перекрытия отрицательной короны от радиуса внешнего цилиндра R при радиусе провода $r_0 = 0,115$ см. Сплошная кривая — теоретическая; точки — экспериментальные данные.

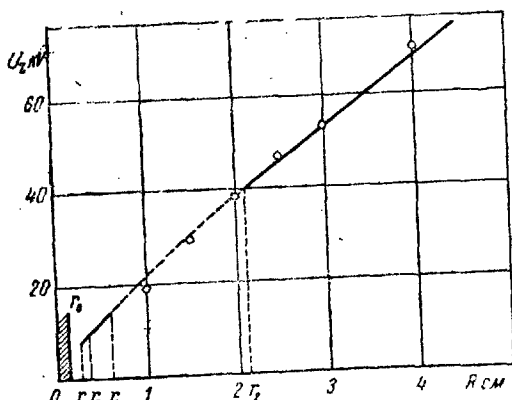


Рис. 279. То же, что и рис. 278, но для положительной короны.

U_z приходится строить ломаную, подсчитывая по (824) и (826) несколько промежуточных точек r_1, r_2, r_3 и т. д., соответствующих значениям $E_1, E_2, E_3, \dots$, промежуточным между E_0 и E_i (рисунком 277).

Сравнение результатов подсчёта, произведённого изложенным здесь путём, с полученными в лаборатории НИИФ МГУ данными приведено на рис. 278 и 279.

Сплошные кривые вычислены для отрицательной короны по формуле (817), полагая $\frac{E_n}{p} = 36 \left(\frac{\text{V/см}}{\text{мм Hg}} \right)$. На рисунке 279 сплошная кривая для положительной короны вычислена из распределения напряжённости поля, соответствующего ломаной рис. 277. Экспериментальные точки ложатся близко к теоретическим кривым несмотря на то, что при построении последних не использовались никакими константами, выведенными из данного опыта, так как значения E_n и E_i

были определены на основании данных для α как функции E , найденных Машем [1785] и Сандерсом [1786].

С точки зрения теории стримеров в случае искрового пробоя внешней области короны условия пробоя существенно отличаются от условий пробоя газа при плоских электродах. В последнем слу-

чае в разрядном промежутке должны быть удовлетворены условия возникновения стримера, тогда как в случае коронного разряда, как показывают многочисленные экспериментальные данные, стримеры зарождаются в коронирующем слое и при приближении напряжения к пробойному уже имеются налицо. Таким образом, в отношении внешней области коронного разряда существенную для искрового пробоя роль должны играть не условия возникновения, а условия распространения стримеров.

Как положительные, так и отрицательные стримеры распространяются путём возникновения новых электронных лавин, вызванных электронами, освобождёнными при объёмной фотоионизации газа. Эти лавины вливаются в хвост первоначальной лавины положительного стримера или же возникают впереди головки отрицательного стримера. Для возникновения лавины необходимо, чтобы напряжённость поля в каждой данной точке была равна или больше E_c . Поэтому, **оталекаясь от искажения, вносимого в окружающее поле самим стримером, мы можем в первом приближении принять за условие распространения стримера во внешней области коронного разряда соотношение**

$$E \geq E_c. \quad (827)$$

Так как равенство (827) характеризует собой границу коронирующего слоя, то справедливость соотношения (827) на всём протяжении разрядного промежутка короны является условием того, что коронирующий слой заполняет собой весь разрядный промежуток, и совпадает с условием перехода коронного разряда в искровой или в дуговой с точки зрения теории Таунсенда-Роговского. Разница заключается в том, что по теории Таунсенда-Роговского (827) представляет собой *необходимое условие* искрового пробоя. Если же обосновывать условие (827), исходя, как мы это только что сделали, из теории стримеров и из их наличия в коронирующем слое, то удовлетворение соотношения (827) на всём протяжении внешней области разряда является лишь *достаточным условием* для перехода коронного разряда в искровой, но вовсе не необходимо для возможности проскакивания отдельных искр между электродами короны. Вследствие усиления поля во внешней области короны проникающим в эту область стримером последний может при стечении благоприятных обстоятельств распространяться через внешнюю область короны и при меньшем значении напряжённости разрядного поля во внешней области короны и, следовательно, при меньшем напряжении, приложенном к электродам, чем это следует из условия (827). Таким образом, мы должны смотреть на напряжение искрового пробоя U_c , соответствующее равенству (827), лишь как на предельное значение.

Так как исследования искрового разряда показывают, что положительный стример требует в неравномерном поле меньшей средней

напряжённости поля для своего распространения, чем отрицательный, то мы вправе ожидать, что положительная корона будет перекрываться отдельными искрами при меньшем напряжении между электродами, чем отрицательная. Повседневный опыт оправдывает это предположение. На этом именно основании положительной короной не пользуются в электрофилтрах. Более детально можно было бы решить вопрос о переходе коронного разряда в искровой или дуговой с точки зрения теории стримеров, если бы эта теория была уточнена настолько, чтобы дать количественные условия распространения положительных и отрицательных стримеров, учитывая при этом униполярный пространственный заряд во внешней области коронного разряда.

При уменьшении расстояния между коронирующим и некоронирующим электродом напряжение искровой пробы U_z уменьшается не только в случае коаксиальных цилиндров, как это следует из формулы (815), но и в любом случае коронного разряда. В то же время при уменьшении расстояния между электродами начальное напряжение коронного разряда U_k тоже уменьшается, но менее быстро, чем U_z . В результате область напряжений, при которых имеет место коронный разряд, суживается при уменьшении расстояния между электродами. При некотором критическом расстоянии между электродами $R_{кр}$ и при меньших расстояниях корона не появляется вовсе, и сразу происходит искровой пробой. Как показывает опыт, в случае коаксиальных цилиндров критическому расстоянию соответствует более или менее определённое отношение радиуса внешнего цилиндра к радиусу внутреннего цилиндра.

Старая теория короны приходит путём обычного для неё рассмотрения роли коронирующего слоя как простого увеличения толщины металлического провода к заключению, что критическое отношение $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{кр}$ соответствует максимуму начального напряжения короны

$$U_k = r_0 E_k \ln \frac{R}{r_0} \quad (828)$$

при постоянном R и переменном r_0 . Действительно, с этой точки зрения слой «пробитого газа» не будет расширяться далее только в том случае, если внешний радиус этого слоя r_i меньше, чем соответствует $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{кр}$, т. е. если $\frac{R}{r_i} > \left(\frac{R}{r_0}\right)_{кр}$, а следовательно, и подавно если $\frac{R}{r_0} > \left(\frac{R}{r_0}\right)_{кр}$, так как r_i всегда $> r_0$. После замены в (828) E_k его выражением по формуле Пика

$$E_k = 31 \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{r_0}}\right) \quad (829)$$

и после решения задачи о максимуме это заключение приводит к соотношению

$$\ln \left(\frac{R}{r_0} \right)_{\text{кр}} = \frac{1 + \frac{0,308}{\sqrt{r_0}}}{1 + \frac{0,308}{2\sqrt{r_0}}} > 1 \quad (830)$$

и далее

$$\left(\frac{R}{r_0} \right)_{\text{кр}} > e = 2,718. \quad (831)$$

С точки зрения теории Таунсенда-Роговского корона имеет место при переходе разряда из несамостоятельного в самостоятельный в том случае, когда напряжённость поля у поверхности внешнего цилиндра E_R меньше предельной величины E_i , необходимой при данной плотности газа для ионизации частиц газа соударениями с ними свободных электронов. Если при напряжении U_k на электродах, соответствующем условию перехода разряда в самостоятельный, $E_R > E_i$, пробой разрядного промежутка произойдёт до конца.

Если $E_R < E_i$ — объёмный заряд внешней области разрядного промежутка — ограничивает ток развивающегося самостоятельного разряда, мы имеем незавершённый пробой в виде коронного разряда.

В начальный момент перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный пространственными зарядами и производимым ими искажением поля можно пренебречь. В таком случае, согласно распределению поля в цилиндрическом конденсаторе,

$$E_R = \frac{E_k r_0}{R}. \quad (832)$$

Поэтому условие $E_R = E_i$ превращается в

$$\frac{E_k r_0}{R} = E_i \quad \text{или} \quad \left(\frac{R}{r_0} \right)_{\text{кр}} = \frac{E_k}{E_i}. \quad (833)$$

Так как E_k увеличивается с уменьшением r_0 , а E_i от r_0 и от R не зависит, то (833) показывает, что критическое отношение $\left(\frac{R}{r_0} \right)_{\text{кр}}$ увеличивается с уменьшением r_0 .

С точки зрения теории стримеров пробой связан с вопросом об условиях возникновения стримеров при начальных стадиях развития коронного разряда и их распространения вплоть до некоронирующего электрода. Условие (833) остаётся в этом случае предельным и даёт максимально возможную величину критического отношения $\left(\frac{R}{r_0} \right)_{\text{кр}}$.

§ 9. Коронный разряд переменного тока. Факельный разряд. Подвижность как отрицательных, так и положительных ионов около $2 \frac{\text{см/сек}}{\text{В/см}}$. Напряжённость поля во внешней области коронного раз-

ряда при атмосферном давлении лежит в пределах одного или нескольких киловольт. Поэтому при не слишком малом расстоянии между электродами время пробега иона от коронирующего слоя до противоположного электрода соизмеримо с полупериодом тока обычной технической частоты, и к коронному разряду на переменном токе нельзя применять формулы, выведенные по теории Таунсенда-Роговского для стационарного разряда. Это усложняет задачу о вольтамперной характеристике короны переменного тока [1796], совпадающую с практически важной задачей о потерях на корону на высоковольтных линиях передачи электроэнергии при помощи переменного тока.

За время одного полупериода ионы какого-либо данного знака не успевают дойти до противоположного электрода. Во внешней области короны происходит своеобразное колебание пространственных зарядов вдоль силовой линии.

Для учёта потерь на корону переменного тока предложен ряд эмпирических и полуэмпирических формул. Мы не будем здесь ближе касаться этого вопроса и лишь приведём формулы, дающие мощность короны на 1 км двух параллельных проводов переменного тока W в кВт: 1) формулу Пика

$$W = \frac{1,22}{10^3} (n + 25) (U - U_k)^2 \sqrt{\frac{a + \frac{6}{D} + 0,04}{D}}, \quad (834)$$

где n — частота переменного тока, a — радиус каждого провода в см, D — расстояние между проводами в см, U_k — константа, стоящая в связи с начальным напряжением короны (эффективным), U — действительно имеющая место эффективная разность потенциалов между проводами. Для определения U_k пользуются формулой

$$U_k = a \ln \frac{D}{a} 42,3 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{a}} \frac{1}{1 + 230a^2} \right); \quad (835)$$

2) формулу Хольма [1797]

$$W = \frac{1,64}{9 \cdot 10^3} n U (U - U_k) \left[\frac{1}{\ln \frac{D}{L}} - \frac{1}{\ln \frac{D}{a}} \right], \quad (836)$$

где U_k — «начальное напряжение» короны, а L характеризует среднее расстояние колеблющихся зарядов от каждого из проводов и вычисляется по формуле

$$L^2 = \frac{3 \cdot 10^8 U \arccos \frac{U_k}{U}}{2 \sqrt{2} \pi n \ln \frac{D}{a}}. \quad (837)$$

Об учёте коронных потерь на высоковольтных линиях см. также [1831—1833, 1835—1837].

Из лабораторных исследований короны переменного тока укажем на работу Гувера [1798, 1829]. Исследуя корону переменного тока между проводом и concentричным последнему цилиндру большого диаметра, Гувер обнаружил наличие постоянной составляющей коронного тока. С изменением эффективной разности потенциалов между электродами знак этой постоянной составляющей менялся на противоположный в зависимости от преобладания ионов того или другого знака (см. также [1799]). Экспериментальные исследования коронного разряда см. [1804, 1838—1841, 1823, 1828, 1834, 1843—1845, 1849, 1851].

Особый тип разряда представляет собой коронный разряд ультравысокой частоты, ещё мало изученный и названный *факельным разрядом* [1852—1856].

Согласно результатам исследования С. И. Зилитинкевича [1852], факельный разряд в атмосферном воздухе возникает в виде светящегося длинного вертикального расширяющегося кверху столбика в тех точках высокочастотного контура (в диапазоне коротких волн), которым соответствует пучность напряжения.

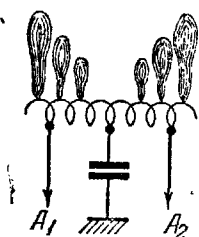


Рис. 281. Зависимость длины и вида факела от его положения по отношению к местам расположения пучностей напряжения.

Факельный разряд наблюдался при амплитуде пульсирующего напряжения от 6,5 до 11 kV при мощности колебаний 2—3

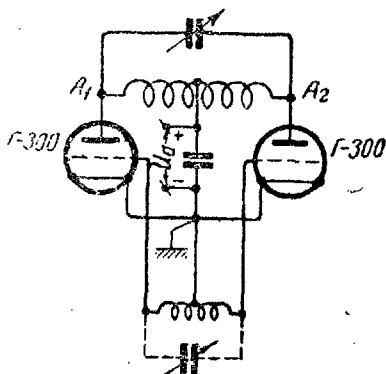


Рис. 280. Схема коротковолнового генератора, на длины волн от 50 до 5 метров. К анодам подводится постоянное напряжение U_a , равное 5000—6000 вольт. Г-300 — тип лампы, использованный в этих опытах.

можно искусственно вызвать и в других точках. Длина факела доходит до 40 см и более. Факел тем длиннее, чем больше амплитуда колебаний потенциала той точки контура, из которой факел исходит. Если колебания в контуре достаточно мощны, то одновременно могут существовать два факела. При наличии острия на проводе контура факел возникает самостоятельно. На гладком проводе появление факела можно вызвать, предварительно создав в соответствующем месте искровой или дуговой разряд и удалив затем второй электрод. Вместо этого можно также предварительно нагреть место появления факела выше красного каления. Во всех наблюденных Зилитинкевичем случаях окраска факела принимала оттенок, соответствующий спектру металла проводника. При факеле на острие происходит бурное плавление

киловатта во всём исследованном диапазоне длин волн от 50 до 5 м.

Приводим на рис. 280 схему применённого Зилитинкевичем коротковолнового генератора. На рис. 281 дано схематическое изображение факела в разных точках катушки A_1A_2 (рис. 280). Крайние точки соответствуют пучностям напряжения.

В факельном разряде мы встречаемся с случаем, когда в разряде очень высокой частоты процессы на электроде играют, повидимому, существенную роль по крайней мере для возникновения разряда. Большой интерес могли бы представить исследования влияния на факел внешних воздействий, например, постоянного электрического и магнитного полей, и изучение распределения постоянного и переменного полей около факела. Существенные результаты для расшифровки происходящих в факельном разряде процессов могло бы дать всестороннее применение в этом случае оптических методов исследования газового разряда. Небезынтересен вопрос, какую форму примет этот вид разряда при ещё большей частоте — в диапазоне дециметровых волн.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ВТОРАЯ

ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ [1858, 1859¹⁾].

§ 1. Элементарные процессы в газовом разряде и химическое взаимодействие атомов и молекул. Современная наука стерла грань между химией и физикой. Теория атома не только объясняет излучение каждым веществом свойственного ему спектра, но и сущность «химических» сил, действующих между атомами. Теория валентности переплетается с учением об уровнях энергии атомов, вступающих в соединение и образующих молекулу. Согласно этой теории, взаимодействие между атомами и прочность связи между ними зависят от энергетических уровней, на которых находятся вступающие в соединение атомы. Поэтому естественно ожидать, что электрический разряд, приводящий к образованию в газе значительного числа возбужденных и ионизированных частиц, может оказывать большое влияние на протекание химических реакций в газах. Кроме того, многие химические реакции требуют для своего начала наличия определенного запаса энергии у реагирующих частиц, так называемой *энергии активации* данной химической реакции. В то же время в газе, в котором происходит электрический разряд, налицо много частиц с большим запасом энергии: возбужденных атомов и молекул, ионов и, наконец, более или менее быстрых свободных электронов. В результате нет ничего удивительного в том, что в газовом разряде целый ряд реакций протекает гораздо легче и при значительно более низкой температуре газа, чем в обычных условиях. В разряде можно ожидать таких реакций, которые никогда не имеют места при одном только повышении температуры реагирующих веществ в пределах обычных лабораторных возможностей. Мало того, масс-спектрографический анализ показывает наличие в газе при разряде таких молекул и соединений, которые были или совершенно неизвестны в свободном состоянии в химии, или рассматривались как особые активные состояния того или иного химического вещества. Таковы, например «активные» водород, азот, кислород и т. д., которые расшифровываются теперь как *атомарные газы* H, N и O, тогда как в обычном состоянии мы имеем дело с молекулярными H₂, N₂ и O₂; свободные

¹⁾ Эти монографии использованы нами при составлении главы XXII

радикалы и, наконец, двухатомные молекулы и молекулярные соединения одноатомных по своей природе и совершенно инертных по прежним представлениям благородных газов: He_2 , Ne_2 , HeHg .

Такое сильное влияние электрических разрядов в газах на протекание химических реакций, возможность значительного ускорения старых хорошо известных реакций, возможность осуществления новых реакций, а также мыслимая возможность практического получения новых, до сих пор неизвестных химических соединений придают вопросу о химических реакциях в разряде большую актуальность.

Если лишь немногие химические реакции в электрическом разряде нашли до настоящего времени применение в химической промышленности, то это происходит потому, что вопрос о введении того или иного способа производства всегда сталкивается в первую очередь с вопросом о его рентабельности. Поэтому работа по изучению наиболее выгодных условий для химических реакций в газовом разряде также весьма актуальна.

§ 2. Механизм химических реакций в электрическом разряде. Очень многие химические реакции требуют для своего начала подогрева реагирующих веществ и при высоких температурах протекают значительно быстрее, чем при низких. Поэтому вполне естественно было искать причину более легкого протекания химических реакций в газовом разряде в выделении разрядом тепла и ожидать наиболее успешного протекания реакций в той форме разряда, в которой выделение тепла наибольшее, а именно, в электрической дуге. В некоторых частных случаях это ожидание качественно оправдывается — получение NO из воздуха, крекинг CH_4 , но в других опыт не подтверждает эту простую теорию. Известен целый ряд реакций, усиленно протекающих в таких формах разряда, где выделение тепла минимальное, например, образование озона в воздухе в тихом и в коронном разрядах.

Генерация коротковолновой радиации при электрическом разряде наводит на мысль о фотохимической природе реакций в разряде. Однако опыты получения озона под непосредственным действием одного только излучения искрового разряда приводят к выходу реакции, много меньшему, чем при получении озона в тихом разряде [1863, 1864]. Поэтому фотохимическому эффекту нельзя приписывать основной роли при химических реакциях в разряде.

Третий мыслимый механизм влияния разряда на химические реакции — непосредственное воздействие свободных электронов разряда на атомы и молекулы реагирующих веществ. Такого рода явления действительно наблюдаются при диссоциации H_2 электронными ударами, а также при синтезе аммиака в смеси H_2 и N_2 , при образовании NO_2 в смеси N_2 и O_2 и т. д. Сопоставление крити-

ческих скоростей электронов, при которых какая-либо данная реакция ускоряется, с потенциалами возбуждения и ионизации атомов, молекул и радикалов показывает, что во многих случаях первоначальным элементарным процессом является образование возбужденных или ионизированных частиц. Так именно нужно понимать активацию азота [1865] и активацию кислорода [1866] электронным ударом. Протекание и ускорение химических реакций под действием соударений положительных ионов исследованы в гораздо меньшей степени, чем реакция при ударах электронов. Здесь можно указать на диссоциацию молекул H_2 при бомбардировке их ионами щелочных металлов K^+ , Na^+ , Li^+ , [1867, 1868] и на синтез NH_3 ударами положительных ионов Li^+ , Na^+ , K^+ , Cs^+ [1869]. Предполагается, что и в этом последнем случае реакции предшествует образование определенной активной формы молекулы N_2 . Несколько особняком стоят химические реакции под действием очень быстрых электронов — β -лучей и быстро движущихся ядер гелия — α -лучей. Наконец, ионная теория химических реакций в газовом разряде приписывает основную роль в ходе этих реакций образованию ионов реагирующих веществ. При этом предполагается, что взаимодействия несущих электрический заряд ионов с ионами противоположного знака, а также и с нейтральными частицами сильнее, чем взаимодействие последних между собой. Это положение не всегда оказывается справедливым. Вместе с тем в определенных случаях число образуемых в разряде ионов меньше, чем число прореагировавших молекул. Это обстоятельство привело к специфической форме ионной теории. Предполагается образование тяжелых или *комплексных ионов*, представляющих собой скопление нейтральных молекул около молекулярного иона, вызванное электрической поляризацией молекул. Находящиеся в электрическом поле удерживающего их нормального иона молекулы или атомы могут быть легче ионизированы или возбуждены, чем те же молекулы или атомы в свободном состоянии, так как потенциалы возбуждения и ионизации таких молекул и атомов понижены. Таким образом число возбужденных «активных» частиц может оказаться больше числа первоначально образованных в разряде ионов [1870, 1871]. Этой гипотезой устраняется указанное выше противоречие ионной теории с опытом.

При наличии комплексных ионов увеличивается также вероятность тройных ударов: при рекомбинации иона, образующего ядро комплекса, избыток энергии может быть передан какой-либо из молекул, составляющих оболочку комплексного иона. При рекомбинации положительных ионов с электронами могут образоваться такие активные возбужденные частицы, появление которых при взаимодействии медленных электронов с молекулами невозможно. Всё это приводит к представлению об «ионном катализе». При химических реакциях в разряде особенно существенна роль молекул, в которых возбуждены высокие *колебательные уровни энергии*. Такие молекулы мо-

гут возникнуть в разряде как путём передачи им энергии при тройном ударе, так и путём неупругих столкновений II рода [1872]. Их распад на составляющие их атомы и новая перегруппировка этих атомов совершаются легче, чем распад невозбуждённых молекул.

Все данные, вытекающие из исследования реакций, имеющих место при действии электронных потоков на реагирующие вещества, говорят за то, что в газовом разряде химические реакции протекают иным, не совсем обычным путём. Элементарные процессы при химических реакциях в разряде в первых стадиях этих реакций должны существенно отличаться от обычных, особенно в отношении концентрации ионов и возбуждённых частиц. Как пример специфического характера реакций в разряде можно привести, что в термической реакции из смеси $\text{CO} + \text{H}_2$ получаются только метиловый спирт, парафины, олефины и т. д., а при реакциях в разряде получается в значительных количествах богатый энергией ацетилен [1858].

В связи с этими своеобразными чертами протекания химических реакций в газовом разряде кинетическая энергия электронов, вызывающих начало какой-либо данной химической реакции, оказывается много больше, чем обычная энергия термической активации той же реакции.

§ 3. Условия, способствующие протеканию химических реакций в газовом разряде. Протекание химических реакций в разряде зависит не только от типа разряда (дуговой, коронный, факельный, тлеющий, тихий), но и от ряда приводящих условий. Одним из этих условий, притом довольно существенным, является давление или, точнее, плотность газа. Повышение давления увеличивает число столкновений реагирующих частиц, а также число соударений частиц газа с электронами, но в то же время уменьшает величину подводимой к частице энергии, вследствие одновременного уменьшения длины свободного пути электронов. В результате во многих случаях скорость реакции в значительной степени зависит от давления. Так, разложение N_2O в тлеющем разряде ускоряется с понижением давления [1875]. В других случаях указанные выше факторы компенсируют друг друга, и скорость реакции лишь очень мало зависит от давления. Таково образование NH_3 и NO_2 в тлеющем разряде [1876].

В обычных условиях каждая химическая реакция протекает в двух противоположных направлениях; например, наряду с диссоциацией одних молекул происходит воссоединение других. Равновесная концентрация исходных материалов и конечных продуктов реакции определяется *законом действия масс*, который для реакции диссоциации вещества XY имеет такой вид:

$$\frac{n_x n_y}{n_{xy}} = K, \quad (838)$$

где n_{xy} , n_x и n_y — концентрации начального вещества и продуктов его диссоциации, K — постоянная, зависящая от температуры и связанная с энергией диссоциации по закону

$$K = AT^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{W_0}{RT}}, \quad (839)$$

где W_0 — энергия диссоциации.

В газовом газряде реакции также могут идти в двух направлениях и по прошествии достаточно долгого времени также устанавливается определённая равновесная концентрация, одинаковая при равных условиях протекания реакции.

Однако при разряде обычно нет термодинамического равновесия: средние энергии частиц различного рода, обменивающихся энергией при столкновениях, не равны между собой. Так, например, средняя энергия («температура») электронов при наличии электрического поля разряда много больше, чем энергия нейтральных частиц газа. Поэтому закон действия масс в том виде, как он вытекает из термодинамики, в этом случае неприменим, и равновесные концентрации, если подсчитать их по термодинамическим формулам, соответствуют гораздо более высоким температурам, чем температура газа в разряде [1877]. Например, при реакции



в коронном разряде при температуре 300°K была экспериментально найдена равновесная концентрация, соответствующая 2600°K в случае термической реакции. Реакция образования HCN из CH_4 и NH_3 идёт в обычных условиях с катализатором только при температуре не ниже 1100°K . В тлеющем разряде та же реакция можно осуществить уже при 600°K [1878]. Поэтому-то и возможно осуществить в газовом разряде такие химические реакции, которые без разряда при прочих равных условиях совершенно не идут при данной температуре.

Химические реакции в газовом разряде очень далеки по своей природе от явлений, имеющих место при электролизе жидких растворов. Законы электролиза Фарадея к ним неприменимы. Протекание реакции и образование конечных её продуктов не сосредоточиваются в тонких слоях около электродов. Тем не менее природа электродов не всегда остаётся безразличной для протекания реакции: электроды нередко оказывают каталитическое действие на ход реакции. Так, электроды из алюминия увеличивают выход (а следовательно, и равновесную концентрацию) озона при его образовании в тлеющем разряде [1879]. Равновесная концентрация NO в дуговом разряде повышается при электродах, сделанных из вещества с низким потенциалом ионизации. Ещё большую роль при реакциях в газовом разряде играют стенки той аппаратуры, в которой происходит реакция в разряде. Подобно тому как в обычных разрядах при

низких давлениях газа на стенках идёт постоянная рекомбинация положительных ионов и электронов, при разложении молекулярных газов в разряде на атомные на стенках происходит рекомбинация атомов, лимитирующая концентрацию «атомарного газа». Особенно сильно рекомбинация атомных газов происходит на металлических поверхностях. На процесс рекомбинации сильно влияет обработка поверхности стенок и наличие на ней адсорбированных плёнок. Поэтому для уменьшения рекомбинации на стенках и для увеличения концентрации активного газа в объёме при использовании активного водорода для какой-либо реакции стеклянные стенки «отравляют» фосфорной кислотой, водяным паром или кислородом; при использовании активного хлора стенки отравляют метаном и т. д. Рекомбинация атомарных газов на стенках (особенно на металлических) зависит от температуры стенок и сильно уменьшается при её повышении.

Электрические параметры разряда оказывают определённое влияние на скорость протекания реакции. Одним из существенных факторов, влияющих не только на скорость реакции и на её экономическую продуктивность, но и на самый её ход, является плотность разрядного тока j . Во многих случаях выход продуктов реакции на 1 кв-час затраченной энергии тем больше, чем больше плотность тока (образование СО из смеси метана и CO_2). В других случаях выход достигает насыщения и дальше не увеличивается (образование C_2H_2 из CH_4).

В некоторых случаях при повышении j продукты реакции вступают во вторичные реакции, и выход их, достигнув максимума, затем понижается (получение ацетилена из метана в присутствии паров воды). Возможно, что в ряде случаев уменьшение выхода продуктов реакции связано не столько с увеличением плотности тока, сколько с одновременным увеличением градиента поля и энергии электронов. Происходит нечто подобное уменьшению вероятности ионизации при увеличении скорости электронов, т. е. своеобразное простреливание частиц реагирующих веществ быстрыми электронами без существенного нарушения их внутреннего строения.

Существенное влияние на протекание химических реакций в разряде оказывает включение большей или меньшей ёмкости параллельно разрядному промежутку. Такой *конденсированный разряд* происходит в виде отдельных импульсов тока большой силы, если последняя не ограничена специально введённым в цепь сопротивлением. Специфическому влиянию большой силы тока, длящейся лишь короткое время импульса, можно дать объяснение на примере образования одноатомного азота в конденсированном и неконденсированном разрядах. В конденсированном разряде выход одноатомного азота больше чем в неконденсированном, несмотря на то что через молекулярный азот в обоих случаях проходит за то же время одно и то же количество электричества. При слабом постоянном токе электроны не только вызывают диссоциацию молекул N_2 , но и возбуждают атомы N,

способствуя, таким образом, постоянному протеканию обратной реакции $N + N \rightarrow N_2$. При конденсированном разряде во время сравнительно длинной паузы между двумя импульсами возбуждение атомов азота не происходит, и обратная реакция имеет место лишь в очень незначительной степени при тройных соударениях. Рекомбинация путём простой встречи двух атомов затруднена требованием одновременного соблюдения законов сохранения как энергии, так и импульса соударяющихся частиц. Поэтому в случае конденсированного импульсного разряда прямое направление реакции



в гораздо большей степени преобладает над обратным, и равновесная концентрация одноатомного азота много больше, чем в случае неконденсированного разряда.

Подобного же рода влияние на скорость и на выход реакции оказывает и время пребывания газа в зоне электрического разряда. Это время зависит от скорости струи газа. Существенную роль в этом вопросе играют вторичные реакции, разрушающие продукты первичной реакции. Обычно процентное содержание в газе продуктов реакции при увеличении скорости протекания газа проходит через максимум, а энергетический выход реакции сперва быстро возрастает, а затем увеличивается лишь очень медленно, оставаясь почти постоянным.

От теории химических реакций в газовом разряде можно требовать количественного охвата кинетики реакций в разряде на основе картины всех имеющих место в этом случае элементарных процессов. Однако разработанные и опубликованные до сего времени теории ещё далеки от этой стадии и по большей части ограничиваются анализом отдельных возможных частных случаев. Поэтому мы не будем останавливаться на количественной теории протекания химических реакций и разряде и даём лишь ссылки на литературу вопроса [1870—1874, 1880—1885] и теории А. С. Предводителя [1874^a] и [1859] (стр. 20—23).

§ 4. Некоторые химические реакции в газовом разряде. К химическим веществам, впервые обнаруженным в электрическом разряде, принадлежит озон — трёхатомная модификация кислорода. Озон применяется в химической технологии, например, при изготовлении ванилина, искусственной камфоры, а также кетонов и жирных кислот, применяемых при производстве мыла.

Сильная окислительная способность озона используется при дезинфекции воды и воздуха и для уничтожения в воздухе неприятных запахов (дезодорация). Образование озона в воздухе и в кислороде происходит в тихом разряде, в коронном разряде, в высокочастотном разряде с внешними электродами. В технике озон получают исключительно в тихом разряде. Соответствующие разрядные трубки носят название *озонаторов* (таковы, например, трубки Сименса)

Впервые озон был открыт ещё в 1785 г. при искровом разряде (Ван Маруш) [1899].

В том же 1785 году была впервые обнаружена химическая реакция азота с кислородом также в искровом разряде (Кавендиш). Окисление азота — образование NO — представляет собой одно из существенных звеньев в технологии добывания азотной кислоты из воздуха. Следующим, не менее важным звеном является образование NO_2 . Само производство азотной кислоты из воздуха очень существенно потому, что исходные продукты всегда имеются в атмосфере в неограниченном количестве. Обычно применяется окисление химическим способом аммиака, полученного путём синтеза азота и водорода также не в газовом разряде, а в присутствии катализатора (при давлениях от 100 до 1000 атм. и температурах от 400°C до 550°C). Широко практикуется производство азотной кислоты не из воздуха, а из чилийской селитры.

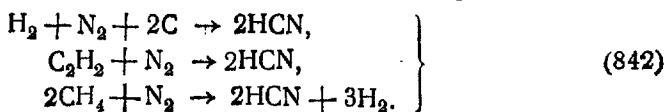
Наряду с этими способами в конце XIX века довольно широкое распространение получило применение реакции окисления азота в воздухе в дуговом разряде, получившее название *дугового способа* производства азотной кислоты или *фиксации азота*. Электрической дуге в этом способе долгое время приписывали лишь одно термическое воздействие. Мнение это в настоящее время опровергнуто. Дуговой метод добывания азотной кислоты может быть рентабельным только если пользоваться дешёвой электрической энергией, доставляемой гидроэлектростанциями. Но и в этих условиях этот метод не смог выдержать экономической конкуренции со способом получения азотной кислоты из аммиака и в настоящее время почти не применяется. Тем большее значение приобретают попытки найти другие методы получения NO , а также NO_2 путём исследования образования этих веществ в других видах разряда — тлеющем, коронном, высокочастотном, факельном [1859, 1900].

Образование аммиака в смеси $\text{H}_2 + \text{N}_2$ тоже может происходить в электрическом разряде. Однако одновременно с синтезом NH_3 в разряде идёт и его разложение, причём равновесная концентрация NH_3 при первых опытах оказалась очень небольшой — всего 3—4%. В дальнейших исследованиях оказалось, что равновесная концентрация и выход реакции при вымораживании аммиака очень сильно зависят от ряда внешних условий, как то: влияние стенок прибора, температурные условия, а также от формы самого разряда. Так, в 1934 году [1886] был получен процент синтеза до 36% при опытах в безэлектродном разряде и при стенках, не покрытых слоем адсорбированного аммиака. Но особенно высок этот процент оказался в тлеющем разряде. Удавалось превращать в вымороженный аммиак до 98% первоначальной смеси [1876]. При этом оказалось, что различные части тлеющего разряда действуют различно; скорость реакции в области катодных частей разряда была в 33 раза больше, чем в области положительного столба [1876, 1888, 1889]. Что касается пер-

спектив применения синтеза аммиака в газовом разряде, то против газоразрядного способа говорит его всё ещё очень малая рентабельность. В то время как выход аммиака при обычном синтезе под высоким давлением 1 кг на киловатт-час затраченной электроэнергии, выход реакции в наиболее выгодном из до сих пор исследованных в этом отношении видов разряда — тлеющем разряде 160 мг на киловатт-час в области положительного столба и 2,3 г на киловатт-час в области катодного падения.

Другая область химической технологии, в которой реакции в газовом разряде находят или могут найти промышленное применение и где заявлено большое количество патентов, это так называемый крекинг углеводородов, например, образование ацетилена C_2H_2 , имеющего большое значение для химической промышленности, из дешёвого метана, выделяющегося в больших количествах в природных газах в нефтяных районах, а также и при таких производственных процессах, как коксование угля [1861]. Непосредственное термическое проведение этой реакции, требующей высокой температуры (порядка $1500^\circ C$), затруднительно, так как параллельно и притом с большей скоростью идёт полное разложение метана. Впервые образование ацетилена из метана в электрическом разряде было обнаружено Бертело в искровом разряде [1890]. Впоследствии в этом отношении были исследованы тихий разряд и тлеющий разряд. При использовании этих видов разряда в определённых условиях и при не слишком большой концентрации метана удаётся получить почти полное превращение метана в ацетилен [1891, 1892]. В газовом разряде происходят также разложение и превращение и других углеводородов того же ряда: этана, пропана, пентана, гексана с образованием более сложных насыщенных и ненасыщенных углеводородов. Так, например, из этана получают этилен, ацетилен и *тяжёлые масла*, из гексана додекан ($C_{18}H_{38}$), ($C_{18}H_{36}$) и такое вещество, как $C_{86}H_{164}$, ([1349], стр. 109—122, там же ссылки на литературу).

К этой же области явлений относится крекинг бензина в дуговом разряде, при котором содержание в газе олефинов увеличивается за счёт содержания насыщенных углеводородов (например CH_4) [1893]. Крекинг бензина производится также в коронном разряде при температуре в $500^\circ C$ [1894]. Бензин, полученный таким образом, является горючим с более высокими техническими качествами, чем обыкновенный бензин, служащий исходным материалом этой реакции. В заключение упомянем ещё об экспериментальных исследованиях и патентных заявках, имеющих в виду получение синильной кислоты HCN из аммиака и CH_4 , C_2H_4 , C_2H_2 или CO в тлеющем разряде [1895, 1896], а также в дуге путём реакций ([1858], стр. 144, 145):



К химическим явлениям в разряде принадлежит также давно известное и широко применяемое зажигание горючих смесей при помощи газового разряда. «Электрической искрой», проскакивающей в нужный момент между электродами, служащей для запала *«свечи»*, зажигается горючая смесь во всех двигателях внутреннего сгорания. Подобный же способ служит для взрывания мин и т. д. [1897, 1898].

О химических реакциях в газовом разряде см. также [1887, 1901, 1902].

Как показывают все кратко изложенные в этой главе данные, химические реакции в газовых разрядах в настоящее время требуют ещё глубокого теоретического исследования происходящих в них элементарных процессов и широкого практического изучения оптимальных условий протекания этих реакций в различных формах электрического разряда в газах. В то же время использование разряда в газах для химических реакций встанет перед нами как заманчивая и многообещающая область техники будущего.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ТРЕТЬЯ.

ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ЭЛЕКТРОНИКИ В ТЕХНИКЕ.

§ 1. Области применения ионных и электронных явлений в высоком вакууме и в газах. Области применения газового разряда и электроники можно разбить на следующие разделы.

А. Использование своеобразной и сложной *вольтамперной характеристики* разряда в газах и высоком вакууме для управления электрическим током и для его преобразования. Управление и преобразование достигаются путём применения так называемых *электровакуумных приборов*, нашедших широкое применение в технике как *слабых токов*, так и *сильных*.

Б. Использование электронных и ионных явлений в специальных приборах, работающих на принципе создания *электронных или ионных пучков* и управления ими. К этой области относятся:

а) Та большая категория электровакуумных приборов, которая получила общее наименование *электронно-лучевых трубок* (осциллографы, иконоскопы, кинескопы, клистроны и т. п.).

б) Аппараты, создающие мощные пучки очень быстрых электронов или ионов — бетатроны и циклотроны.

в) Аппараты для масс спектрографического анализа.

В. Использование *физических явлений, сопровождающих газовый разряд*. Сюда относятся:

а) Концентрированное выделение большого количества тепла в небольших объёмах (например, использование электрической дуги для сварки, резки и плавления металлов).

б) Излучение газового разряда (источники света, сигнализация).

в) Возбуждение рентгеновского излучения на антикатоде (применение рентгеновских трубок для различных целей).

г) Катодолюминесценция—возбуждение фосфоресценции ударами быстрых электронов (люминесцентный анализ и др.).

д) Химические процессы в газовом разряде.

е) Зарядка посторонних, взвешенных в газе твёрдых и жидких частиц в коронном разряде (электрическая очистка газов, электро-сепарация материалов).

Из всех этих применений явлений электрического разряда мы совершенно не будем касаться в этой главе специальных областей

генерации и использования рентгеновских лучей (см. [1909—1913]), бетатронов и циклотронов, масс-спектрографии [2203—2208], трубок для катодолюминесцентного анализа, а также техники осуществления химических реакций в электрическом разряде.

§ 2. Электронные лампы [1903—1908, 1915—1917]. Электронными лампами называют обширный, широко разработанный класс пустотных электровакуумных приборов, применяемых для генерации электромагнитных колебаний всех диапазонов, для их детектирования и усиления и для выпрямления переменного тока. В настоящее время электронные лампы представляют собой необходимое звено любой сколько-нибудь совершенной отправительной или приёмной радиоаппаратуры. Действие их основано на термоэлектронной эмиссии и на прохождении электрического тока через высокий вакуум. Двухэлектродная лампа, служащая для выпрямления тока или напряжения, носит название *кенотрона*. Добавление третьего электрода — сетки — дало возможность тонкого управления током лампы и привело к усилению и генерации колебаний. По мере усовершенствования электронной лампы и улучшения её параметров техника перешла от трёхэлектродных ламп (*триодов*) к четырёх- и пятиэлектродным (*тетродам* и *пентодам*). Для специальных целей строятся лампы с ещё большим числом электродов.

Мы не имеем возможности привести здесь описание конструкции и изложить теорию и методы использования разнообразных видов электронных ламп: кенотронов, усилительных ламп, низкой и высокой частоты, генераторных ламп малой, средней и большой мощности и многочисленных типов специальных ламп, и отошлим читателей к специальным руководствам [1903—1908, 1915—1917] и к указанной в них журнальной литературе. Укажем здесь только на те физические явления, которые лежат в основе действия электронных ламп, и на те вопросы, которые возникают при их разработке и усовершенствовании. Одно из основных явлений в электронных лампах — термоэлектронная эмиссия с катода, которой посвящена гл. III этой книги. Требования, предъявляемые к катоду, эмиттирующему электроны: 1) большая экономичность, т. е. большой ток электронной эмиссии при возможно малой затрате энергии на нагревание катода; 2) возможно больший срок службы катода. Экономичность определяется отношением числа миллиампер эмиссионного тока к числу ватт накала. Принятый в технике нормальный срок службы (кроме специальных случаев) 1000 часов в случае вольфрамовых катодов и ещё больше в случае оксидных. Эти два требования противоречат одно другому: с увеличением температуры увеличивается экономичность катода, так как ток эмиссии растёт быстрее, чем мощность накала, и в то же время сокращается срок службы, обусловливаемый испарением вольфрама или разрушением оксидного катода. Методы расчёта вольфрамового катода даны Ленгмюром (см. [1903], стр. 102—111). Для зависимости плотности эмиссионного тока, коли-

чества вольфрама, испаряющегося в 1 сек с 1 см^2 , сопротивления вольфрамовой проволоки данного диаметра и прочих характеризующих катод вспомогательных величин от температуры, а также для мощности тока накала, которая необходима для того, чтобы поддерживать вольфрамовую нить или цилиндрический стержень при данной температуре, Ленгмюром и другими [158] составлены таблицы. В связи с отсутствием детальной количественной теории эмиссии оксидных катодов, а также в связи с зависимостью работы выхода и эмиссии этих катодов от способа их изготовления и активировки в настоящее время не существует методов полного их теоретического расчёта, и последний производится на основании эмпирических данных. Таким образом, одна из задач физики электронных ламп — это уточнение строения оксидных катодов и дальнейшее изучение процессов эмиссии электронов из них и процессов активирования этих катодов. В некоторых случаях техника переходит к применению вместо вольфрамовых катодов катодов из металлов рения и ниобия; в других — применяются катоды из торированного молибдена, оказавшиеся более стойкими, чем торированные вольфрамовые катоды. Второе основное физическое явление в электронных лампах — это движение электронов через вакуум в связи с создаваемыми ими пространственными зарядами. С более или менее приближённым решением этой задачи Ленгмюром для наиболее простых конфигураций электродов мы кратко ознакомились в главе IX. Однако теория Ленгмюра не исчерпывает всего разнообразия встречающихся на практике случаев, в особенности в многоэлектродных лампах. Теория Ленгмюра не учитывает также тех случаев, когда при движении электронов в высоком вакууме мы имеем дело не только с электрическим, но и с магнитным полем, как это имеет место в магнетроне. Эта задача была решена в первом приближении для цилиндрической конфигурации электродов без учёта начальных скоростей Хэллом [1933]. Наиболее полная и разносторонняя попытка подойти к вопросу о движении электронов в вакууме с возможной математической строгостью сделана в работах Беллюстина [1934, 1935]. См. также [1936, 1937]. Однако и в этих работах точное количественное решение при учёте начального распределения скоростей электронов удалось только для случая отсутствия магнитного поля. Случай плоского магнетрона решается по методу качественного исследования соответствующих дифференциальных уравнений. В отношении цилиндрического магнетрона отмечены лишь некоторые его свойства. Во всех случаях не учитывается влияние магнитного поля тока накала катода и не рассматриваются осложнения, вносимые вторичной эмиссией электронов. Между тем в многоэлектродных лампах пространственные заряды, созданные вторичными электронами, могут существенно изменить распределение напряжённости поля в пространстве между отдельными электродами. Как у Ленгмюра, так и у Беллюстина рассматриваются только стационарные режимы.

Вопрос о движении электронов в лампе усложняется ещё тем, что в многоэлектродных лампах далеко не простыми являются расчёт электростатического поля при отсутствии пространственных зарядов и выяснение того влияния, которое оказывает на напряжённость поля в данной точке значение потенциала каждого из электродов в отдельности. В простейшем случае эта задача сводится к расчёту «проницаемости» сетки трёхэлектродной лампы и «действующего» потенциала. По определению проницаемости

$$D = \left(\frac{dU_g}{dU_a} \right)_{I=\text{const}}, \quad (843)$$

где dU_g и dU_a — абсолютные величины прироста потенциала сетки и прироста потенциала анода, вызывающих одно и то же изменение электронного тока на анод трехэлектродной лампы. D оказывается довольно близко равным отношению ёмкости анод — катод $C_{ак}$ к ёмкости сетка — катод $C_{гк}$. Таким образом подсчёт D представляет собой чисто электростатическую задачу [1938—1940]. Если положить

$$D = \frac{C_{ак}}{C_{гк}}, \quad (844)$$

то в случае лампы с цилиндрической конфигурацией электродов действующий потенциал — тот потенциал, который надо наложить на цилиндр двухэлектродной лампы такого же радиуса r_g , как радиус сетки данной трёхэлектродной лампы, чтобы получить в двухэлектродной лампе такую же напряжённость поля около катода, как в трёхэлектродной при данных U_g и U_a — в первом приближении оказывается равным

$$V_{\text{действ}} = \frac{U_g + DU_a}{1 + D}. \quad (845)$$

Соотношение (845) позволяет свести задачу о силе электронного тока трёхэлектродной лампы к случаю двухэлектродной и воспользоваться решением задачи о движении электронов в высоком вакууме, найденным Ленгмюром. Так же поступают и в случае трёхэлектродной лампы с V-образным катодом, плоской сеткой и плоским анодом. При этом катод принимают за плоский и считают за действующие поверхности условного плоского катода, сетки и анода лишь полосы, образованные V-образными кривыми, проведёнными на расстоянии x_a от V-образной кривой катода или от проекции этой кривой на плоскость сетки и на плоскость анода. x_a равно расстоянию плоскости сетки от плоскости катода. Эти полосы показаны на рис. 282 в виде заштрихованной площадки. В многоэлектродной лампе сведение к двухэлектродной производят в несколько приёмов. При большом числе электродов и при сложной их конфигурации этот метод становится малоприменимым, и задача о расчёте

поля в лампе встаёт во всей своей широте. Другой вопрос, который решается только приближённо и чаще всего путём составления эмпирических формул, — это распределение эмиссионного тока между каждой из сеток и анодом [1951—1953].

Резюмируя всё сказанное выше о расчёте распределения поля при отсутствии электронного тока, о пространственных зарядах и вносимых ими иногда очень значительных искажениях этого поля, о роли вторичной эмиссии, о действии магнитного поля тока накала, о токах на сетки, приходим к выводу, что все эти вопросы представляют собой в теории электронных ламп единую основную задачу о движении электронов в лампе. Решение этой задачи далеко ещё не доведено до такой стадии, на которой оно могло бы служить основой для надёжного, быстрого и более или менее точного расчёта любых электронных ламп.

Параметрами, характеризующими трёхэлектродную лампу, являются: крутизна S , характеристика $I_a = f(U_g)$, коэффициент усиления μ и внутреннее сопротивление R_i . Определениями этих понятий служат равенства:

$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g} \right)_{U_a = \text{const}}, \quad (846)$$

$$\mu = \frac{1}{D} = \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g} \right)_{I_a = \text{const}} \quad (847)$$

и

$$R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_g = \text{const}}. \quad (848)$$

Индексы a и g соответствуют аноду и сетке. Параметры S , μ и R_i связаны между собой соотношением Баркгаузена

$$\frac{SR_i}{\mu} = SDR_i = 1. \quad (849)$$

S , μ и R_i различны для различных режимов лампы (различных точек характеристики, а также различных значений тока накала катода), S и μ представляют собой *статическую крутизну* и *статический коэффициент усиления* лампы. В вопросах усиления и генерации колебаний существенную роль играют *динамическая крутизна* S_d и *динамический коэффициент усиления* μ_d . Если в цепи анода имеется постоянное сопротивление R_a и постоянная э. д. с. U_b , то S_d и μ_d

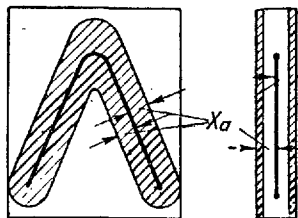


Рис. 282.

связаны с S и μ соотношениями:

$$S_A = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g} \right)_{U_B = \text{const}} = \frac{R_i}{R_i + R_a} S, \quad (850)$$

$$\mu_A = \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g} \right)_{I_a = \text{const}} = \frac{R_a}{R_i + R_a} \mu. \quad (851)$$

Для оценки лампы как усилителя по мощности введён ещё производный параметр — добротность лампы G , равная произведению статических крутизны и коэффициента усиления. Согласно (849),

$$G = S \cdot \mu = \frac{S}{D} = S^2 R_i = \frac{\mu^2}{R_i}. \quad (852)$$

Рассмотрение динамического режима лампы показывает, что добротность G равна учетверённой максимальной величине мощности колебаний, которая может быть получена в анодной цепи трёхэлектродной катодной лампы, если эффективное значение переменного напряжения в цепи сетки равно одному вольту ([1903], стр. 159—162).

В тех случаях, когда действие многоэлектродной электронной лампы удаётся свести к действию заменяющей её трёхэлектродной, основными параметрами являются S , μ и R_i этой последней. В специальных лампах приходится вводить новые параметры (см., например, [1903], стр. 270—274). Вопрос о параметрах многоэлектродных ламп, об их физической природе и соотношениях между ними также является одной из задач теории электронных ламп.

Существенным пунктом при расчёте и конструировании электронных ламп являются внутриламповые ёмкости. От соотношения этих ёмкостей, как уже было указано, зависит коэффициент усиления μ . При усилении и генерации коротких и ультракоротких волн особенное значение имеет величина ёмкости анод — управляющая сетка, представляющая собой существенную долю ёмкости всего колебательного контура. Эта ёмкость доводится до минимума путём введения в лампу специальной *экранирующей сетки*, находящейся под постоянным положительным напряжением, не меньшим половины статического напряжения анода, и отгораживающей анод от поля управляющей сетки. В результате вместо ёмкости около 3 см получаются ёмкости порядка 0,001 см. Первоначально вторая сетка четырёхэлектродной лампы вводилась с целью увеличения добротности лампы: а) между катодом и управляющей сеткой — увеличение крутизны S или б) между управляющей сеткой и анодом — уменьшение проницаемости D . Необходимо заметить, что вследствие наличия пространственного заряда ёмкость между двумя электродами в катодной лампе (ёмкость разрядного промежутка) не равна статической их ёмкости и зависит от силы тока в разрядном промежутке. Само понятие ёмкости требует в этом случае уточнения [1935, 1941—

1946]. В лампах, предназначенных для работы на ультракоротких волнах, приходится учитывать ещё один физический фактор, а именно время пролёта электрона от катода до сетки и анода, так как это время становится сперва соизмеримым с периодом колебаний потенциала на электродах лампы, а при дальнейшем увеличении частоты и меньше, чем этот период.

Одним из основных требований, предъявляемых к электронной лампе, является возможно высокий вакуум. Сохранение такого вакуума достигается введением в лампу *геттера*, т. е. какого-либо химического вещества, поглощающего газы. Наличие остаточного газа или выделение газа внутри лампы во время её работы приводит к появлению ионных токов на отрицательно заряженную управляющую сетку. Такие токи, проходя через сопротивление в цепи сетки, изменяют её потенциал и искажают её управляющее действие. Так же действуют термоэлектронные токи с управляющей сетки. В лампах с оксидными или бариевыми катодами эти токи могут быть вызваны распылением (возгонкой) бария или другого активного материала с катода на управляющий электрод. Другое вредное явление, которое современная техника электронных ламп стремится устранить, это — *динактронный эффект* — изменение анодного тока из-за вторичной электронной эмиссии с анода при колебательном режиме, когда потенциал анода становится ниже потенциала управляющей или особенно экранирующей сетки, — а также вторично-электронные токи, появляющиеся в некоторых схемах с той или другой сетки. В пятиэлектродной лампе — пентоде — введена перед анодом третья «защитная» сетка, обычно непосредственно соединённая с катодом специально для того, чтобы устранить ток вторичных электронов с анода посредством создания около поверхности последнего поля, возвращающего все вторичные электроны на анод. Вторичная эмиссия с сеток устраняется путём покрытия их химическими соединениями, обладающими коэффициентом вторичной эмиссии $\delta < 1$ (окись титана и др. редких металлов).

Несколько другого рода физическую задачу представляет собой расчёт теплового баланса анода мощных ламп. Количество получаемого анодом в 1 сек тепла определяется мощностью электронного тока на анод, т. е. произведением из напряжения на аноде U_a на силу тока на анод I_a . Охлаждается анод в лампах не очень большой мощности в основном путём лучеиспускания. Поэтому поверхность анода делается возможно большой (рифлёная поверхность анода со специальными радиаторами) и кроме того покрывается веществом, приближающимся по своим лучеиспускательным свойствам к чёрному телу или обладающим большим селективным излучением в нужном диапазоне температур. В генераторных лампах большой мощности применяется охлаждение анода проточной водой. Для этого металлический анод составляет часть внешней оболочки лампы. Такой анод впаивается в стекло остальной части колбы лампы [1947,

1949]. Или же вся лампа делается разборной и работает при постоянной откачке насосом высокого вакуума [1948, 1950].

Особый тип электронных ламп представляют собой *магнетроны*. В отношении их теории отсылаем читателя к специальной литературе. Скажем только, что в первоначальном простейшем типе магнетрона электроны двигаются от цилиндрического катода (накалённой нити) к концентрическому с катодом цилиндрическому аноду. Наложённое параллельно оси магнетрона магнитное поле завихряет движение электронов согласно рис. 283, а. Благодаря этому завихрению электроны, обладающие определённой начальной скоростью, пере-

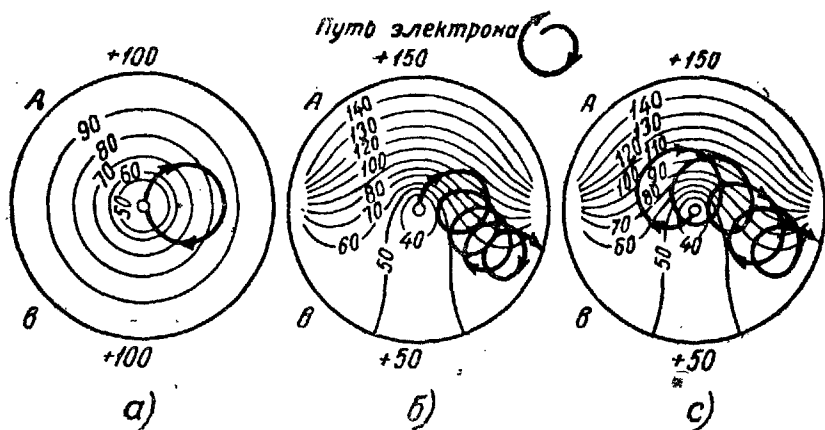


Рис. 283. Экипотенциальные поверхности — тонкие линии с цифровым обозначением потенциала и траектории электронов: а) в простом цилиндрическом магнетроне, б) и в) в магнетроне с разрезным анодом при разных потенциалах на обеих его половинах

стают при данной разности потенциалов между катодом и анодом попадать на анод при определённой *критической* напряжённости магнитного поля. Распределение начальных скоростей среди электронов приводит к более или менее постепенному уменьшению тока с возрастанием H . Этим создаётся возможность управлять током при помощи магнитного поля [1933, 1954—1958]. Наиболее существенное применение магнетроны находят при генерации очень коротких (дециметровых и сантиметровых) электромагнитных волн [1959—1987]. Анод магнетрона в этом случае «разрезной», т. е. состоит из нескольких отдельных частей. Предполагалось, что генерация ультракоротких волн в простейшем случае анода из двух частей связана со специфическим движением электронов в магнетроне под действием электрического и магнитного полей и специфического распределения пространственных зарядов. Характер полученной при

первых подсчётах траектории показан на рис. 283, *b*, *c*. Электроны при определённых условиях попадают на ту половину анода, потенциал которой в данный момент времени ниже. Это создаёт падающую характеристику в цепи этой части анода. Однако такое элементарное представление о механизме возникновения колебаний приходится в настоящее время пересмотреть [1982]. Современные теории генерации колебаний в многоразрезных магнетронах основаны на представлении о пространственной и временной фокусировке электронов в облаке электронов, пробегающих по замкнутым вокруг катода путям мимо сегментов анода. Эта фокусировка вызывается переменной (колебательной) слагающей потенциала каждого из сегментов. В то же время заряды, наводимые на сегментах периодически пролетающими мимо каждого сегмента сгущениями электронного облака, раскачивают эти колебания в том случае, если сгусток электронов проходит от одного сегмента к другому при такой фазе колебаний, что переменная слагающая поля тормозит электроны и кинетическая энергия последних частично превращается в энергию генерируемых электрических колебаний [1982^a — 1982^г].

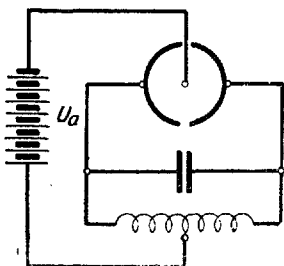


Рис. 284.

Принципиальная электрическая схема для генерации ультракоротких волн при помощи магнетрона приведена на рис. 284. Показанными на этой схеме ёмкостью и самоиндукцией служат обычно ёмкость обеих половин разрезного анода и самоиндукция соединяющих их проводов. В настоящее время применяются многоразрезные аноды и колебательные контура в виде цилиндрических полостей, расположенных между соседними сегментами анода. Описание таких американских магнетронов на длины волн порядка нескольких сантиметров см. [1970^а].

§ 3. Выпрямители и тиратроны [1903—1906, 1914]. Электронные выпрямительные лампы — *кенотроны* — строятся на сравнительно небольшие токи. Чем больше термоэлектронная эмиссия с катода, тем больше разница потенциалов между анодом и катодом, необходимая для получения тока насыщения. Эта разница потенциалов поглощает заметную долю выпрямленного напряжения. Поэтому вполне естественной была мысль о переходе к использованию газового разряда, так как при газовом разряде рассеяние отрицательного пространственного заряда у катода производится положительными ионами и можно получить большие токи при меньшем напряжении между электродами, чем в высоком вакууме. Путём перехода от кенотронов к приборам, наполненным газом, появились газоразрядные выпрямители с накалившимся катодом — *газотроны* ([1904], стр. 115—157). Форма разряда, имеющая место в газотронах, — низковольтная дуга,

описанная в главе XV. В газотронах допустимая сила тока определяется величиной максимального термоэлектронного тока с катода. В газотронах с катодом из торированного молибдена, называемых *тунгарами*, предельным является ток, равный току насыщения с катода; в газотронах с оксидным катодом (более мощных, чем тунгары) — ток термоэлектронной эмиссии, соответствующий данной разнице потенциалов между анодом и катодом. Током положительных ионов в плазме

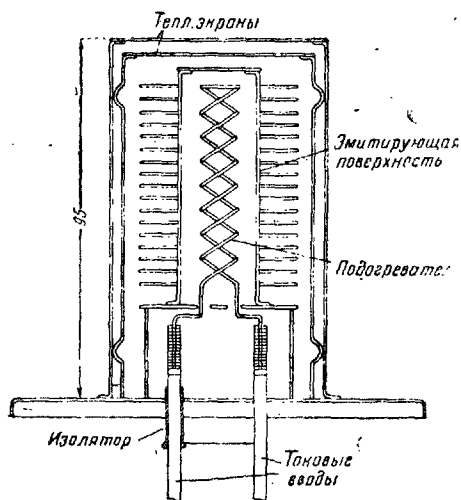


Рис. 285. Один из типов эквипотенциального катода мощного газотрона или тиратрона. Подогревателем служит двойная вольфрамовая спиралька. Оксидный слой нанесён на эмиттирующую поверхность, имеющую форму радиатора. Тепловые экраны служат для повышения при прочих равных условиях температуры эмиттирующей электроны поверхности и увеличения экономичности катода. Для прохождения электронного тока в экранах оставлены в разных местах отверстия.

и током положительных ионов на катод можно пренебречь по сравнению с электронным током в плазме и с электронным током с катода. При прохождении через газотрон тока, сила которого больше, чем сила тока термоэлектронной эмиссии, с поверхности катода должны эмиттироваться дополнительные электроны за счёт процессов на катоде. Разряд теряет характер низковольтной дуги — возникает переходная форма между тлеющим и дуговым разрядами, сопровождаемая повышением падения потенциала в катодном слое. В результате увеличивается интенсивность бомбардировки катода положительными ионами. Слой тория на молибдене или внешние активные слои оксидного катода начинают разрушаться, и газотрон выходит из строя. Ток термоэлектронной эмиссии зависит от температуры катода, а температурный режим катода благодаря тепловой инерции последнего устанавливается только

по прошествии некоторого промежутка времени τ , оцениваемого небольшим числом минут (от 0,5 для малых катодов и большим для больших катодов с посторонним подогревом (до 120 м в случае газотрона типа ВГ 163)). Поэтому при пользовании газотронами и другими газоразрядными приборами с накаливаемыми катодами необходимо сперва включить ток накала катода, после этого выждать время τ и лишь после этого замкнуть основную цепь прибора, включив напряжение на аноде. Наряду с максимально допустимой мгновенной

силой тока и с максимально допустимой средней силой тока¹⁾ другим существенным параметром, определяющим условия работы газотрона, является напряжение обратного зажигания — та разница потенциалов, при которой в газотроне возникает во второй половине периода переменного тока самостоятельный разряд в обратном направлении, нарушающий выпрямление. Это в равной мере относится и к любому другому выпрямителю. Вопрос о величине напряжения обратного зажигания в газоразрядных выпрямителях тесно связан с вопросом о деионизации разрядного промежутка [1432, 1988, 1989], а также с вопросом о сохранении малой эмиссионной способности (большой работы выхода) поверхности анода. Чтобы избежать жестчения газа в разряде, в газотронах пользуются благородными газами или парами ртути. В последнем случае большое значение приобретает вопрос о тепловом режиме отдельных частей колбы прибора, обуславливающим давление паров ртути. Наиболее ответственной частью газотрона является катод. На рис. 285 приведена схема оксидного катода с косвенным подогревом. На рис. 286 показан общий вид ртутного газотрона малой мощности.

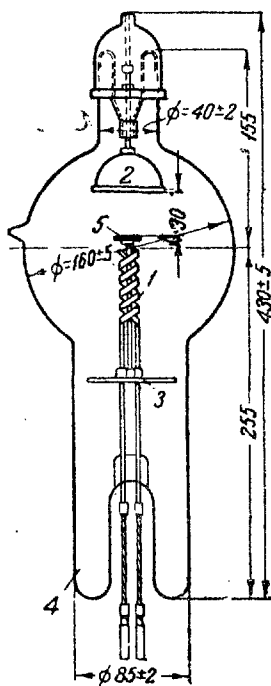


Рис. 286. Общая схема ртутного ти́ратрона. Катодом служит покрытая оксидным слоем никелевая пластинка 5, подогреваемая спиралью 1; 2 — анод из прессованного угля или чёрного никеля для увеличения охлаждения анода путём лучеиспускания. Небольшое количество жидкой ртути помещено в нижней части прибора 4 возможно далеко от катода и защищено от нагрева излучением горячего катода экраном 3. Размеры прибора даны в миллиметрах.

Введение третьего электрода *сетки* превращает газотрон в новый прибор *тиратрон* ([1904], стр. 157—193) [1990—1993] так же, как введение третьего электрода в кенотрон превращает последний в усилительную или генераторную электронную лампу. Однако между ти́ратроном и трёхэлектродной электронной лампой — существенная разница в вопросе об управлении током при помощи наложенного на сетку потенциала. На рис. 287 приведены вольтамперные характеристики $I_a = f(U_g)$ тока в цепи анода I_a в зависимости от напряжения на сетке U_g — для электронной лампы и для ти́ратрона. Изменяя U_g в ти́ратроне, можно плавно изменять I_a в ту или в другую сто-

¹⁾ Подсчёт усреднённого тока необходимо производить за промежутки времени не более 20 секунд.

рону только в пределах несамостоятельного разряда, пока $U_g < U_*$ (где U_* — потенциал зажигания) и концентрация положительных ионов невелика. Сетка имеет при этом отрицательное или лишь небольшое положительное напряжение по отношению к катоду. Потенциал её ниже, чем потенциал окружающего газа. При достаточно большом (алгебраически) потенциале сетки ионизация газа увеличивается в такой мере

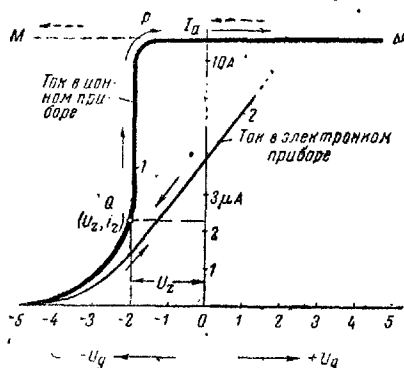
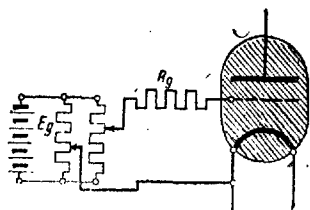


Рис. 287. Характеристики $I_a = f(U_g)$ в электронном и ионном приборах. Налево показана принципиальная схема включения сетки.

и концентрация положительных ионов,двигающихся к сетке, возрастает настолько, что сетка оказывается полностью экрани-

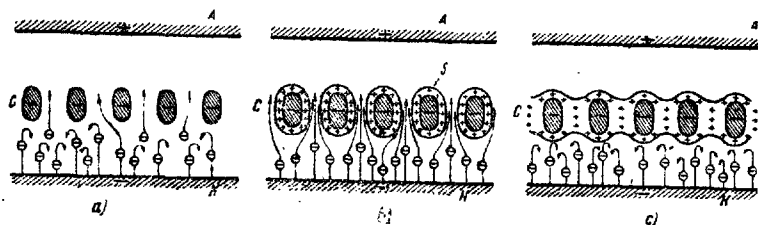


Рис. 288. Схема действия сетки в тиратроне. а) Часть электронов, эмиттируемых катодом, проходит мимо сетки; напряжение на сетке обуславливает силу тока. б) Вокруг проволочек сетки образовались слои положительного пространственного заряда. Сила тока положительных ионов через слой на сетку и толщина слоя определяются концентрацией положительных ионов в разряде и законом $1/2$, как в случае любого зонда, соприкасающегося с плазмой. Все электроны, эмиттируемые катодом, проходят на анод, так как существующее внутри слоя поле выталкивает их из слоя. в) При уменьшении потенциала анода концентрация положительных ионов упала, и толщина слоя у сетки увеличилась настолько, что отдельные слои слились между собой. Электроны, эмиттируемые катодом, не могут пройти через слой благодаря существующему там полю. Разрядный ток прекращается.

рованной от катода таким же слоем положительного пространственного заряда, как всякий введенный в плазму зонд, потенциал которого ниже потенциала окружающего газа. Вследствие

быстрого развития разряда с увеличением напряжённости поля около катода это совпадает с развитием разряда до стадии, соответствующей току насыщения с катода — точка P характеристики рис. 287. Начиная с этого момента времени, потенциал на сетке практически более не влияет на ток через тиратрон ни при повышении, ни при уменьшении U_g — прямая MN ; ток I при достаточно высоком потенциале анода определяется исключительно током термоэлектронной эмиссии с катода и сопротивлением внешней цепи. Прервать ток можно понизив напряжение анод — катод до величины, меньшей, чем напряжение горения низковольтной дуги, или — что

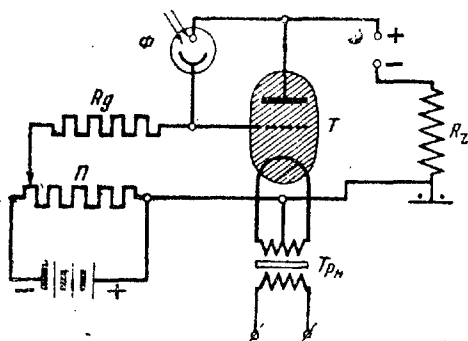


Рис. 289. Схема фотореле с тиратроном при питании постоянным напряжением. Φ — фотоэлемент, T — тиратрон, Π — потенциометр, R_g — регулируемое сопротивление в цепи сетки, R_z — электромагнитное реле, $T_{рн}$ — понижающий трансформатор для питания цепи накала.

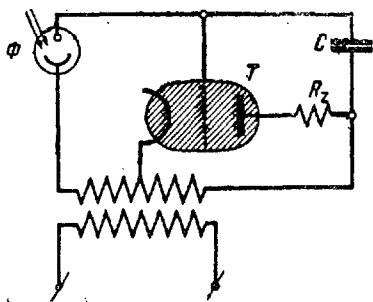


Рис. 290. Схема фотореле с тиратроном при питании переменным напряжением. Φ — фотоэлемент; T — тиратрон; C — конденсатор, R_z — сопротивление цепи, в которой используется анодный ток тиратрона.

на практике не применяется — настолько сильно понизив потенциал сетки, что слои пространственного заряда около отдельных элементов (проволок) сетки сольются между собой. В таком случае сетка перестанет быть экранированной положительными ионами и снова не будет пропускать электроны, эмиттируемые катодом, к аноду. Действие сетки схематически представлено на рис. 288. В результате — применения тиратрона совершенно иные, чем применения трёх-электродной электронной лампы. Большое значение тиратрона как прибора для управления током заключается в том, что при режиме, соответствующем точке Q характеристики рис. 287, весьма малое изменение потенциала сетки вызывает переход слабого тока, которым практически можно пренебречь, в ток, сила которого ограничена лишь параметрами данного тиратрона и условиями внешней цепи. Тиратрон представляет собой, таким образом, *чрезвычайно чувствительное реле*, притом со сравнительно очень малой инерцией, определяемой только временем развития разряда. В качестве такого

реле тиратрон—весьма ценный прибор в области автоматики и телемеханики, особенно в сочетании с фотоэлементом, управляющим напряжением на сетке тиратрона. В качестве иллюстрации приводим на рис. 289 и 290 схемы *фотореле* при питании постоянным и переменным напряжением. Очень существенной является «*пусковая характеристика*» тиратрона: значение напряжения катод—сетка U_g ,

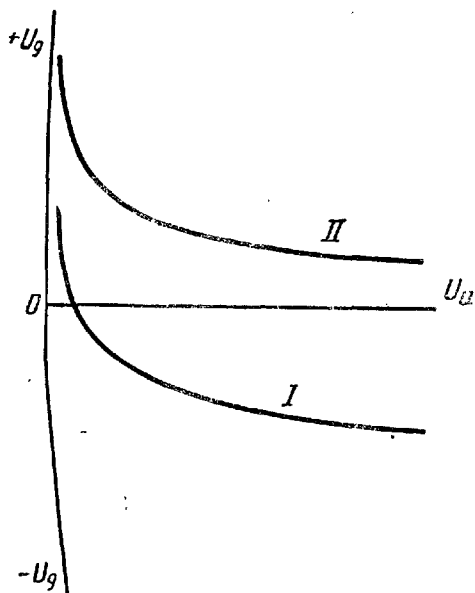


Рис. 291. Пусковые характеристики тиратрона.

вызывающее зажигание разряда в тиратроне как функция напряжения катод—анод U_a . Примеры двух таких характеристик приведены на рис. 291. I соответствует большой, II—малой проницаемости сетки.

При переменном напряжении на аноде U_a и постоянном напряжении на сетке U_g разряд в тиратроне прекращается при переходе U_a через нуль и зажигается вновь лишь через полупериод. Варьируя постоянное напряжение на сетке или накладывая на сетку переменное U_g и варьируя тем или иным способом разницу фаз между U_a и U_g , добиваются того, что в каждый положительный полупериод напряжения на аноде разряд в тиратроне зажигается раньше

или позднее и длится в течение большей или меньшей части этого полупериода. Это приводит к большему или меньшему среднему значению выпрямленного тока. Тиратрон превращается в выпрямитель, позволяющий управлять средним значением выпрямленной силы тока.

Для слабых токов тиратроны изготавливаются с холодным катодом. В этом случае разряд в тиратроне тлеющий, а режим «зажигания» разряда представляет собой режим перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный, в то время как в тиратроне с накаливаемым катодом мы имеем дело с низковольтной дугой и детальная расшифровка процесса зажигания тиратрона требует оговорок о быстром развитии разряда при повышении U_g .

Характеристики рисунка 291 статические. Они соответствуют зажиганию тиратрона на постоянном токе при неизменном режиме. На переменном токе при каждом повторном зажигании разряда в цепи сетки ещё имеет место ток, созданный ионами, оставшимися

от предыдущего периода горения тиратрона. Сеточный ток I_g приводит к добавочному падению напряжения в сети сетки $I_g R_g$, изменяющему потенциал U_a , подаваемый на сетку в момент зажигания извне. Концентрация остаточных ионов зависит от тока нагрузки и от давления газа. В случае ртутного тиратрона последнее также меняется в некоторых пределах с изменением тока нагрузки, несмотря на меры, принимаемые для тепловой защиты горловины колбы тиратрона, содержащей ртуть. Концентрация остаточных ионов зависит, кроме того, от частоты переменного тока и от схемы выпрямления последнего (однофазное, двухфазное и т. п.). В результате динамическая пусковая характеристика отличается от статической и положение её зависит от всех вышеуказанных условий. Поэтому для неуточнённого динамического режима приходится говорить вместо пусковой характеристики о пусковой области. Пример пусковых областей и их зависимости от сопротивления в цепи сетки приведён на рис. 292 для ртутного тиратрона. В этом случае пусковые области шире, чем в тиратроне с благородными газами, вследствие зависимости давления паров ртути от тока нагрузки. Катоды тиратронов делают тех же типов, что и катоды газотронов. Эксплуатационное правило предварительного разогрева катода до включения анодного и сеточного напряжений то же, что у газотронов. Слово *сетка* по отношению к тиратронам надо понимать условно. Форма электрода, играющего роль сетки, может быть

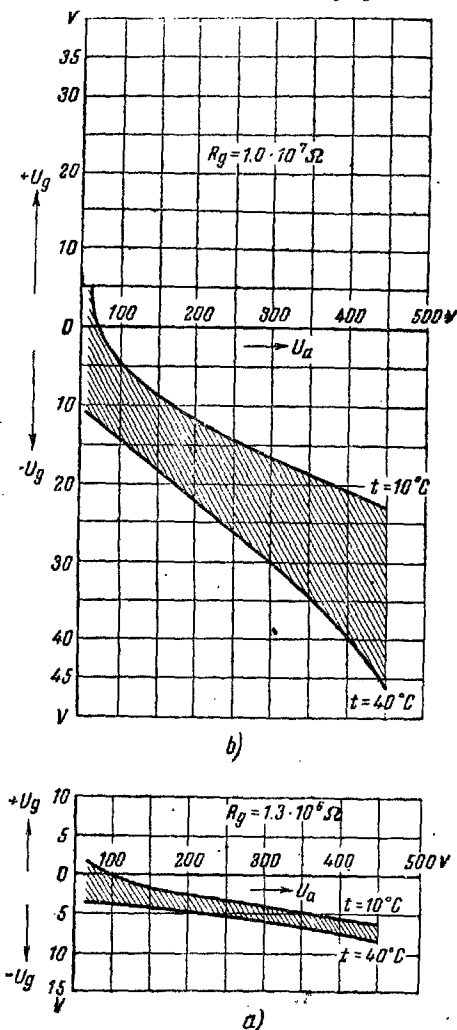


Рис. 292. Изменение динамических характеристик (пусковые области) при изменении температуры катодной горловины ртутного тиратрона в пределах от 10° до 40°C . а) при сопротивлении в цепи сетки $R_g = 1,3\text{ M}\Omega$ б) при $R_g = 10\text{ M}\Omega$.

весьма различной — настоящая сетка, кольцо, цилиндр и т. д. вплоть до простого штифта. Общий вид тиратрона дан на рис. 293. На рис. 294 показана схема тиратрона с добавочной *экранирующей* сеткой. Введение экранирующей сетки повышает напряжение обратного зажигания, уменьшает сеточные токи, предшествующие зажиганию тиратрона, и улучшает, таким образом, рабочие характеристики тиратрона. Кроме того, вторая сетка даёт добавочные возможности управления анодным током тиратрона. В частности, с помощью экранирующей

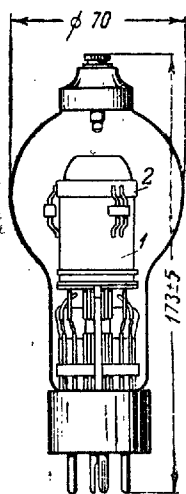


Рис. 293. Одна из схем устройства тиратрона. 1 — металлический цилиндр, окружающий катод, 2 — «сетка», укрепленная на цилиндре 1 при помощи изоляторов.

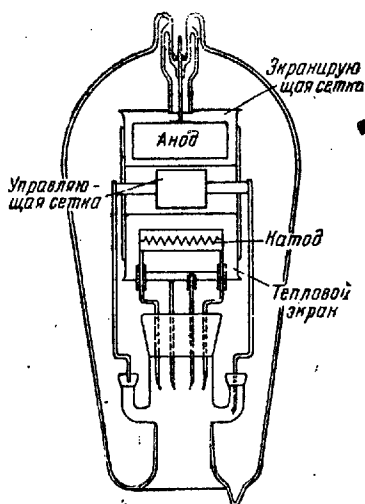


Рис. 294. Схема тиратрона с экранирующей сеткой.

сетке определённый потенциал, можно изменять по желанию положение пусковой характеристики.

Ещё до разработки газотронов разрядом в газах пользовались для выпрямления тока при помощи так называемых *ртутных выпрямителей* ([1904], стр. 208—332) [1994—1999, 1914]. Ртутные выпрямители имеют некоторые преимущества перед газотронами. В них нет такой деликатной, легко выбывающей из строя части, как оксидный катод; их легче построить на большие мощности. Поэтому ртутные выпрямители изготавливаются и применяются наравне с газотронами — каждый прибор в определённых подходящих именно для него условиях. Катодом в ртутном выпрямителе служит налитая в нижней части стеклянной колбы выпрямителя

ртуть. Разряд — дуговой в парах ртути с автоэлектронной эмиссией на катоде. Выпрямляющее действие ртутного выпрямителя основано на поддержании около катода постоянного маломощного разряда между последним и так называемым дежурным анодом и на образовании около поверхности ртути слоя паров ртути достаточной плотности для возникновения и поддержания разряда в тот период тока, когда ртутная поверхность является катодом. Ртутные выпрямители малой мощности изготавливаются в стеклянных колбах. Схема такого выпрямителя изображена на рис. 295. Рабочих анодов в каждом ртутном выпрямителе два или же число, кратное трём, смотря по тому, предназначен ли выпрямитель для двухполупериодного выпрямления однофазного переменного тока или для выпрямления трёхфазного тока. Аноды делаются железные или угольные. В течение каждого периода тока разряд постоянно перескакивает на тот анод, который имеет в данный момент наиболее высокий потенциал. Потенциал катода в каждый данный момент времени ниже потенциала действующего анода на величину падения напряжения в разряде (не более 20 вольт) и выше потенциала каждого из не действующих в данное время анодов. Каждый рабочий анод помещён в отдельном стеклянном рукаве так, чтобы на него не могли попасть капли ртути, разбрызгиваемые бегущим по поверхности ртути катодным пятном. Куполообразная часть колбы, имеющая большую поверхность, служит для усиленного охлаждения и конденсации паров ртути, постоянно образующихся в области катодного пятна. Оседая на внутренней поверхности купола, капельки ртути стекают вниз в резервуар со ртутью. Дежурные аноды поддерживают разряд при переходе напряжения в основной цепи через нуль. Первоначальное зажигание разряда производится путём разрыва ртути в боковой трубочке при наклонении колбы выпрямителя на бок и её возвращении в вертикальное положение. При большой мощности выпрямленного тока около анодов устраиваются сетки, ускоряющие деионизацию паров ртути. На очень большие мощности ртутные выпрямители изготавливаются в железных коробах. Разрез такого выпрямителя схематически показан на рис. 296. Охлаждение всего короба производится проточной водой. Аноды, числом до двадцати четырёх, помещаются в специальных металлических цилиндрах-манжетах, закрытых сетками. Температура анодов должна быть выше температуры окружающих частей выпрямителя, чтобы ртуть не конденсировалась на анодах и

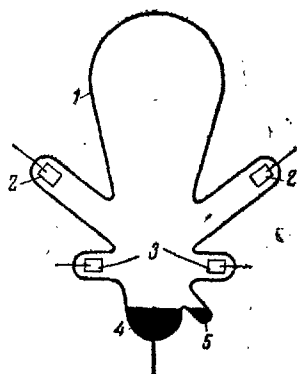


Рис. 295. Схема стеклянного ртутного выпрямителя. 1 — колба выпрямителя, 2 — рабочие аноды, 3 — дежурные аноды, 4 — ртутный катод, 5 — анод зажигания.

не понижала здесь работу выхода. Зажигание разряда производится при помощи специального анода, устроенного в виде подвижного штифта. Разряд перекидывается затем на дежурные аноды и на действующий в данное время анод. Для удаления газа, выделяющегося из нагретых частей металлического кожуха или просачивающегося из последний извне, в выпрямителях на очень большую мощность всё время производится откачка мощным насосом. В настоящее

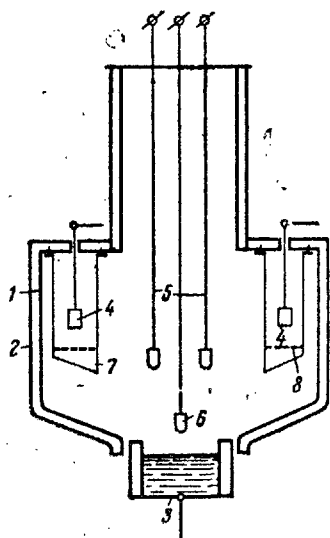


Рис. 296. Схема металлического ртутного выпрямителя. 1—железный, герметически уплотнённый короб выпрямителя, 2—рубашка водяного охлаждения, 3—ртутный катод, 4—рабочие аноды, 5—дежурные аноды (аноды возбуждения), 6—анод зажигания, 7—манжета, защищающая анод от оседания на нём ртути, 8—денонизационная сетка.

время ртутные выпрямители строятся на напряжение до 50 киловольт и на мощности до 5000 киловатт и больше. Чтобы сделать разряд более стабильным, а также чтобы уменьшить разбрызгивание ртути, катодное пятно на поверхности последней фиксируется при помощи металлического штифта или кольца, подведённого снизу к поверхности ртути и слегка выступающего над ней. Сетки в анодных манжетах выпрямителя, предназначенные первоначально для ускорения деионизации, могут служить и для управления разрядом подобно сетке тиратрона. Теоретические вопросы, связанные с работой ртутных выпрямителей, это—вопросы о зависимости обратных токов с анода в его нерабочий период и напряжения обратного зажигания от различных условий, в том числе от материала анодов, вопросы теплового баланса различных частей выпрямителя и вопрос о разрыве дуги при больших токах. По мнению некоторых исследователей, разрыв дуги, ограничивающий мощность, на которую удаётся построить выпрямитель, и приводящий к нежелательным последствиям в цепи—перенапряжения при резком разрыве последней—происходит из-за *полной ионизации* паров ртути (ионизация всех наличных атомов в данном элементе объёма).

Полная ионизация препятствует дальней-

шему развитию тока, которое требуется условиями внешней цепи, и ток прерывается.

Внешний вид стеклянного ртутного выпрямителя представлен на рис. 297.

Разрез одного из типов металлического ртутного выпрямителя дан на рис. 298.

Разновидность ртутных выпрямителей представляют собой «*игнитроны*». ([1904], стр. 333—343). В игнитроне зажигание дугового разряда производится при помощи специального электрода из плохо проводящего материала (карборунда, силита, карбида бора). Когда к этому электроду подведено напряжение, между ним и близко прилегающей к его поверхности частью ртутного мениска возникает сильное поле, приводящее к автоэлектронной эмиссии из поверхности ртути и к зажиганию разряда, перебрасывающегося затем на главный анод. Поэтому в игнитроне не требуется поддерживать разряд при помощи дежурных анодов.

Управление моментом зажигания и, следовательно, управление силой выпрямленного тока может быть достигнуто в игнитроне путём сдвига фазы напряжения, подведенного к зажигающему электроду. При применении нескольких игнитронов в схеме многофазного выпрямления устранена имеющаяся в ртутном выпрямителе возможность возникновения дуги между действующим и одним из недействующих в данный момент анодов, находящихся под большим отрицательным напряжением по отношению к действующему аноду. Схема игнитрона приведена на рис. 299. Изложенное выше объяснение процесса зажигания игнитрона принадлежит изобретателям игнитрона Слепяну и Людвигу [2000], но не является единственно предложенной теорией. Другие теории приписывают зажигание сильному нагреву в местах плохого контакта ртути с зажигающим, а также разрыву проводящих ртутных мостиков под действием сильного их нагревания [2001, 2002].

Другую разновидность газоразрядного дугового выпрямителя представляет собой *выпрямитель Маркса* ([1904], стр. 343—348), не нашедший, впрочем, ещё широкого применения. Необходимая для выпрямления асимметрия между электродами в дуговом выпрямителе Маркса достигается устройством дополнительных поджигающих электродов около катода и наличием непрерывной струи воздуха, не дающей возникать катодному пятну на втором электроде дуги в обратный полупериод напряжения.

§ 4. Газоразрядные приборы слабого тока. В технике слабых токов применяется ряд газоразрядных приборов, использующих тлео-

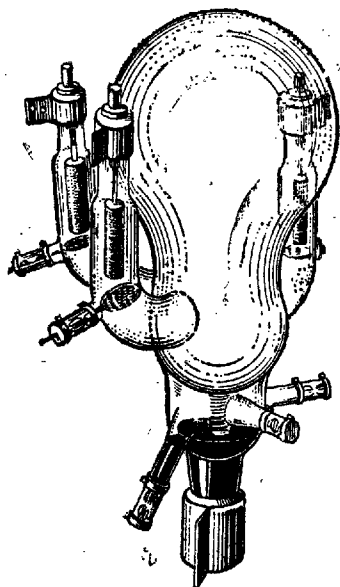


Рис. 297. Стекланный ртутный выпрямитель на 100 А, 220 В с сетками.

ший разряд. Кроме *тиратронов с холодным катодом*, существуют и *выпрямители тлеющего разряда*. В последних асимметрия электродов осуществлена путём большой разницы в размерах. Когда катодом служит электрод с большой площадью поверхности, тлеющий разряд нормальный и не покрывает всей поверхности катода; поэтому катодное падение и общее напряжение на трубке сравнительно малы и не

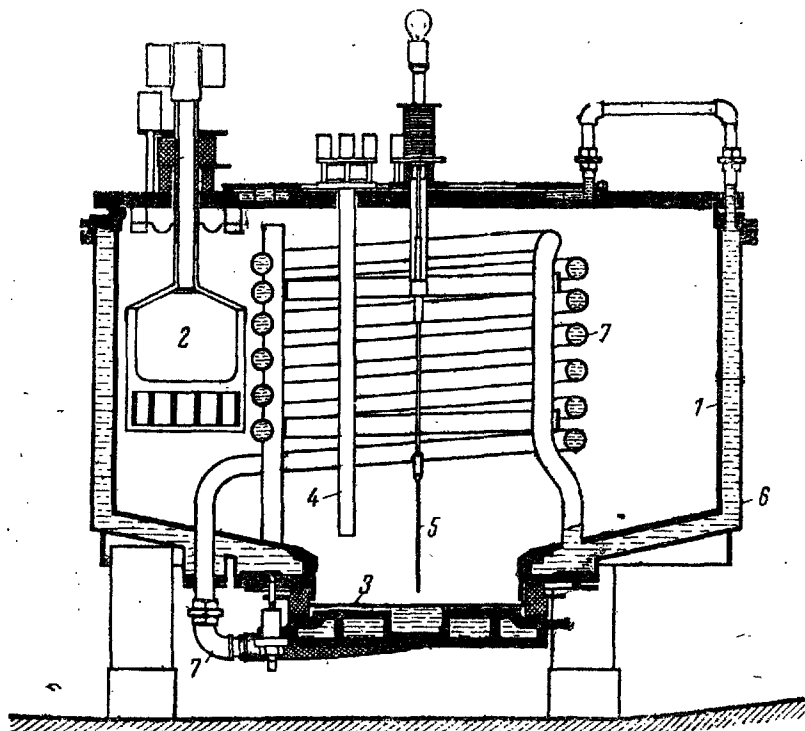


Рис. 298. Разрез металлического ртутного выпрямителя типа РВ-30 завода Электросила ([1904], стр. 248): 1 — вакуумный корпус, 2 — рабочий анод, 3 — ртутный катод, 4 — дежурный анод, 5 — анод зажигания, 6 и 7 — водяное охлаждение.

изменяются заметно при увеличении силы тока. В обратный полупериод тока, когда катодом служит электрод с очень небольшой поверхностью, тлеющий разряд должен быть сильно аномальный, катодное падение и общее напряжение между электродами велико уже при сравнительно малой силе тока. Поэтому в обратный период напряжения разряд или совсем не возникает или же сила тока достигает лишь небольшого значения даже в момент прохождения напряжения через максимум. Таким образом, сила тока в одном направлении во много

раз больше, чем в другом, и коэффициент выпрямления большой. То же свойство нормального тлеющего разряда — постоянное катодное падение — используется в так называемых «стабилизаторах напряжения» [2032, 2033]. Используемое напряжение ответвляется от катода и анода разрядного промежутка, в котором имеет место нор-

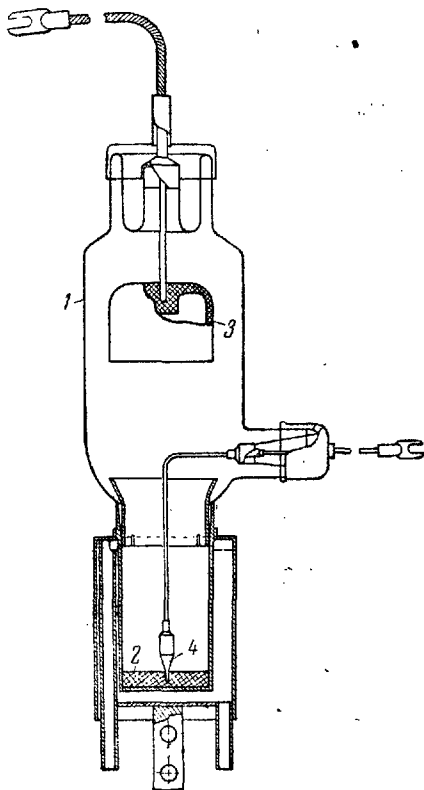


Рис. 299. Схема игнитрона (завода «Светлана»). 1 — внешняя стеклянная оболочка, 2 — ртутный катод, 3 — анод, 4 — зажигающий электрод.

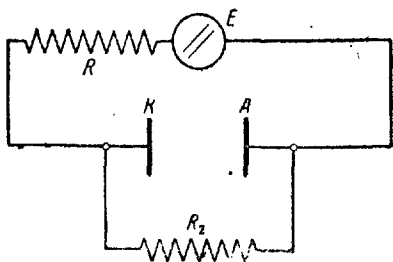


Рис. 300. Схема тлеющего стабилизатора напряжения. E — источник напряжения, K и A — катод и анод стабилизатора, R_2 — сопротивление цепи, в которой используется стабилизированное напряжение, R — сопротивление, регулирующее силу тока через стабилизатор.

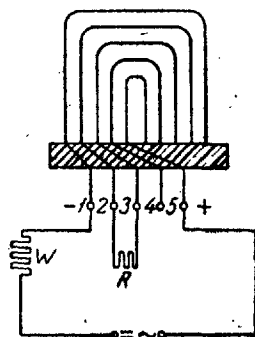


Рис. 301. Разрез электродов тлеющего стабилизатора напряжения. E — источник напряжения, W — сопротивление, регулирующее силу тока через стабилизатор, R — сопротивление цепи, к которой подведено стабилизированное напряжение, 1, 2, 3, 4, 5 — вводы стабилизатора.

мальный тлеющий разряд, согласно схеме рис. 300. Чтобы увеличить стабилизируемое напряжение, в одной и той же трубке последовательно помещается несколько разрядных промежутков. Так, например, электроды прибора представляют собой несколько концентрических цилиндров. Разрез такого стабилизатора представлен на рис. 301. Каждый из

цилиндров имеет свой отдельный ввод и за исключением крайних цилиндров служит одновременно анодом одного разрядного промежутка и катодом другого. Можно ответвлять напряжения, кратные нормальному катодному падению в каждом из разрядных промежутков. Ответвляемый ток должен быть много меньше, чем ток через стабилизатор. Постоянство ответвляемого напряжения при изменении нагрузки до максимально допустимой лежит в пределах приблизительно 1%. Неоновые стабилизаторы удаётся построить лишь в определённом диапазоне давлений. При низких давлениях (10 мм Hg и ниже) стабилизация исчезает. Это обстоятельство заставляет предположить, что в этих условиях закон постоянства катодного падения нарушается, и требует дополнительного исследования.

§ 5. Разрядники. Обширный класс газоразрядных приборов представляет собой многочисленные разновидности «разрядников». Назначение разрядника — пропускать ток лишь тогда, когда напряжение в цепи достигает определённого значения. Первое по времени применение разрядники нашли для предохранения приборов в цепи слабого тока (например, телеграфного аппарата) от случайных перенапряжений, вызванных грозовыми разрядами или аварией соседних линий высокого напряжения. Теперь разрядники различных типов являются необходимым звеном многих импульсных электрических схем. Главное требование, предъявляемое к большинству разрядников, — постоянство напряжения зажигания разряда как при неоднократном повторном использовании, так и при долговременном бездействии. Иногда предъявляются также требования определённого соотношения между напряжением зажигания U_z и напряжением горения U_r (возможно близкие значения U_z и U_r или, наоборот, возможно большая разница между ними). Существенен вопрос о силе тока, которую разрядник может выдержать при длительной нагрузке и при кратковременном импульсе. Особый тип представляют собой трёх-электродные разрядники «тригитроны». Третий электрод, помещаемый обычно в непосредственной близости от катода, служит для «поджигания» разряда между главными электродами. Тригитроны применяются в тех случаях, когда разряд в главной цепи с более высоким напряжением должен быть вызван токами более низкого напряжения в вспомогательной цепи, в которую включён поджигающий электрод.

Из других газоразрядных приборов упомянем лишь в порядке перечисления о ионизационных камерах, служащих для измерения интенсивности рентгеновых, γ -, α - и β -лучей, о счётчиках Гейгера [2003—2031], применяемых при исследовании радиоактивных явлений, ядерных реакций и космических лучей, обоснованных на законе Геля осциллографх и измерителях напряжения Герке [2034], о специальных типах усилителей тлеющего разряда ([4] том II, стр. 259—268).

§ 6. Фотоэлементы и электронные умножители [2053, 2035, 1918—1926, 2044]. Принципы действия вакуумных фотоэлементов

как с сенсibilизированными металлическими, так и со сложными катодами изложены в главе IV, газонаполненных фотоэлементов, использующих несамостоятельный разряд в газе для усиления фототока, — в главе XIII, электронных умножителей — в V главе. Наиболее ответственной частью фотоэлемента является катод. Развитие современных фотоэлементов прошло следующие этапы. В 1930—1932 годах наиболее чувствительными являлись катоды в виде слоя калия, нанесённого на осаждённый на стекло колбы слой серебра и сенсibilизированного водородом, кислородом или серой. В следующие годы калиевые катоды уступили место сложным серебряно-кислородно-цезиевым и серебряно-серно-цезиевым катодам, нанесённым либо на пластинку из серебра, либо на слой серебра, осаждённый на стекле. В настоящее время развивается производство сурьмяно-цезиевых фотоэлементов [380]. В газонаполненных элементах применяется тщательно очищенный аргон. Очень малых примесей посторонних газов, в том числе и азота, достаточно для того, чтобы их химическое воздействие на поверхность того или другого катода, особенно интенсивно имеющее место при газовом разряде, могло сильно изменить чувствительность фотоэлемента и приводить к крайне нежелательному непостоянству последнего. Анод фотоэлемента обычно имеет форму небольшого диска или кольчика, помещённого в центре колбы. Анод должен иметь небольшие размеры, чтобы не препятствовать попаданию пучка световых лучей на катод. Общий вид фотоэлемента дан на рис. 302.

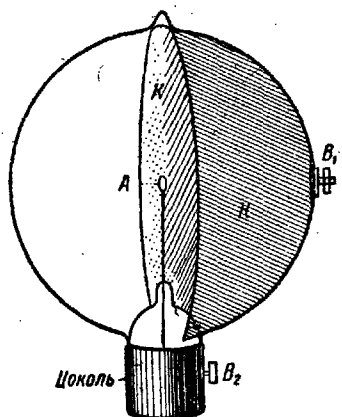


Рис. 302. Общий вид фотоэлемента с катодом, нанесённым на стекло колбы. А — анод в виде кольца или небольшого диска, К — катод на серебряной подложке, нанесённой на стекло колбы, В₁ — клемма с выводом катода, В₂ — клемма анода.

Основными типами *электронных умножителей* являются умножители с магнитным полем (Кубецкий) [445, 467], умножители с сеткой (Тимофеев) [424] и перфорированные умножители. В первом из этих типов слой эмитора (серебряно-кислородно-цезиевого или серно-медного) нанесён на внутреннюю стенку цилиндрической стеклянной трубки, как показано на рис. 303. Этот слой разделён на отдельные каскады чистыми промежутками на стекле. Напряжение на отдельных эмиторах U_1, U_2, U_3 и т. д. повышается от катода к аноду ступенями порядка 100 вольт. Магнитное поле, созданное постоянным магнитом перпендикулярное к плоскости чертежа рис. 303, заставляет большинство электронов; ускоряемых электрическим полем, искривлять свои пути и последовательно попадать с одного эмитора на другой (рис. 304).

Напряжённость магнитного поля должна быть выбрана соразмерно с расположением эмиторов. В электронных умножителях с сеткой отдельные каскады представляют собой последовательно расположенные наискось одна против другой пластинки, находящиеся при последовательно возрастающем напряжении U_1, U_2, U_3 . Между обоими рядами пластинок расположена сетка C (схематический рис. 305). На эту сетку

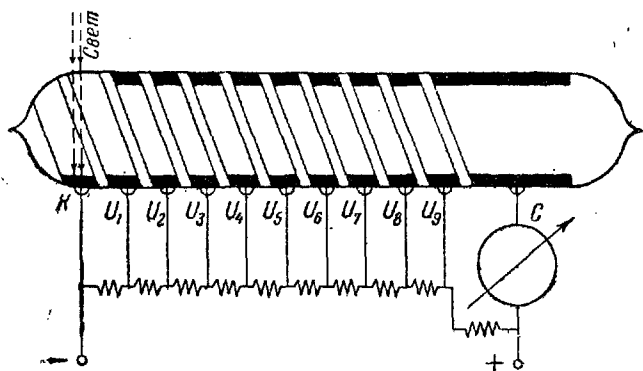


Рис. 303. Схема электронного умножителя инж. Кубецкого

наложить потенциал, равный потенциалу анода. Электроны направляются на каждый следующий эмитор в результате электрического поля, созданного напряжением, наложенным на каждый эмитор, на анод и на сетку. Исследование этого сложного поля производится на модели в электролитической ванне. Пути электронов строятся путём приближённого вычисления с применением в основном графического метода. В умножителях с перфорированными электродами эмиторы имеют форму жалюзи и расположены один за другим (рис. 306). Электроны, эмиттированные передней поверхностью каждого предшествующего эмитора-жалюзи, попадают под действие электрического поля на переднюю поверхность следующего.

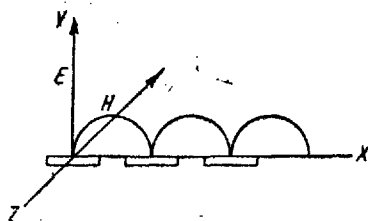


Рис. 304.

В другой конструкции жалюзи заменены сетками [2036]. В фотоэлементах и электронных умножителях должен быть возможно мал «темновой ток» — ток, который имеет место, если наложить на прибор напряжение, но не освещать катод. Темновой ток складывается из токов утечки по стеклянным стенкам прибора из возможного при сложных катодах тока термоэлектронной эмиссии с катода и из тока через остаточный газ в приборе или через имеющиеся в нём пары цезия. Особенно велики,

неприятны и непостоянны темновые токи в электронных умножителях. В этом случае причиной темнового тока является главным образом ток термоэлектронной эмиссии с катода или с первого эмитора, усиленный последующими каскадами умножителя. Как средство уменьшить эти токи рекомендуется охлаждение всей трубки или по крайней мере её катодной части холодильной смесью. Недостаток современных высокочувствительных фотоэлементов со сложными кислородно-цезиевыми катодами, особенно газонаполненных, это — большое непостоянство их чувствительности. Хорошим выходом из этого затруднения является переход на более постоянные и более чувствительные сурмяно-цезиевые катоды с отказом от усиления путём наполнения газом. Другой недостаток газонаполненных фотоэлементов — их большая инерционность, достигающая 10^{-4} сек и исключающая их применение в схемах высокой частоты.

На электронных, хотя и неэлектривакуумных явлениях основано действие фотоэлементов с запирающим слоем и фотоэлементов с внутренним фотоэффектом. Действие первых основано на фотогальваническом эффекте на границе металл—полупроводник; действие вторых — на изменении проводимости полупроводников при поглощении света. В отношении этих явлений отсылаем читателя к специальным статьям, обзорам и руководствам [1923—1925], а также [1919] и [309]. Практическое применение получили фотоэлементы с запирающим слоем на границе

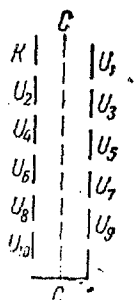


Рис. 305. Схема электронного умножителя проф. Тимофеева.

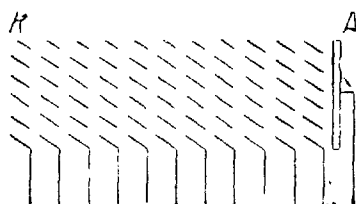


Рис. 306. Схема электронного умножителя с электродами в виде жалюзи.

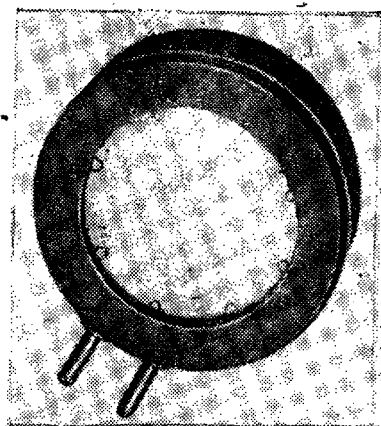


Рис. 307. Внешний вид селенового фотоэлемента с запирающим слоем.

медь—закись меди («купроксные») [2041—2043] или на границе селен—благородный металл [2040]. При изготовлении последних на круглую железную пластинку диаметром 2—3 см наносится

слой селена и подвергается термической обработке в вакууме. Затем путём катодного распыления на поверхность селена наносится тонкий, прозрачный для световых лучей слой золота, серебра или платины. Во избежание взаимодействия с воздухом весь фотоэлемент иногда заключается в вакуумную оболочку. Внешний вид селенового фотоэлемента представлен на рис. 307. Фотоэлементы с запирающим слоем работают без источника напряжения в цепи. Это является их достоинством. Недостаток — сравнительно малое внутреннее сопротивление фотоэлемента и малая э. д. с. в цепи. Это затрудняет применение фотоэлементов с запирающим слоем в сочетании с усилителем. Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом представляют собой сопротивление, изменяющееся под действием света. Целый ряд явлений накладывается в них друг на друга. В результате далеко не всегда получается линейная зависимость тока от освещённости катода. В литературе описано ([309], стр. 307 и 308) применение кислородно-серно-таллиевых фотоэлементов, чувствительных к инфракрасной радиации (таллофидные фотоэлементы) [2037—2039].

О фотоэлементах и электронных умножителях см. также [2045—2052].

§ 7. Электронно-лучевые трубки. Электронно-лучевые трубки отличаются не только многочисленными областями применений, но

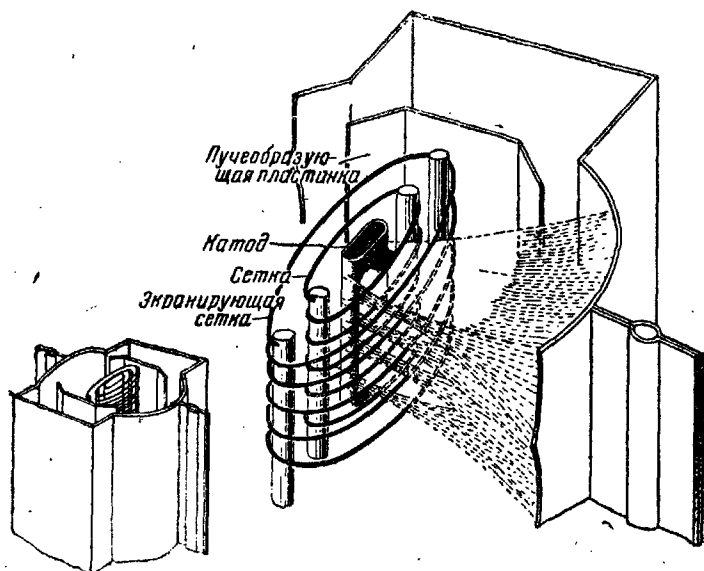


Рис. 308. Устройство лучевой электронной лампы 6-Л-6.

и большим разнообразием используемых в них электронных процессов. Мы имеем в различных их разновидностях дело с простран-

ственными зарядами, с действиями электрических и магнитных полей на движение заряженных частиц, с фотоэффектом, со вторичной эмиссией электронов, с катодолюминесценцией. С направленными в известной мере пучками электронов мы встречаемся уже в некоторых электронных лампах — специальных пентодах, — носящих название электронно-лучевых ламп (beam-tube) ([1903], стр. 259, рис. 308). Первыми по времени изготовления электронно-лучевыми трубками были так называемые трубки Брауна, положившие начало катодным осциллографам. Схема такой трубки осциллографа представлена на рис. 309. В катодном осциллографе [2054—2060] пучок быстро движущихся электронов — электронный луч — проходит последова-

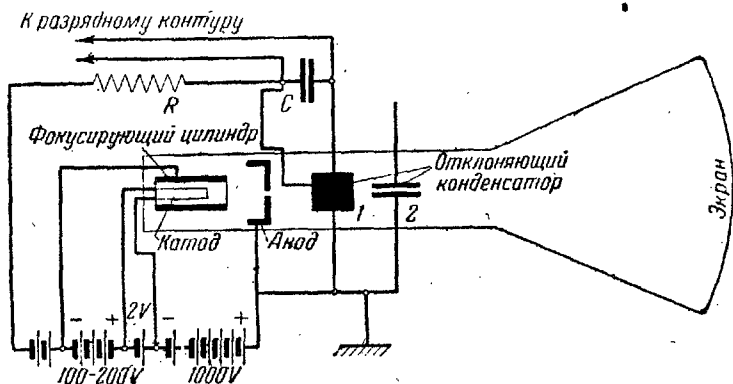


Рис. 309. Схема трубки катодного осциллографа с электрическим управлением.

тельно между пластинками двух плоских конденсаторов, расположенных под углом 90° один к другому. Пластины первого конденсатора осциллографа включены в электрическую схему параллельно конденсатору C . Ёмкость C заряжается через большое сопротивление R и затем после достижения определённой разницы потенциалов между её обкладками быстро разряжается, например при помощи тиратрона, и после этого снова начинает заряжаться. Световое пятнышко, образуемое электронным лучом на флюоресцирующем экране осциллографа, вычерчивает на этом экране прямую линию в течение того промежутка времени, пока ёмкость C заряжается и напряжение на первом конденсаторе трубки увеличивается и затем очень быстро возвращается обратно во время разрядки ёмкости C . Скорость передвижения пятнышка — скорость *развёртки* кривой на осциллографе — может быть изменена путем изменения сопротивления R . Исследуемое напряжение или напряжение, управляемое исследуемым процессом, накладывается на пластины второго конденсатора. В результате электронный луч вычерчивает на экране

осциллографа кривую протекания исследуемого процесса во времени. Благодаря большой скорости разрядки конденсатора C обратное движение светового пятнышка даёт на экране лишь еле заметную линию, легко отличимую от исследуемой кривой. В случае периодического процесса развёртку осциллографа синхронизируют с протеканием процесса, делая частоту развёртки равной частоте исследуемого процесса. В этом случае на экране получается стабильная кривая, легко поддающаяся непосредственному визуальному изучению или фотографированию. Применяя современные осциллографические трубки (Л-709, 908 и др.) и не слишком сложную радиоаппаратуру,

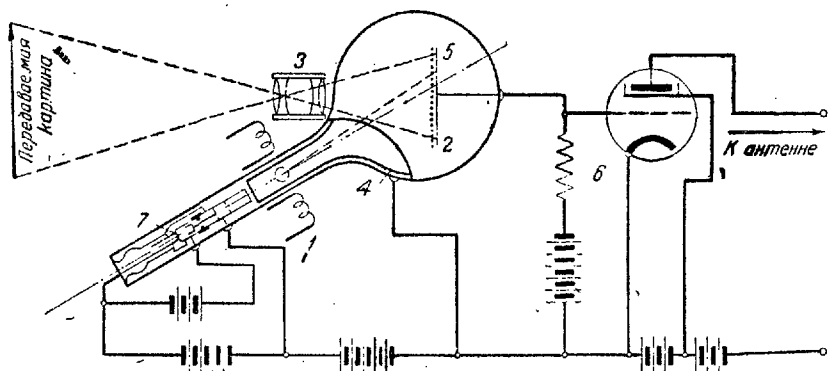


Рис. 310. Схема иконоскопа Зворыкина: 1 — катушки, создающие магнитное поле, управляющее движением электронного пучка, 2 — экран иконоскопа, 3 — объектив, дающий на экране 2 оптическое изображение передаваемой картины или сцены, 4 — анод, на который идут фотоэлектроны, эмиттируемые экраном 2, 5 — мгновенное направление электронного пучка, 6 — усилительная схема, 7 — электронная пушка.

нетрудно собрать осциллограф с полным временем развёртки 10^{-5} — 10^{-4} сек, позволяющий разделять один от другого процессы, протекающие периодически с интервалами 10^{-6} — 10^{-5} сек. Для исследования непериодических процессов строятся более сложные осциллографы, в которых электронный луч производит запись непосредственно на чувствительной фотоплёнке. В электрической схеме этих осциллографов предусмотрено автоматическое включение поля, вызывающего начало «развертки» в нужный момент, т. е. при самом начале непериодического процесса (*осциллографы со ждущей развёрткой*). Наиболее быстро работающие осциллографы позволяют различать на оси времени промежутки в 10^{-9} сек. Скорость записи, т. е. та скорость, с которой электронный луч скользит по плёнке, оставляя на ней достаточно отчётливый след, достигает при оптимальных условиях нескольких тысяч км/сек [2060]. Такими осциллографами производятся исследования процессов пробоя газоразрядного промежутка ([1663], стр. 33—39) ([1908], стр. 392—407).

Возможность управлять направлением электронного луча при помощи электрических, а также и магнитных полей и заставить этот луч описывать на экране любой наперёд заданный путь, притом без всякой инерции, привела к замене в приборах телевидения механического выделения отдельных элементов передаваемой картины при помощи диска Ниппольда¹⁾ закономерным пробеганием электронного пучка по всему экрану электронно-лучевой трубки отправительной станции *n* раз в секунду. Эта трубка носит название *иконоскопа*. Экран иконоскопа Зворыкина, схематически изображённого на рис. 310, представляет собой тонкую слюдяную пластинку [2061, 2062]. С одной стороны эта пластинка покрыта сплошным металлическим слоем, с другой — слоем цезия. Этот слой состоит из отдельных не соприкасающихся друг с другом зёрен размером меньших, чем поперечное сечение электронного пучка — рис. 311. Если на такой экран проектировать передаваемое изображение, то под действием фотоэффекта зёрна экрана заряжаются положительно. Величина заряда и разница потенциалов между данной ячейкой слоя цезия и слоем металла на обратной стороне экрана зависят от освещённости данного элемента экрана иконоскопа. Положительный заряд ячейки снимается при прохождении через неё электронного пучка *n* раз в секунду. Разряд конденсатора, образованного данной ячейкой и металлическим слоем, вызывает соответствующий импульс тока в соединённой с иконоскопом электрической схеме. Импульс усиливается, передаётся на приёмную станцию и здесь модулирует скорость электронов в пучке в приёмной электронно-лучевой трубке — *кинескопе*. Эта скорость в свою очередь определяет собой яркость свечения соответствующего элемента экрана кинескопа. В кинескопе электронный луч пробегает по экрану правильными параллельными друг другу рядами также *n* раз в секунду, синхронно с движением электронного луча на отправительной станции. Схема кинескопа Зворыкина показана на рис. 312, за исключением электромагнитов, управляющих движением луча по экрану. В кинескопе вторичная эмиссия способствует сведению на-нет отрицательного заряда, сообщаемого экрану электронами пучка и мешающего их попаданию на экран.

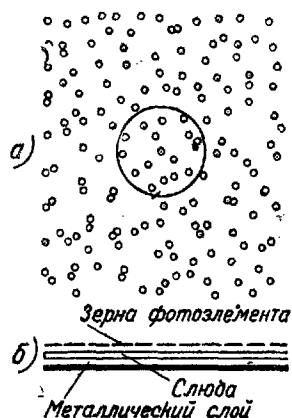


Рис. 311. Строение экрана иконоскопа Зворыкина:
а) — вид спереди,
б) — разрез.

¹⁾ Вращающийся диск со спиралеобразно расположенными отверстиями.

Существенным моментом в электронно-лучевых трубках является вопрос о фокусировке электронного пучка. Если возбуждать электронный луч не в высоком вакууме, а в газовой среде, то поля положительных ионов, образующихся при ионизации газа в пучке, удерживают электроны от разлетаия в стороны. Однако эта газо-

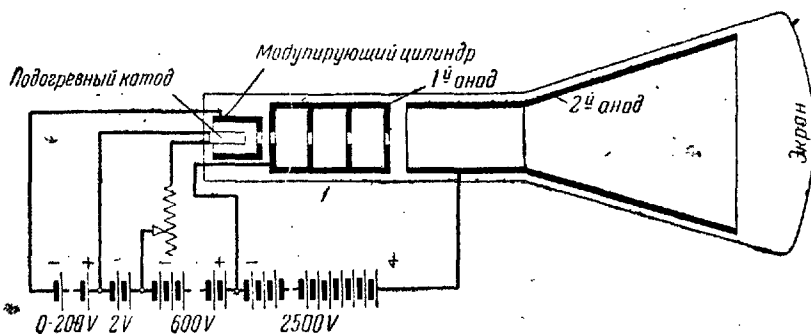


Рис. 312. Схема кинескопа Зворыкина.

вая фокусировка не всегда приемлема. Так, например, внутреннее сопротивление газонаполненного осциллографа может оказаться недостаточным для применения в некоторых схемах. Специальные методы фокусировки электронного пучка при помощи электрических

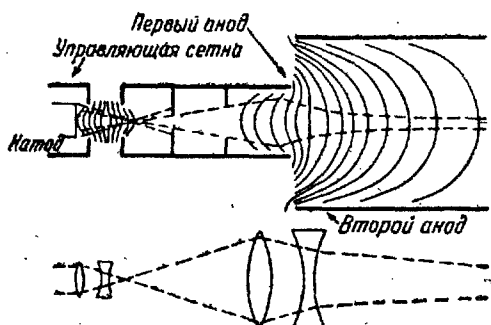


Рис. 313. Сопоставление путей электронов в электрических линзах с путями световых лучей через оптические линзы. Пунктир — крайние пути электронов или световых лучей. Сплошные кривые — эквипотенциальные поверхности.

и магнитных полей составляют предмет *электронной оптики*, имеющей много точек соприкосновения с обычной геометрической оптикой [1929—1932, 2058 2063—2076]. Электроды и катушки, фокусирующие электронные лучи, первые посредством электрических, а вторые посредством магнитных полей, получили по аналогии название *электрических и магнитных линз*. Роль показателя преломления в электронной оптике играет потенциал данной точки пространства. Пределы приме-

нимости законов и методов электронной оптики связаны с волновой природой электрона, так же как волновая природа света кладёт предел применению законов и расчётов обыкновенной геометрической оптики. На рис. 313 пути электронов при прохождении через

электрические линзы сопоставлены с путями световых лучей через оптические линзы.

Та часть электронно-лучевой трубки, которая служит для получения электронного луча, носит название «*электронной пушки*». Схемы простейших электронных пушек можно видеть на рис. 309, 310 и 312. Они состоят из эмиттирующего электроны катода, из ускоряющего их анода-диафрагмы и из фокусирующего цилиндра с отрицательным напряжением по отношению к катоду (цилиндр Венельта).

Возможность применения к движущимся электронам законов оптики, возможность изменять направление электронных лучей как при помощи отдельных линз, так и при помощи составленных из таких линз «*объективов*» и «*окуляров*» привели к осуществлению *электронных микроскопов* [2077—2097] (список литературы [2079]). В электронной оптике возможно создавать среды с любым показателем преломления, а также по произволу менять длину электронной волны, существенную для явлений дифракции. Поэтому оказалось, что электронная оптика приводит к гораздо более широким возможностям, чем геометрическая оптика видимого света. В то время как наиболее сильные оптические микроскопы допускают увеличения, немногим превосходящие несколько тысяч раз, в электронных микроскопах уже добиваются увеличений порядка ста тысяч раз. Размеры доступных изучению объектов оцениваются как десятикратные размеры обычных молекул. Электронный микроскоп становится неоценимым средством исследования в биологических науках. В этой области метод исследования при помощи электронного микроскопа — просвечивание исследуемого объекта электронными лучами, прошедшими через «конденсатор». В физике при изучении электронных явлений объектом, рассматриваемым через объектив электронного микроскопа, может служить эмиттирующий электроны катод или эмиттирующая вторичные электроны мишень, бомбардируемая первичными электронами.

Схема простейшего электронного микроскопа представлена на рис. 314.

Совершенно особый тип электронно-лучевых трубок представляют собой трубки, служащие для генерации электрических коле-

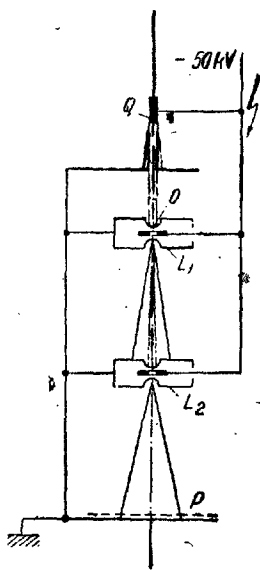


Рис. 314. Схема простейшего электронного микроскопа: Q — электронная пушка, O — просвечиваемый объект, L_1 и L_2 — магнитные линзы, представляющие собой «объектив» и проекционный «окуляр», P — флуоресцирующий экран.

баний очень короткой длины волны [2098—2119] — так называемые «клистроны». Когда электрон движется в задерживающем его электрическом поле, то он отдаёт освобождающуюся при торможении энергию в виде электромагнитного излучения. Таково, например, происхождение рентгеновского «белого» излучения на антикатоде. Если равномерный пучок электронов постоянной концентрации проходит вдоль силовой линии через переменное электрическое поле, торможение электронов имеет место в тех местах, где напряжённость поля

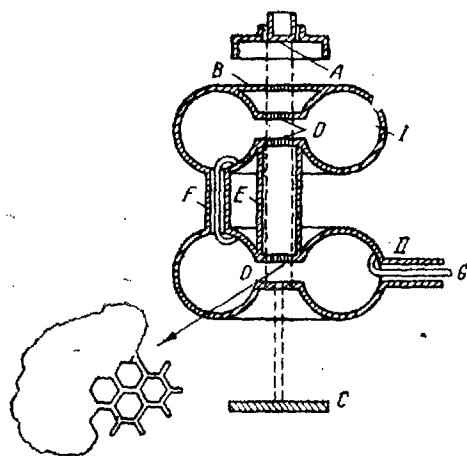


Рис. 315. Одна из схем клистрона ([1429], стр. 432): *A* — электронная пушка, *B* — ускоряющая электроны сетка; *I* — резонатор, при прохождении через который в равномерном пучке образуются сгустки электронов, *II* — резонатор (колебательный контур), отбирающий энергию электронов, *F* — обратная связь между резонаторами *I* и *II*, *G* — провод, служащий для вывода колебаний из резонатора *II* наружу. Труба *E* осуществляет механическое скрепление резонаторов *I* и *II*, *D* — сетки, *C* — электрод, улавливающий электроны, прошедшие через резонатор *II*.

пучок электронов предварительно через другую область переменного потенциала. Эта идея используется в клистроны и других приборах того же типа (монотроны и др.) в различных вариантах. Между теми контурами, в которых пучок генерирует колебания, и теми, которые управляют пучком, осуществляется обратная связь. Роль резонирующих колебательных контуров в клистроны играют окружённые металлическими стенками полости. Такие резонаторы называют *эндовибраторами*. В некоторых случаях применяется «отражение» пучка, достигаемое

(сила, действующая на единицу положительного заряда) направлена в данный момент времени вдоль по направлению движения электронов. Излучения электромагнитных волн пучком, однако, не происходит, так как на других элементах пути электронного пучка ускоряемые полем электроны не излучают, а поглощают энергию. Для того чтобы пучок электронов мог излучать за счёт торможения, надо нарушить равномерность пучка, создать в нём сгустки электронов. Эти сгустки должны быть так расположены в пространстве и времени, чтобы они проходили область переменного поля, например пространство между двумя сетками, как раз в тот момент, когда поле их тормозит, т. е. отбирает от них энергию. Такую переменную в пространстве и времени концентрацию электронов можно получить, пропустив

при помощи электрода с высоким отрицательным потенциалом. Такое отражение позволяет использовать одну и ту же область переменного поля и для модулирования плотности пучка электронов и для генерации колебаний в тормозящем поле. Первое происходит при движении пучка в одну сторону, второе — в обратную после отражения — отражательный клистрон [2104]. В настоящее время клистроны и подобные им электронно-лучевые трубки всё более и более находят применение в качестве источников ультракоротких волн. Одна из схем клистрона представлена на рис. 315.

§ 8. Использование дугового разряда как концентрированного источника тепла. Высокая температура положительного кратера дуги Петрова и ещё более высокая температура в шнуровом положительном столбе этой дуги дают возможность использовать электрическую дугу как источник очень высокой температуры. Возможность сблизить электроды дуги на очень малое расстояние позволяет сделать этот источник весьма концентрированным. Так именно и поступил французский химик Муассан, введя концы двух толстых цилиндрических углей электрической дуги в объём, ограниченный со всех сторон тугоплавкими плохо проводящими тепло стенками из известняка с примесью кремнезёма. В этой печи Муассану удалось открыть ряд новых химических реакций, а также впервые получить искусственный алмаз путём перекристаллизации графита. Более широкое применение тепловые свойства дуги Петрова получили при электрической резке и сварке металлов. Инициаторами такого применения и пионерами широкого внедрения этих новых методов в производство были в начале девяностых годов XIX века русские электрики: горный инженер Николай Гаврилович Славянов и инженер Николай Николаевич Бенардос [40, 41]. По методу Бенардоса электрическая дуга между угольным подвижным электродом и металлом нагревает место соединения двух металлических листов или пластин и производит их сварку. Этот же метод был применён Бенардосом и для резки металлических пластин или листов, для получения в них отверстий, а также для перевода одной модификации чугуна в другую и т. п. По методу Славянова вместо угольного электрода используется металлический стержень. Этот стержень плавится под действием дуги. Металл стекает в виде жидкой массы на обрабатываемый предмет, служащий вторым электродом, или же в специально подставленную форму. Способ Славянова является способом электрической пайки и электрической отливки металлических предметов и в своё время нашёл широкое применение при изготовлении небольших металлических изделий и при ремонте сломанных металлических частей (заливка трещин и пустот, наварка изношенных зубьев шестерни, покрытие одного металла слоем другого и т. д.). При обыкновенной отливке более или менее крупных металлических изделий Славянов предложил подогревать верхнюю часть отливаемого предмета электрической дугой во избежание прежде-

временного затвердевания верхнего слоя металла и образования в толще металла пустот. При таком подогревании газы имели возможность свободно выходить из металла, и отливка получалась доброкачественной. Методы разрезания металлов, их сварки и наварки, введенные Славяновым и Бенардосом, получили широкое распространение и развитие. В настоящее время в эти методы введен ряд усовершенствований. Дуга иногда возбуждается между двумя вспомогательными электродами (угольными или металлическими); применяется как постоянный ток (как у Славянова и Бенардоса), так и переменный. Сварочная дуга является короткой дугой. Вопросы теплообмена между её электродами, а также между последними и газом играют существенную роль для всего режима дуги. Образование капель жидкого металла, стекание их на свариваемый шов, разбрызгивание этих капель, нередко производимое ими замыкание разрядного промежутка нарушают постоянство режима дуги и существенны для практически важного процесса переноса материала и заливки шва. Большую роль в процессе сварки играет также влияние магнитного поля подводящих проводов на положение и режим дуги. (Разбор этих вопросов можно найти в [4], том II, стр. 314—326.) Расчёт теплового баланса отдельных частей дуги с целью выяснения условий, от которых зависит к. п. д. и экономическая эффективность электросварки, в литературе почти не отражён, в особенности по отношению к дугам при очень сильных токах. Между тем в настоящее время при электросварке применяются токи до 1000 А, и делаются попытки идти ещё дальше в этом направлении. Сварка иногда производится в атмосфере какого-либо инертного газа, защищающего металл от окисления, или в восстановительной атмосфере водорода. Применяется также струя атомного водорода, получаемая при обдувании водородом раскалённых электродов дуги, сделанных из вольфрама. Идея последнего метода — использование большого количества тепла, выделяющегося при превращении атомного водорода в молекулярный на поверхности свариваемого или расплавляемого металла, — принадлежит Ленгмюру.

§ 9. Газоразрядные источники света [1928]. Мысль о том, что при помощи открытой им электрической дуги «тёмный покой довольно ясно освещён быть может», была высказана ещё в 1803 году Василием Владимировичем Петровым. На реальную почву вопрос о применении дуги Петрова и вообще электрического тока для освещения стал только со времени изобретения и технического оформления механических генераторов тока. Но внедрению освещения «дуговыми фонарями» в практику мешало два обстоятельства. Во время горения дуги её угольные электроды укорачиваются, расстояние между ними увеличивается, электрический и световой режим дуги изменяется. Поэтому приходится постоянно *регулировать расстояние между уголями*. С этим недостатком давно уже пытались бороться при помощи автоматических электромагнитных регуляторов. Но

вплоть до конца семидесятых годов XIX столетия эти попытки успеха не имели: регуляторы работали недостаточно надёжно и требовали постоянного вмешательства руки человека. Вторым серьёзным недостатком являлось то обстоятельство, что от одного источника электрического тока можно было питать только один дуговой фонарь (только одну «горелку», как тогда выражались). Сила света каждой такой горелки была больше, чем требовалось для целого ряда осветительных целей. При параллельном включении в цепь горела только та дуга, напряжение горения которой было ниже, чем у остальных; при последовательном — работа одного регулятора мешала работе другого: одни угли сближались до соприкосновения, другие раздвигались так далеко, что дуга гасла. Обе эти задачи: о сохранении неизменного расстояния между концами углей дуги и о «дроблении» электрического света были блестяще разрешены талантливым русским электриком Павлом Николаевичем Яблочковым (1847—1894) [34, 35]. Первую, а в значительной мере и вторую задачу Яблочков решил при помощи знаменитой «свечи Яблочкова». В этой «горелке» (рис. 316) оба угля помещены параллельно. Пространство между ними заполнено тугоплавкой изолирующей массой, испаряющейся по мере сгорания углей. Длина дуги остаётся неизменной. Несколько дуг могут гореть последовательно в одной и той же цепи. Вторую задачу Яблочков решил двумя способами. Он предложил последовательное включение в цепь первичных обмоток нескольких катушек Румкорфа и питание такого же числа отдельных самостоятельных цепей тока от вторичных обмоток этих катушек с несколькими последовательно соединёнными «свечами» в каждой. Таким образом П. Н. Яблочкову принадлежит широко используемая теперь идея применения принципа трансформатора при распределении электрического тока. Второй способ предусматривал разветвление переменного тока при помощи конденсаторов. По способу Яблочкова в короткий срок был освещён ряд главных улиц в столицах европейских государств, а также магазины, театры, порт в Гавре и т. д.

«Русский свет», «Северный свет» одержал блестящую победу над освещением при помощи газовых горелок и всюду пользовался большой славой. Но, несмотря на блестящий успех в 1877—1879 годах, свеча Яблочкова была затем вытеснена лампой накаливания



Рис. 316. Свеча Яблочкова. C_1 и C_2 — два параллельно расположенных угля, A — изолирующая их друг от друга масса, испаряющаяся по мере укорочения углей. Дуга горит между верхними концами углей в парах испаряющегося вещества A .

[1927], не требовавшей замены сгоревших углей и поэтому более удобной в обращении. Кроме того, лампа накаливания допускала более мелкое «дробление» света. Там, где требовалась большая сила света, конкурентами свечи Яблочкова явились новые *дифференциальные регуляторы*, идея которых принадлежала другому крупному русскому электрику Владимиру Николаевичу Чиколеву и заключалась в основном в применении двух отдельных электромагнитов, из которых один отзывался только на колебания напряжения в питающей дуговой фонарь цепи, а другой — на изменение расстояния между углями. Чиколев, однако, не смог по ряду причин закрепить за собой первенство в этом важном изобретении, и дифференциальные регуляторы распространились под другими названиями, например, лампа Гефнер-Альтенека и др. При дальнейшем усовершенствовании лампы накаливания и дальнейшем увеличении даваемой ею силы света дуговые фонари всё более и более вытеснялись. В настоящее время электрическая дуга применяется как источник света ещё лишь в демонстрационных проекционных фонарях и отчасти в прожекторах; словом, там, где нужен источник небольших размеров и очень большой яркости.

Но и лампа накаливания имеет свои недостатки. При температуре излучения твёрдых тел значительная доля энергии излучается в инфракрасной и в ультрафиолетовой частях спектра. Отсюда — малая *светоотдача* всех ламп накаливания — малое число люменов светового потока, приходящихся на один ватт потребляемой мощности электрического тока. При той температуре, при которой положение максимума излучения чёрного тела в спектре совпадает с максимумом чувствительности нормального человеческого глаза (около 5000°K , $\lambda_{\text{max}} = 5500 \text{ \AA}$) к. п. д. светового излучения чёрного тела наибольший, но и в этих условиях он равен всего 14% (светоотдача $621 \cdot 0,14 = 87$ люменов на ватт). Вдобавок такие твёрдые тела, которые не плавятся бы при температуре 5000°K и из которых в то же время можно было бы создавать долговечное тело накала в виде нити, не известны. Так как температура нити лампы накаливания много ниже 5000°K , то к. п. д. лампы всего $2 - 3\%$, а цветность излучения лампы накаливания сильно отличается от цветности дневного света. Последнее обстоятельство приводит к невозможности правильно распознавать при искусственном освещении лампами накаливания не только самые тонкие оттенки цвета красок или тканей, но и более грубые. Поэтому техническая мысль уже давно работала над использованием селективного излучения газового разряда для целей общего и специального освещения. Задача о «белом» источнике света впервые была решена изобретением *трубок Мура*.

Эти трубки Мур начал строить с 1904 г., наполняя их азотом (золотисто-жёлтое свечение) или углекислотой (трубки дневного света) до давления $0,5 \text{ мм Hg}$ и пользуясь железными или графитовыми электродами. Данные азотных муровских ламп: при диаметре

трубки в 4 мм сила разрядного тока 0,3 А, плотность тока 0,025 А/см², сила света около 90 свечей на 1 м длины трубки, светоотдача очень мала — всего около 2 люменов на 1 W.

В трубках Мура используется свечение положительного столба тлеющего разряда. Для борьбы с жестчением газа запас последнего в трубке постоянно автоматически возобновляется. Время бесперебойного действия трубок Мура порядка 8000—10 000 час. Дальше начинают сказываться нежелательные примеси, проникающие в трубку и «жестящиеся» медленнее, чем основной газ; в случае атмосферного азота такой примесью является аргон. До последнего времени удержалось применение лишь трубок Мура с углекислотой в качестве искусственного источника белого света, позволяющего правильно различать и оценивать цвета предметов, что существенно, например, в текстильном деле. Теперь и в этой специальной области на смену трубкам Мура пришли люминесцентные лампы дневного света.

В настоящее время наибольшей светоотдачей среди газоразрядных источников света обладают *натриевые лампы*, использующие низковольтную дугу переменного тока в неоне или гелии, содержащих пары натрия — рис. 317 [2124—2126, 2123].

При соответствующих условиях дугового разряда в парах натрия 80% всей излучаемой энергии приходится на двойную резонансную линию натрия 5890 и 5896 Å. При лабораторных опытах достигнута светоотдача 370 люмен/ватт при силе тока 0,1 А и при учёте затраты энергии в одном лишь положительном столбе разряда. Однако, используя трубку при таком режиме, приходится затрачивать большое количество дополнительной энергии на разогревание стенок трубки для достижения оптимального давления паров натрия. Увеличение силы тока для разогревания лампы снижает светоотдачу. Разработанные и применяемые на практике в настоящее время типы натриевых ламп имеют светоотдачу до 60 люмен/ватт. Эта цифра может быть ещё повышена соответствующим утеплением лампы (сложная оболочка, сложный дюаровский сосуд).

Лабораторные образцы натриевых ламп с гелиевым наполнением, разработанные в СССР

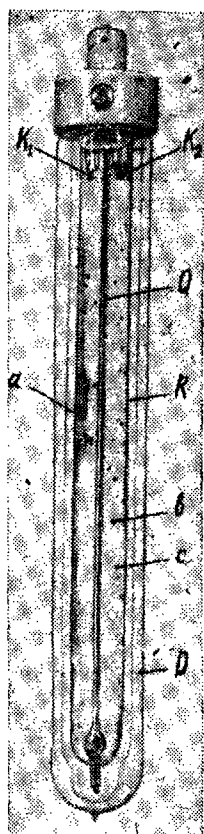


Рис. 317. Общий вид одного из типов натриевой лампы. K_1 и K_2 — оксидные катоды, R — трубка из специального сорта устойчивого к воздействию паров натрия стекла, Q — стеклянная перегородка, разделяющая трубку R на две части, D — сосуд Дюара, служащий для тепловой изоляции лампы, a , b , c — налёт и капельки металлического Na внутри трубки R .

в ВЭИ Б. Н. Клярфельдом [1377], имеют светоотдачу до 120 люменов на ватт. Затруднение представляет сильная изнашиваемость оксидных катодов при разряде в гелии.

Однако вследствие жёлтого монохроматического излучения, совершенно исключающего возможность различать цвета, натриевые лампы непригодны для общего освещения. Они находят применение в тех случаях, когда требуется лишь сравнительно слабое освещение. При их помощи оказывается экономически выгодным заменить неудобные автомобильные фары общим освещением автострад. Монохроматичность излучения в данном случае полезна, так как устраняет хроматическую абберацию глаза и тем увеличивает отчётливую видимость предметов, находящихся на дороге [2120].

При изготовлении натриевых ламп очень существенным является вопрос о взаимодействии паров натрия со стеклом, вследствие которого все обычные сорта стёкол очень быстро темнеют. Задача решается путём применения специальных стёкол, почти не содержащих кремния, или путём покрытия внутренней поверхности стеклянных трубок веществом, не реагирующим с натрием, например, тонким слоем буры [2121—2124].

Некоторое время большие надежды в деле создания источника света большой экономичности и хорошей цветности возлагались на *аргоно-ртутные трубки интенсивного горения*, использующие отпущенный дуговой разряд в парах ртути при давлении порядка атмосферного с «самокалящимися» катодами без всякого постороннего подогревания, кроме нагрева самим разрядом, а затем на ртутные лампы сверхвысокого давления. Светоотдача этих ламп возрастает с увеличением давления, доходя в ртутных лампах высокого давления до 40 люменов на ватт, а в некоторых типах ртутных ламп сверхвысокого давления до 60 люменов на ватт. Однако, хотя цветность радиации, излучаемой парами ртути при высоком давлении, и приближается к белому цвету, цветопередача при освещении этими лампами ещё очень далека от совершенства, так как в спектре их нет красных и некоторых других лучей достаточной интенсивности, зато налицо большой избыток зелёного и фиолетового излучения. Особенно сильно мешает общему освещению при помощи ртутных ламп искажение цветности человеческого лица. Применение ртутных ламп в комбинации с неоновыми лампами и с лампами накаливания не решает вопроса, так как общая светоотдача комбинированного источника сильно снижается, а цветопередача всё ещё недостаточно хороша. Поэтому ртутные лампы находят применение лишь для специальных целей.

Таковы аргоно-ртутные лампы интенсивного горения мощностью от 250 до 1000 ватт, изготавливаемые в кварцевых трубках и применяемые в медицине для облучения больных ультрафиолетовой радиацией. Благодаря высокому давлению паров ртути (порядка атмосферного) эти лампы излучают главным образом нерезонансные

линии HgI , лежащие в ближней полезной для лечебных целей области ультрафиолетового спектра. Диаметр трубки около 12 мм, расстояние между электродами — около 200 мм. Наличие падающей вольтамперной характеристики требует включения определённого сопротивления в цепь лампы. При обычном питании переменным током этим сопротивлением может служить индуктивное сопротивление дросселя. В таком случае балластное сопротивление лишь немного повышает расходуемую в цепи мощность и поэтому отзывается на общей светоотдаче лампы лишь незначительно. Подобные же лампы в стеклянных трубках — лампы «Игар» — применяются для целей светокопировки. Стеклянные стенки ламп «Игар» делаются двойными и из пространства между ними воздух откачивается. Такая «вакуумная рубашка» устраивается для улучшения теплового баланса лампы и для достижения той же температуры стенок и, следовательно, того же давления ртутных паров при меньшей силе тока и в более короткое время. «Время разгорания» ртутно-кварцевых медицинских ламп и ламп «Игар» порядка десятка минут. После прекращения разряда ртутные лампы высокого давления не могут быть вновь зажжены от сетевого напряжения, пока давление ртути не понизится при охлаждении стеклянных стенок лампы настолько, что напряжение зажигания разряда не станет ниже напряжения цепи, питающей лампу. Кроме паров ртути, лампы «Игар» содержат аргон при давлении 10 мм, так как одни насыщенные при комнатной температуре пары ртути (давление около 0,002 мм Hg) потребовали бы очень высокого напряжения зажигания. Тотчас же после зажигания дугового разряда напряжение на лампе всего около 20 вольт, сила тока 5—7 ампер. Остальное напряжение сети приходится на балластное сопротивление. По мере «разгорания лампы», т. е. по мере повышения давления ртутных паров, напряжение на лампе растёт, а сила тока уменьшается. Рабочее давление паров ртути, определяющее собой весь режим лампы, ограничивается дозировкой ртути, т. е. введением в лампу определённого количества ртути. Дозировка производится путём перегонки в горящую лампу ртути из бокового отростка и прекращается в момент достижения опреде-

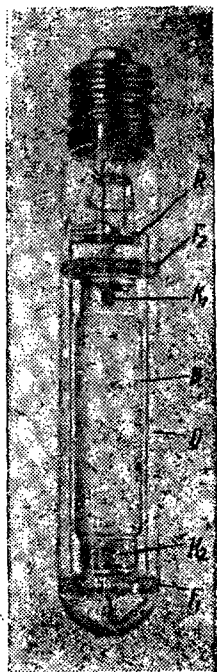


Рис. 318. Общий вид лампы «Игар»: K_1 и K_2 — оксидные катоды. B — разрядная трубка лампы, O — внешняя оболочка «вакуумной рубашки», F_1 и F_2 — пружины, поддерживающие положение трубки B внутри оболочки O , R — сопротивление, через которое напряжение подводится к специальному зажигающему электроду.

лённого напряжения на лампе, проверяемого по вольтметру [2125, 2127—2130]. Общий вид лампы «Игар» представлен на рис. 318.

В *ртутных лампах сверхвысокого давления — лампах СВД* [2131—2143] — очень большая яркость свечения отштнурованного тонкого столбика плазмы используется как источник света в проекционных аппаратах в кинотехнике, а также в различного рода специальных фарах и прожекторах. По происходящим в них процессам между лампами высокого и сверхвысокого давления принципиальной разницы нет. Но в последних давление ртутных паров много выше, чем в первых. В связи с этим в лампах СВД в более сильной сте-

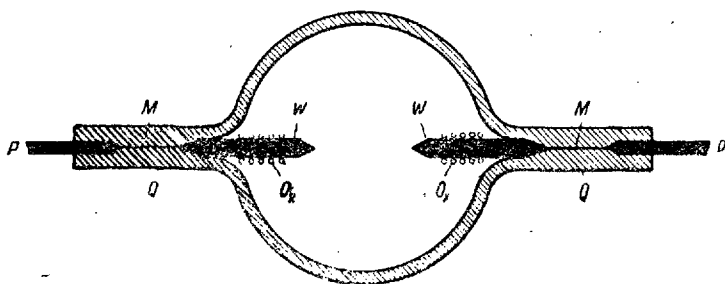


Рис. 319. Разрез шаровой лампы СВД: W — вольфрамовые электроды, O_1 — покрытые оксидным слоем спиральки из тонкой вольфрамовой проволоки, обвитые вокруг электрода W . Разряд возникает (на переменном токе) между оксидными спиральками и затем перескакивает на заостренные конусом концы электродов W . Этим избегается расхождение оксида во время горения лампы. M — плотно впаянная в кварц Q молибденовая тонкая фольга, P — провода, подводящие ток.

пени сказывается контрагирование разряда в узенький столбик плазмы. Температура паров ртути в этом столбике выше, яркость свечения больше. Весь режим газа в столбике ближе к условиям изотермической плазмы.

Ввиду высокой температуры стенок лампы СВД колбочки этих ламп делают из плавленого кварца. Лампы СВД изготавливаются двух типов: с воздушным охлаждением и с охлаждением проточной водой. В первом типе при мощностях в 80 и в 125 ватт колбы ламп имеют цилиндрическую форму с внутренним диаметром 5—6 мм. Давление паров ртути при рабочем режиме от 15 до 25 атмосфер. На мощностях 250, 500 и 1000 ватт этот тип ламп изготавливается в колбочках, имеющих форму шара с соответствующим диаметром. Расстояние между электродами в шаровых лампах на 1000 ватт доходит до 8 мм. Шаровая лампа СВД представлена в разрезе на рис. 319 [2135—2139]. Кварцевые колбочки ламп с водяным охлаждением представляют собой толстостенные капиллярные трубочки вну-

тренного диаметра от 1,0 до 2,0 мм. Давление паров ртути в рабочем режиме капиллярных ламп СВД порядка 100 атм. Разрез капиллярной лампы СВД вместе с трубкой водяного охлаждения представлен на рис. 320.

Прочность стенок на разрыв, имеющая очень существенное значение из-за высокого давления паров ртути в лампах СВД, обуславливается величиной отношения внешнего диаметра шара или цилиндрического капилляра к внутреннему его диаметру и поэтому всегда может быть сделана достаточно большой. Дозировка ртути в лампах сверхвысокого давления представляет некоторые затруднения. Отпайку добавочной ампулки, из которой перегоняется

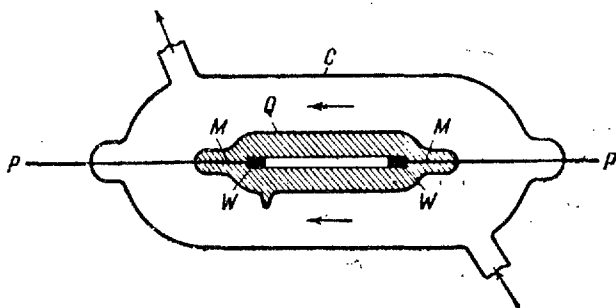


Рис. 320. Разрез капиллярной лампы СВД. *W* — вольфрамовые электроды, *Q* — кварцевый капилляр, *M* — тонкая молибденовая фольга, плотно впаянная в кварц, *P* — провода, подводящие ток, *C* — стеклянная трубка с точной водой.

ртуть, нельзя производить во время горения лампы из-за того, что давление в последней выше атмосферного. Поэтому приходится либо весьма быстро охлаждать лампу, не давая ртути возможности в заметном количестве проникнуть в лампу дополнительно или выйти из неё (узкий капилляр для перегонки), либо необходимо заранее вводить в лампу определённое количество ртути, либо подбирать тепловой режим лампы во время горения так, чтобы избыточная капелька жидкой ртути имела нужную температуру. Соотношение между температурой жидкой ртути и давлением её паров приведено в приложении. При давлениях вплоть до 200 атмосфер температура наиболее холодного участка кварцевой стенки всё ещё значительно ниже температуры плавления кварца 1400° К. Однако опасность разрыва оболочки лампы при перегреве обуславливается не температурой плавления кварца, а тем, что в интервале температур 1100—1200° происходит превращение аморфного (плавленного) кварца в кристаллический — так называемое «зарухание кварца». В настоящее время техника изготовления ламп сверхвысокого давления, в особенности шарового их типа, успешно справляется с эти-

которая бесполезно выделяется в капиллярной лампе СВД в виде тепла и в виде инфракрасного излучения. Поэтому капиллярная лампа СВД является *холодным* источником света по сравнению с лампой накаливания той же мощности, в то же время превосходит последнюю в отношении светоотдачи в 3—5 раз. О газосветных лампах различных типов см. также [2144—2163]. О высокочастотных лампах [2166]. О попытках создать белые лампы [2164, 2165].

Задача создания источника света со значительно большей светоотдачей, чем лампа накаливания, и с лучшей цветностью в настоящее время решена путём одновременного использования газового разряда и явления люминесценции твёрдых тел под действием ультрафиолетовой радиации. Было бы мыслимо окружить шарообразную кварцевую лампу СВД стеклянной колбой большего диаметра с нанесением на внутреннюю поверхность последней люминесцирующих веществ — люминофоров. Но неизбежная сравнительно высокая температура внешней колбы вредно отзывается на люминофорах. Немаловажную роль играет также сравнительно короткий срок службы лампы СВД.

Поэтому в новых *люминесцентных лампах* для возбуждения люминофоров используется излучение разряда в парах ртути низкого давления, богатое резонансными линиями $2537 \text{ \AA}$ и $1849 \text{ \AA}$ [2167—2201]. Сравнительно небольшое выделение тепла в таком разряде позволило наносить люминофоры непосредственно на внутреннюю поверхность той же трубки, в которой происходит разряд. Тип разряда — низковольтная дуга в аргоне (давление около 4 мм Hg), содержащем пары ртути. Опыт показал, что наибольший выход излучения получается при давлении паров ртути, соответствующем температуре жидкой ртути $40\text{—}45^\circ \text{C}$, и сравнительно мало зависит от силы разрядного тока. Эта цифра определяет собой подбор размера трубок и режима разряда. Для увеличения мощности увеличивают длину и диаметр трубок.

Малая яркость свечения люминесцентных ламп устраняет вредное действие света, падающего непосредственно из источников света в человеческий глаз — так называемую блёсткость. Малая блёсткость является достоинством источника света для общего освещения. Необычная длинная форма люминесцентных ламп не позволяет использовать привычную арматуру и ставит перед соответствующей областью светотехники новые задачи. Однако решение этих задач не представляет собой непреодолимых трудностей. Процессы поглощения ультрафиолетовой радиации люминофором и излучения последним видимого света значительно повышают светоотдачу люминесцентных ламп по сравнению со светоотдачей ртутного разряда и доводят светоотдачу до $50 \frac{\text{Lum}}{\text{W}}$ непосредственно после изготовления лампы и $45 \frac{\text{Lum}}{\text{W}}$ после первых ста часов горения. Дальше светоотдача

падает лишь медленно. Электроды люминесцентной лампы представляют собой вольфрамовые спиральки, покрытые оксидной массой. Чтобы не подвергать оксидный слой чрезмерному нагреванию в ту часть периода, когда данный электрод служит анодом, оксидные электроды снабжены специальными вольфрамовыми «усиками», на которые идёт значительная доля анодного тока. В период зажигания лампы спиральки электродов включены в цепь последовательно с соответствующим сопротивлением и доводятся до температуры, нужной для достаточной термоэлектронной эмиссии, после чего автоматически выключаются. Напряжение цепи в этот момент ложится на электроды, разряд зажигается и в дальнейшем поддерживает необходимую температуру электродов. В тех случаях, когда уменьшение светоотдачи лампы с течением времени настолько незначительно, что с ним можно не считаться, срок службы лампы определяется выходом из строя какого-либо одного из электродов. Лампа начинает мигать — разряд происходит только в течение одного полупериода. В настоящее время в Америке срок службы люминесцентных ламп доведён до двух с половиной тысяч часов.

Наиболее ответственной частью люминесцентной лампы является слой люминофора. Мы не имеем здесь возможности останавливаться на теории происходящих в люминофорах явлений фосфоресценции, тем более что существующие попытки объяснения этих явлений во всех их частностях ещё очень далеки от завершения. Коэффициент полезного действия люминофоров, их квантовая отдача — отношение числа излучаемых квантов к числу поглощённых — в очень значительной степени зависят от чистоты материалов, употребляемых при химическом изготовлении люминофора. Степень чистоты: «*чистый для фосфоресценции*», является более высокой, чем степень «*чистый для анализа*» или «*химически чистый*». Однако в литературе нет точных указаний, какие именно примеси и в каком количестве вредны для оптимального использования люминофоров. Увеличение светоотдачи при помощи люминофоров сильно зависит от толщины и строения их слоя, нанесённого на стеклянную стенку. Каждый люминофор имеет под действием радиации данного состава свой характерный спектр излучения. Путём смешения различных люминофоров возможно изготовление люминесцентных ламп всевозможных цветов. Цветные лампы применяются для декоративных целей. Для общего освещения изготавливаются белые лампы различных оттенков: *лампы белого света* — цветность их соответствует цветности излучения чёрного тела при температуре 3500°K , *лампы мягкого белого света* с приятным розоватым оттенком и, наконец, «*лампы дневного света*», имитирующие рассеянный дневной свет. Последние обладают наиболее правильной цветопередачей. При изготовлении этих типов ламп применяются смеси трёх люминофоров в различных пропорциях: цинк — бериллиевый силикат, активированный марганцем (жёлто-оранжевый цвет излучения), борат кадмия, активированный марганцем.

ганцем (розовый цвет) и магния вольфрамата (без активатора синий цвет).

Не полностью ещё разрешённые вопросы исследовательского характера, связанные с люминесцентными лампами, помимо самой теории фосфоресценции: а) роль резонансного излучения HgI с длиной волны $1849 \text{ \AA}$ (а возможно, и более коротковолновых резонансных линий ртути) в возбуждении соответствующих люминофоров, б) причины понижения светотдачи ламп с течением времени, в) влияние на светотдачу, оказываемое посторонними примесями к аргону и ртути. Открытым остаётся также вопрос о возможности использования разряда в том или ином из числа благородных газов вместо паров ртути при соответствующем подборе люминофоров.

Наибольшей светотдачей (до $70 \frac{\text{Lum}}{\text{W}}$) обладают зелёные люминесцентные лампы, в которых люминофором служит виллемит (сернистый цинк), активированный медью. О размерах и об электрических параметрах люминесцентных ламп можно судить по данным таблицы 51, относящейся к американским стандартным лампам.

Если применение газового разряда для целей общего освещения получило широкое распространение только за последние годы¹⁾, то применение свечения разряда для различных специальных целей практиковалось уже сравнительно давно. При этом использовалось как свечение положительного столба, так и свечение катодных частей тлеющего разряда. К таким «лампам катодного свечения» относятся так называемые *сигнальные неоновые лампы*. Эти лампы имеют два электрода, помещённые на расстоянии нескольких миллиметров один от другого, и наполняются неоном до давления в 1—2 десятка *мм* Hg . Произведение из давления на расстояние между электродами соответствует минимуму потенциала зажигания неона. Огрицательное свечение облегает катод в виде несколько размытой жёлто-оранжевой плёнки. При применении лампы в сети переменного тока роль катода и анода меняется при каждой перемене направления тока, и оба электрода кажутся одновременно покрытыми свечением, так как световое впечатление в глазу сохраняется в течение времени погасания разряда. Вставляя в цепь лампы соответствующее сопротивление, можно регулировать силу тока и иметь, таким образом, источник света, потребляющий очень мало энергии. Применение такие источники находят в качестве ламп, сигнализирующих наличие напряжения в цепи.

Для напряжений порядка 100—250 V лампы накаливания, потребляющие менее 15 W, не изготавлиются (предел даётся диаметром вольфрамовой проволоки), а сигнальные неоновые лампы берут 5 W и менее в зависимости от размера электродов и поэтому более

¹⁾ В течение 1941 года в Америке изготовлено несколько десятков миллионов люминесцентных ламп.

экономичны. Специфическая окраска свечения неоновой лампы также существенна для сигнальной лампы.

Для понижения потенциала зажигания сигнальной неоновой лампы к наполняющему её неону прибавляют небольшое количество аргона (0,5—1%).

Таблица 51

Типы американских стандартных люминесцентных ламп

А. Размеры и электрические данные

Мощность W	Ø дюймов	Длина мм	Напряж. на лампе V	Сила тока A	Напряжение V
15	1	381	56	0,30	110—120
15	1,5	457	48	0,33	110—120
20	1,5	609	62	0,35	110—120
30	1,0	914	103	0,34	220
40	1,5	1 219	108	0,41	220
100	2 1/8	1 520	72	1,45	220

Б. Лампы выпускаются следующих цветов:

Цвет	Люминофоры	Мощность в ват- тах
Дневного света	(ZnBe) SiO ₃ MgWO ₄ Борат кадмия	15, 20, 30, 40, 100
Белого света	(ZnBe) SiO ₃ MgWO ₄ Борат кадмия	15, 20, 30, 40, 100
Мягкого белого света	(ZnBe) SiO ₃ MgWO ₄ Борат кадмия	15, 20, 30, 40
Голубая	CaWO ₄	15, 20, 30
Зелёная	ZnSiO ₃	15, 20, 30
Розовая	Борат кадмия	15, 20, 30
Жёлтая	(ZnBe) SiO ₃ { с фильт-	15, 20, 30
Красная	Борат кадмия { рами	15, 20, 30

Для пользования сигнальной неоновой лампой в сети с напряжением в 110—120 V одного прибавления аргона недостаточно. Здесь приходится идти по линии понижения потенциала зажигания

разряда, покрывая электроды слоем бария путём термического разложения нанесённого на электрод тонкого слоя азидов бария. Сигнальные лампы на более низкие напряжения — вплоть до 40 вольт — изготовляют, применяя специальные цезиевые катоды, в которых цезий перегоняется на предварительно окислённую поверхность никелевого катода. Для достижения требуемого низкого напряжения зажигания и для сохранения постоянства этого напряжения во времени требуется тщательное соблюдение определённых режимов окисления никелевого катода и перегонки цезия.

Сигнальные лампы других цветов могут быть получены применением вместо неона гелия и аргона или аргона, содержащего пары металла (например, ртути), а также путём использования люминофоров.

Лампы для телевидения также представляют собой лампы, использующие отрицательное свечение. Катод сделан в виде прямоугольной плоской пластинки.

При использовании лампы в телевизионном аппарате в глаз попадает в течение малой части секунды ($\frac{1}{600}$) свет лишь от небольшого элемента катода. Эти элементы сменяются один за другим. В результате наблюдателю кажется, что он одновременно видит все части светящейся катодной пластинки. Яркость свечения катода зависит от силы тока, проходящего через лампу в данный момент времени, и, следовательно, от наложенного на электроды лампы напряжения, модулируемого при помощи фотозлемента светом, исходящим из соответствующего участка передаваемой картины на отправительной станции. Этот участок должен в точности соответствовать тому элементу катодной пластинки лампы (на приёмной станции), от которой в данный момент падает свет в глаз наблюдателя. Такое соответствие достигается при помощи двух синхронно вращающихся перед фотоэлементом и перед глазом наблюдателя «дисков Ниппольда» с отверстиями.

Наибольшие затруднения при изготовлении ламп телевидения представляет получение достаточно чистой и ровной поверхности катода, равномерно покрытой свечением. Катоды делаются из никеля, из железа или из железа, покрытого слоем никеля путём электролиза¹⁾. При откачке для окончательной очистки поверхности катода применяется тренировка в разряде в водороде при давлении 2 мм Hg. Смесь 80% неона и 20% гелия даёт большую интенсивность свечения лампы, чем чистый неон.

В заграничной литературе имеется описание натриевых ламп телевидения. В этих лампах светятся пары натрия и используется не отрицательное свечение, а положительный столб.

¹⁾ Анод изготавливается в виде плоской узкой прямоугольной рамки, поставленной впереди катода и обрамляющей его. Катод защищён от разряда с обратной стороны слюдяной пластинкой.

При передаче изображений в фототелеграфин применяются *точечные лампы*, использующие тлеющий разряд с полым катодом. Цилиндр-катод фокусирует пучок испускаемых им электронов. Разряд концентрируется вдоль по оси цилиндра и по её продолжению в сторону анода. Небольшое круглое отверстие в аноде играет роль диафрагмы. Световой поток этого пучка модулируется напряжением на лампе, управляемым фтоэлементом, находящимся на отправительной станции, и производит почернение участка светочувствительной бумаги, соответствующего поочередно каждому данному участку передаваемого изображения. Внешняя поверхность цилиндра-катода защищена от разряда слоем изоляции. Исследование разряда, произведенное при помощи полого катода, разделённого на отдельные продольные секции, показало, что максимальная плотность разрядного тока с внутренней поверхности катода соответствует крайним её секциям и тем меньше, чем дальше мы будем удаляться вглубь полого катода. От точечной лампы для фототелеграфии требуется возможно большая *актиничность*¹⁾, достигаемая соответствующим подбором газы (аргоно-неоновая смесь, содержащая пары ртути). На отправительной станции наиболее подходящим типом фтоэлемента оказался сурьмяно-цезиевый вакуумный фтоэлемент.

К лампам, использующим свечение положительного столба разряда, относятся, кроме ртутных и натриевых ламп, также применяемые для некоторых специальных целей *неоновые трубки интенсивного горения*. Последние отличаются специфическим оранжево-красным светом, проникающим сквозь туман и легко различимым от излучения других общепринятых источников света. Поэтому мощные неоновые лампы могут служить хорошо отличимыми сигнальными огнями. Другой тип газосветных трубок, использующих свечение положительного столба, — *высоковольтные газосветные трубки*. Одно из их применений — светящиеся буквы для рекламных надписей и светящихся лозунгов.

Высоковольтные неоновые трубки довольно экономичны. Трубки диаметром 20 мм при наполнении неоном до давления 5 мм Hg имеют в среднем светоотдачу 14 люменов на 1 W. Напряжение, необходимое для поддержания соответствующей силы тока в трубке, может быть вычислено по формуле

$$V = a + bI, \quad (854)$$

где I — длина трубки в метрах, a соответствует катодному падению, а b — падению потенциала на 1 м положительного столба. Для неоновых трубок диаметром в 20 мм при давлении неона 5 мм формула (854) принимает вид

$$V = 230 + 270I, \quad (855)$$

1) Возможно более сильное действие на фотобумагу.

при силе тока через трубку, равной 80 мА. При меньшей силе тока слишком мал световой эффект, при большей — происходит слишком большое распыление электродов трубки.

В момент зажигания разряда требуется напряжение на 25—50% больше напряжения, необходимого для поддержания оптимальной силы тока. Поэтому наилучшими для питания высоковольтных газосветных трубок оказываются трансформаторы с большим рассеянием в железе.

Электроды неоновых высоковольтных трубок, служащие в одну половину периода тока катодом, в другую — анодом, изготавливаются из железа.

Что касается тех процессов, которые, если не считать механических повреждений и растрескивания стекла, обуславливают собой продолжительность жизни трубки, то такими процессами являются распыление электродов и, как следствие этого распыления, «жестчение» газа. «Жестчение» благородных газов, в частности неона, почти незаметно по сравнению с другими газами. Но если произвести опыт путём наблюдения за неоновой трубкой при длительной её эксплуатации, то оказывается, что и неон «жестится» при одновременном распылении электродов. Определение давления в переставших гореть неоновых трубках показало, что за время их горения давление в них понижалось с 4—5 мм до сотых долей мм Hg.

Параллельно с уменьшением давления неона в трубке происходит увеличение тока через трубку. Это обстоятельство усиливает скорость распыления электродов и быстроту исчезновения неона. Поэтому рациональные условия эксплуатации высоковольтных неоновых трубок должны включать в себя периодическую проверку силы идущего через трубку тока и соответствующее переключение схемы питания. В литературе есть указания на длительность непрерывного горения неоновых высоковольтных трубок до 20 000 час.

Кроме неона в светящихся трубках применяется аргон с парами ртути. В этом случае газосветные трубки имеют синий цвет или, при трубке из жёлтого стекла, — зелёный. В настоящее время различные цвета высоковольтных трубок достигаются применением люминофоров.

В Англии выпускаются типы высоковольтных трубок с змейкообразной красиво извивающейся формой положительного столба. Это достигается введением в газ органических примесей (например, паров нафталина), приводящих к трубчатому разряду (§ 11 главы XIV).

В «лампах солнечного света» мы имеем дело со свечением паров ртути в дуге, горящей между вольфрамовыми электродами. По своей конструкции эта лампа представляет собой лампу накалывания со спиралеобразной нитью, наполненную до некоторого небольшого давления аргоном и содержащую в колбе каплю ртути. При замыкании тока через такую лампу раскалённая вольфрамовая нить на-

гревает всю колбу лампы настолько, что давление ртутного пара оказывается достаточным для образования дуги между электродами лампы в местах присоединения к ним вольфрамовой спирали. Как только образуется дуга, напряжение на концах вольфрамовой спирали падает, и спираль остаётся нагретой лишь в полнакала. Лампа называется «солнечной» из-за богатого содержания в её спектре ультрафиолетовых лучей, весьма полезных в гигиеническом отношении. Соответствующий подбор пропускной способности стекла должен гарантировать отсутствие вредного (короче $2970 \text{ \AA}$) ультрафиолетового излучения и достаточное количество полезной, близкой к видимому спектру части этого излучения. Такое стекло называют «увиолевым».

Наличие нити накала несколько исправляет цветность излучения лампы. Если отвлечься от вопроса цветности, то более экономичными являются преследующие те же гигиенические цели лампы «Игар» в увиолевым стекле, прозрачном для длинноволновой части ультрафиолетовой радиации. Чтобы не портить цветности освещения, надо пользоваться не одними лампами «Игар», а добавлять их к лампам накаливания в небольшой пропорции. Но лучшее решение вопроса дают люминесцентные лампы с соответственно подобранным составом смеси люминофоров и со стенками из увиолевого стекла.

Специальный тип газоразрядных источников света представляют собой *источники света для спектрального анализа*. Это, во-первых, различного рода трубки для получения стандартных спектров сравнения или определённых спектральных линий [2202]. Таковы, например, трубки тлеющего разряда с положительным столбом в узком капилляре, наполненные различными газами, в том числе водородные трубки. Другая разновидность источников света для спектрального анализа имеет целью получить разряд в парах тех или иных исследуемых веществ, вносимых в разрядный промежуток или представляющих собой электроды последнего. В этих приборах используется либо дуговой разряд для получения дугового спектра, либо конденсированный искровой разряд. В приборах для быстрого спектрального анализа металлов и сплавов — стилоскопах — переход от дугового разряда к искровому разряду (низкого напряжения) достигается включением большой ёмкости параллельно разрядному промежутку.

§ 10. Электрофилтры. Электросепарация материалов в разряде. [2209—2222] [4] т. II, стр. 249—259. Посторонние газу твёрдые и жидкие частицы или пылинки небольших размеров, попадающие во внешнюю область отрицательного коронного разряда с униполярным пространственным зарядом, заряжаются оседающими на них отрицательными ионами, передвигаются по направлению к положительному некоролирующему электроду и оседают на нём. На этом явлении основана предложенная Коттрелем очистка газов, выходящих из топков, от дыма, т. е. от частиц золы и несгоревших частиц

топлива. Так же производится в некоторых химических производствах улавливание распылённых в газе химических продуктов и ценных материалов, буквально «улетающих в трубу», если не принять соответствующих мер. Теоретически мыслимо было бы использование для той же цели положительного коронного разряда. Однако на практике всегда пользуются отрицательным коронным разрядом из-за большей вероятности случайных искровых пробоев при положительной короне. Применяемые для этой цели аппараты называются *электрофильтрами*. Электрофильтры представляют собой длинные камеры с той или иной формой поперечного сечения и с натянутыми в них по всей их длине одним или несколькими коронирующими проводами или лентами. Длина электрофильтров измеряется метрами (до 10 и больше). Диаметр поперечного сечения 250—300 мм. Диаметр коронирующего провода — один или несколько миллиметров. Накладываемое на коронирующий провод напряжение — десятки киловольт. Коронные токи около 0,15—0,2 мА на каждый погонный метр коронирующего провода. Выпрямители тока, подаваемого на электрофильтр от высоковольтного трансформатора, — механические с вращающимися дисками, разделёнными на сектора. Скорость протекания газа через камеру электрофильтра — до двух метров в секунду. Собираемые на положительном *осадительном электроде* твёрдые частицы падают вниз в *бункер* под действием силы тяжести. Во многих случаях твёрдые частицы оседают на осадительном электроде плотным слоем. Для удаления их применяется периодическое, а иногда непрерывное *встряхивание* собирающего электрода (удары по нему молоточком).

Процессы, подлежащие изучению для овладения явлениями, имеющими место в электрофильтрах: процессы зарядки посторонних частиц во внешней области коронного разряда, законы движения посторонних частиц в газе и процессы на осадительном электроде. Силы, действующие на посторонние частицы, помимо силы тяжести, трения движущегося газа и аэродинамических сил, это — *пондеромоторная сила*, действующая на любое диэлектрическое тело, находящееся в неравномерном электрическом поле, равная в случае частиц сферической формы, радиуса a и диэлектрической постоянной ϵ ,

$$F_1 = a^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} E \frac{dE}{dx}, \quad (856)$$

и кулоновская сила

$$F_2 = x e E, \quad (857)$$

где E — напряжённость электрического поля, x — число элементарных зарядов, принесённых на частицу осевшими на ней ионами. Сила F_1 имеет существенное значение лишь около коронирующего электрода и приводит к обрастанию последнего распылёнными в газе частицами. Во внешней области коронного разряда, где поле близко к равномерному, этой силой можно пренебречь.

Отрицательные ионы попадают на поверхность частиц, во-первых, вследствие их движения в поле разряда и, во-вторых, вследствие своего беспорядочного теплового движения. Рассмотрение первой задачи приводит к представлению о так называемом «предельном заряде» $x_{\pi}e$, при наличии которого на частице поле разряда более не в состоянии привести новый дополнительный ион на поверхность частицы. Согласно теории зарядки частиц Романа [2223], дополненной Потенью и Моро-Гано [2224, 2225],

$$x_{\pi} = \left(1 + 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right) \frac{Ea^2}{e}. \quad (858)$$

В тепловом движении ионы обладают всевозможными скоростями, в том числе и очень большими. Поэтому при любом значении за-

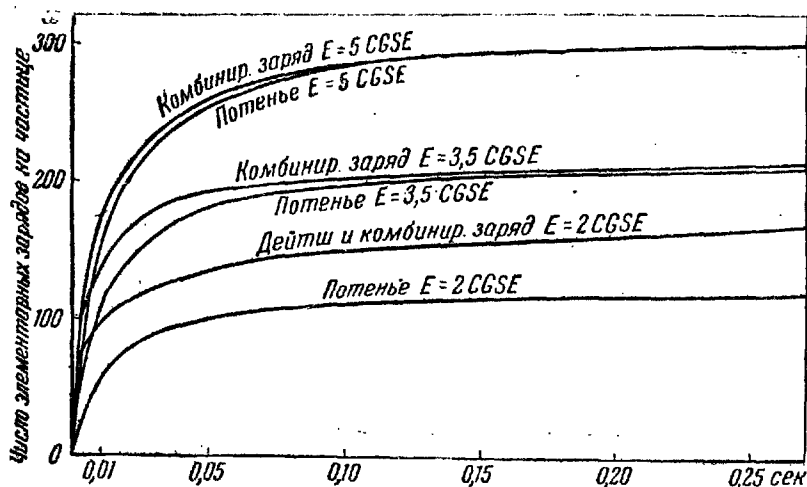


Рис. 321. Временной ход зарядки посторонних проводящих частиц радиуса $a = 1 \mu$ взвешенных в зоне внешней области коронного разряда под действием: 1) исключительно теплового движения ионов — кривая «Дейтш», 2) исключительно направленного движения ионов в поле напряженности, E — кривые «Потень» и 3) под одновременным действием обоих этих факторов — кривые комбинированной зарядки». Начальный промежуток времени зарядки (до 0,25 сек).

ряда xe в окружающем газе найдется ион, способный преодолеть отталкивание этого заряда и достигнуть поверхности частицы. Однако по мере увеличения x таких ионов всё меньше и меньше, и скорость зарядки частицы всё более и более уменьшается. В этом случае можно пользоваться понятием об условном предельном заряде $x_{\pi}'e$, определяемом достаточно малой величиной $\frac{dx}{dt}$, например, 1 элементарный заряд в 5, 10, 100 секунд [2228]. Теории зарядки сфери-

ческих частиц вследствие одного лишь теплового движения ионов, предложенные Дейтцем [2226] и Арндтом и Кальманом [2227], дают

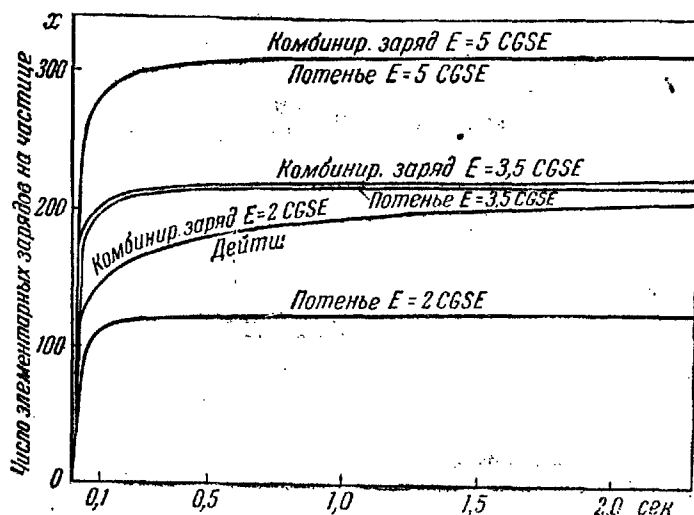


Рис. 322. То же, что рис. 321, но при другом масштабе времени — до 2,5 сек.

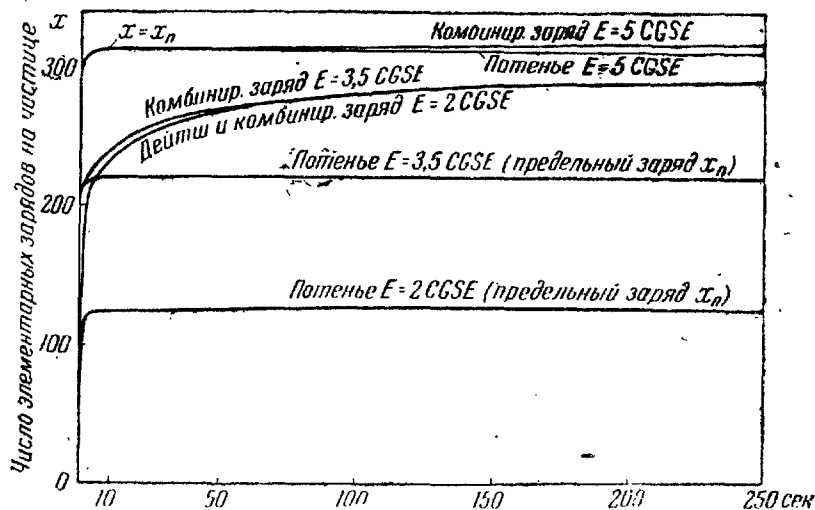


Рис. 323. То же, что рис. 321 и 322, но для больших промежутков времени порядка сотен секунд.

для x_n значения, пропорциональные первой степени радиуса a . Синтез теорий, построенных на рассмотрении как направленного, так и беспорядочного движения ионов в газе [2229], приводит для про-

текания зарядки сферической частицы во времени к кривым зарядки, представленным для металлических частиц на рис. 321—323.

Зарядка первоначально идёт так, что тепловым движением частиц можно пренебречь. Когда x приближается к предельному значению x_n , ход дальнейшей зарядки определяется тепловым движением. Когда $x_n' \gg x_n$, эта часть кривой существенна, x_n' пропорционально первой степени радиуса сферической посторонней частицы; x_n пропорционально квадрату радиуса. Поэтому в качестве предельного заряда в случае малых частиц можно пользоваться значением x_n' ; в случае частиц большого радиуса — значением x_n .

Границы областей применимости той или другой теории зависят не только от радиуса частиц a , но и от напряжённости поля E , а также от времени пребывания газа в электрофилтре, как это видно из данных таблицы 52 и из кривых рис. 321—323.

Таблица 52

Теоретические значения предельного заряда x_n и x_n' и число элементарных зарядов x , фактически оседающих во внешней области коронного разряда за промежуток времени τ на сферической проводящей частице радиуса a , при напряжённости поля E_g и концентрации ионов n

a μ	E_g CGSE	x_n элемент. зарядов	x_n' элемент. зарядов	При $n = 5 \cdot 10^7$ ион/см ³ ит =					
				1 сек	2 сек	4 сек	6 сек	20 сек	40 сек
				При $n = 1 \cdot 10^8$ ион/см ³ ит =					
				0,5 сек	1 сек	2 сек	3 сек	10 сек	20 сек
2,0	2	500	504	489	496	500	501	504	—
1,0	2	125	233	180	193	218	216	238	250
1,0	3,5	220	233	216	220	224	228	242	253
1,0	5	314	310	307	310	312	313	313	314
0,5	5	78	100	88	93	98	102	115	123

Теория, приводящая к значениям предельного заряда x_n приложима для обычного времени пребывания посторонних частиц в электрофилтре при $a \leq 0,5$, $E_g \leq 5$ CGSE, теория, приводящая к x_n' — при $a \geq 1 \mu$, $E_g \geq 3$ CGSE и при $a > 2 \mu$, $E_g > 2$ CGSE.

Движение заряженной частицы под действием силы F учитывается на основании закона Стокса:

$$v = \frac{F}{6\pi\eta a}, \quad (859)$$

где v — скорость движения частицы, η — коэффициент внутреннего трения газа, a — радиус сферической частицы. В случае несферической частицы a должно быть заменено «эквивалентным» радиусом.

Коэффициент полезного действия электрофилтра W — отношение разности концентрации N заряженных частиц при входе и на выходе

к концентрации их при входе в камеру электрофилтра — можно подсчитать по формуле

$$W = \frac{N_{\text{вх}} - N_{\text{вых}}}{N_{\text{вх}}} = 1 - e^{-\frac{2v}{Rw}}, \quad (860)$$

где w — скорость протекания газа в цилиндрической камере электрофилтра радиуса R , v — средняя скорость движения взвешенных частиц под действием поля.

При этих подсчётах предполагается, что все частицы, достигающие осадительного электрода, оседают на нём. При рассмотрении всех факторов, обуславливающих перенос взвешенных в газе частиц к осадительному электроду, необходимо учитывать также явление электрического ветра, возникающего около отдельных коронирующих точек отрицательного электрода как около острий [2211, 2228]. Мнения отдельных специалистов относительно удельной значимости электрического ветра для осаждения частиц расходятся, но игнорировать этот факт нельзя [2210].

Современная стадия теории электрофилтрования даёт картину явлений, имеющих место в электрофилтрах, лишь только в общих чертах и позволяет делать общие ориентировочные технические расчёты. Из этой теории следует, между прочим, что мелкие частицы должны улавливаться в электрофилтре хуже, чем крупные. Детали явлений в электрофилтре иногда очень сильно отличаются от этой более или менее простой картины. Происходит это, во-первых, потому, что в действительности распылённые в газе частицы имеют во всех практических случаях не только различные физические свойства, меняющиеся от частицы к частице, но и различные размеры, а также более или менее сложную форму, иногда значительно отличающуюся от сферической. Во-вторых, процессы на осадительном электроде далеко не всегда протекают так просто, как это принимает теория.

В результате к. п. д. электрофилтра изменчив и часто много ниже, чем даёт теория. Кроме того, электрофилтр действует до некоторой степени селективно: из общей массы поступающих в камеру частиц одни улавливаются нормально, другие выносятся из камеры наружу. Уточнение теории в первом отношении представляет большие математические трудности вследствие большого разнообразия возможных форм и свойств частиц. Здесь, помимо того, нужно искать каких-то усреднений менее грубых, чем предположение о сферической форме частиц, делаемое как при решении задачи о зарядке частиц, так и задачи об их движении. На поверхности осадительного электрода посторонние частицы удерживаются электрическими силами, пока заряд их не стечёт с них на электрод, и «силами сцепления». Удаляет посторонние частицы с осадительного электрода сила тяжести и срыв их турбулентными потоками газа. Осевшие ранее частицы прижимаются к электроду силами электрического притяжения, действующими на следующий слой оседающих частиц.

В результате осевший слой сильно уплотняется и во многих случаях представляет собой твёрдую корку, плотно прилегающую к электроду и плохо проводящую ток. Со стороны разряда этот слой заряжается оседающими на нём ионами до потенциала, при котором плотность тока через слой становится равной плотности разрядного тока ([1777], стр. 106—110). На долю коронного разряда приходится вследствие этого несколько меньшая разница потенциалов, чем наложенное между электродами напряжение, и сила тока меньше, чем в случае чистой поверхности осадительного электрода. Нередко корка плохо проводящего вещества, осевшего на осадительном электроде, пробивается, и в ней образуется тонкий канал, заполненный газом. Благодаря разнице потенциалов между обращённой к коронирующему проводу поверхностью непроводящего слоя и осадительным электродом в канале возникает разряд, и канал действует как остриё. Около конца канала-острия возникает коронирующий слой, из которого положительные ионы поступают во внешнюю область коронного разряда. Униполярность внешней области нарушается. Это явление получило название «*обратной короны*» в электрофилт্রে [2230]. Большое число таких каналов сказывается на увеличении разрядного тока при одновременном ухудшении очистки газа. Явление обратной короны может быть наблюдаемо визуально или фотографически через отверстие в стенке камеры в виде светящихся точек на поверхности слоя, осевшего на противоположной стенке. Возникновение обратной короны превращает разряд в электрофилт্রে в разряд, подобный по своему характеру разряду между двумя коронирующими электродами. Помимо мешающего действия обратной короны оседание и срыв частиц на осадительном электроде в очень сильной степени зависят от состояния слоя уже осевших частиц, в том числе от его электропроводности и рыхлости.

Явление несколько иного рода представляет собой «*запирание короны*» распылёнными в газе частицами [2231]. Запирание короны проявляется в уменьшении силы разрядного тока до очень малых значений: показания прибора, обычно применяемого для измерения силы коронного тока в электрофилт্রে, снижаются до нуля. Запирание короны происходит тогда, когда при достаточно большой для этого концентрации распылённых в газе частиц все ионы во внешней области разряда оседают на посторонних частицах. Ток очень мал потому, что заряды в этом случае переносятся исключительно этими частицами, весьма крупными по сравнению с ионами и обладающими малой подвижностью. Но движение заряженных частиц на осадительный электрод и очистка газа продолжают. Поэтому, по мере продвижения газа вдоль по камере электрофилтра, концентрация взвешенных в газе частиц уменьшается, и на некотором расстоянии от входа в электрофилтър запирание тока прекращается. Теория запирания короны построена Дейтшем [2231] для случая частиц одинакового для всех их диаметра.

§ 11. **Электросепарация материалов в коронном разряде.** Различная степень осаждения в электрофилт্রে частиц различных веществ наводит на мысль о возможности применения процессов в электрофилтрах для разделения одних частиц от смешанных с ними других. Такое разделение, или *сепарация материалов*, имеет существенное значение в вопросе об обогащении различных руд и об извлечении полезных ископаемых из отходов и отбросов горнорудной промышленности. В этом отношении за последние годы достигнуты значительные успехи, доведённые до лабораторной разработки соответствующих аппаратов [2232, 2233]. При этом используются электрофилтры специального устройства, в которых осаждение различных материалов происходит в бункерах, расположенных на различной высоте вдоль по стенке осадительной камеры, устроенной в виде сетки — *сетчатый электросепаратор*. Или же разделение материалов основано на различном их поведении на осадительном электроде, представляющем собой вращающийся барабан с чистой металлической поверхностью. Частицы одной природы, а именно частицы с большой объёмной и поверхностной проводимостью немедленно отдают свой заряд барабану, отскакивают от него и попадают в первый собирающий бункер. Другие держатся на барабане некоторое, хотя и короткое, время и затем сваливаются во второй бункер. Третьи, дольше других удерживающие свой заряд, крепко сидят на барабане и удаляются с его поверхности в третий бункер лишь соответственно расположенной щёткой.

§ 12. **Вредные проявления газового разряда.** В некоторых случаях появление электрического разряда в газах, в частности в воздухе, оказывается вредным. Сюда относятся, например, потери электрической энергии на линиях высоковольтной передачи путём возникновения коронных токов между проводами или между проводом и землёй, а также коронирование тонких проводов, острий и острых краёв и углов в машинах и установках высокого напряжения. Далее все случаи нежелательного электрического пробоя, когда таковой имеет место через воздух или газ, например, искровое перекрытие в электрофилтрах или обратное зажигание в выпрямителях. Сюда относится также образование дуги при размыкании рубильником цепей высокого напряжения или большой мощности. Борьбе с подобного рода явлениями посвящена обширная специальная литература, к которой мы и отсылаем читателя. Меры, принимаемые против этих вредных явлений, основаны на тщательном изучении законов электрических явлений в газах, в частности условий зажигания разряда и условий деионизации газа, а также на свойствах различных электротехнических схем [1554]. (См., например [4], т. II, стр. 326—358; там же стр. 373, список литературы.)

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ЧЕТВЕРТАЯ

ПРИЛОЖЕНИЯ.

§ 1. Некоторые формулы кинетической теории газов. 1) Уравнение состояния идеального газа:

$$pV = RT. \quad (861)$$

Давление газа в дин/см^2 (барах); T — температура газа в $^{\circ}\text{K}$, V — объём, занимаемый граммолекулой идеального газа при данных p и T ; R — газовая постоянная (см. § 21).

Разделив обе части (861) на число Авогадро N и принимая во внимание, что $\frac{N}{V} = n$ — числу частиц газа в единице объёма при данных p и T , а $R/N = k$ — константе Больцмана, находим:

$$p = n \cdot k \cdot T. \quad (862)$$

(861) и (862) приложимы в первом приближении к реальным газам и к электронному газу в вакууме или в плазме газового разряда.

2) Закон максвелловского распределения частиц газа по скоростям.

а) Из общего числа n частиц газа в единице объёма скоростью, лежащей в пределах между c и $c + dc$, обладает число частиц

$$dn_c = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{c^2}{c_0^3} e^{-\frac{c^2}{c_0^2}} dc, \quad (863)$$

где c_0 — средняя, наиболее вероятная скорость, соответствующая максимуму dn_c

$$c_0 = \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (864)$$

б) Скоростью, определённой не только по величине, но и по направлению, компоненты которой по осям X , Y и Z лежат в пределах от u до $u + du$, от v до $v + dv$ и от w до $w + dw$, обладает число частиц

$$dn_{uvw} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT}(u^2 + v^2 + w^2)} du \cdot dv \cdot dw. \quad (865)$$

в) Число частиц, обладающих скоростями, большими, чем некоторая заданная скорость c_1 , равно

$$n_{c > c_1} = n \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{c_1}{c_0} e^{-\frac{c_1^2}{c_0^2}} + 1 - P\left(\frac{c_1}{c_0}\right) \right\}, \quad (866)$$

где $P(x)$ — функция Крампфа

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du. \quad (867)$$

г) Между средней, наиболее вероятной скоростью c_0 , средней арифметической $\bar{c}$ и средней квадратичной скоростью $G = \sqrt{\bar{c}^2}$ существуют соотношения:

$$\bar{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0 = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}, \quad (868)$$

$$G = \sqrt{\frac{3}{2}} c_0 = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \bar{c} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}, \quad (869)$$

$$c_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \bar{c} = \sqrt{\frac{2}{3}} G = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (870)$$

где M — молекулярный вес газа.

д) Число частиц, ударяющихся при максвелловском распределении в течение 1 сек об 1 см² граничащей с газом стенки или проходящих в своём тепловом движении в газе через площадку в 1 см², ориентированную любым образом, равно

$$N_1 = \frac{1}{4} n \bar{c} = \frac{1}{\sqrt{6\pi}} n G = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = n \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}}. \quad (871)$$

По этой же формуле (871) определяется и число частиц, испаряющихся в течение одной секунды при температуре T с единицы поверхности твёрдого или жидкого тела в вакууме. n в этом случае равно концентрации частиц в насыщенном паре данного вещества при температуре T .

е) Средняя длина свободного пути:

$$1) \text{ частицы газа} \quad \lambda_g = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma^2}, \quad (872)$$

где σ — «диаметр частицы»,

2) молекулярного иона, обладающего скоростью, большей по сравнению со скоростью частиц газа

$$\lambda_i = \sqrt{2} \lambda_g = \frac{1}{\pi n \sigma^2}, \quad (873)$$

3) электрона

$$\lambda_e = 4\sqrt{2} \lambda_g = 5,67 \lambda_g. \quad (874)$$

Вследствие эффекта Рамзауэра λ_e , даваемое формулой (874), может сильно отличаться от действительно имеющей место, особенно при малых скоростях электронов.

ж) Из общего числа проходимых многими или одной частицей газа N свободных путей путь $l \geq \lambda$ проходится свободно в

$$N_\lambda = N_e e^{-\frac{\lambda}{\lambda_0}} \text{ случаях,} \quad (875)$$

а путь, лежащий в пределах от λ до $\lambda + d\lambda$, в

$$dN = \frac{N}{\lambda_0} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_0}} d\lambda \text{ случаях,} \quad (876)$$

где λ_0 — средняя длина свободного пути.

з) Законы диффузии: N — избыток числа частиц, проходящих в единицу времени через площадку в 1 см^2 , расположенную перпендикулярно к оси X , в направлении возрастания координаты x

$$N_1 = -D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (877)$$

где D — коэффициент диффузии. Для диффузии частиц газа в нём самом

$$D \approx \frac{1}{3} \bar{c} \lambda_0. \quad (878)$$

Изменение числа частиц в 1 см^3 в течение 1 сек вследствие диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (879)$$

Ось X — направление градиента концентрации частиц.

§ 2. Законы протекания газа по цилиндрическим трубкам. Если λ_0 много меньше, чем диаметр $2R$ трубки круглого сечения, то для последней имеет место закон Пуазейля. Объем газа, протекающего в течение 1 сек через трубку диаметра $2R$ и длины l при давлении на её концах в динах на см^2 p_2 и p_1 , приведённый к давлению 1 дина/см^2 (1 бар), равен

$$U = \frac{\pi (2R)^4}{128 \eta l} \frac{p_2 + p_1}{2} (p_2 - p_1), \quad (880)$$

где η — коэффициент внутреннего трения газа.

Если λ_0 много больше, чем $2R$, то имеет место закон Кнудсена

$$U = \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{p_1}} \frac{(2R)^3}{l} (p_2 - p_1), \quad (881)$$

где p_1 — плотность данного газа в г/см^3 при давлении в 1 бар .

Для цилиндрической трубки любой формы сечения закон Кнудсена имеет вид:

$$U = \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} \frac{A^2}{\sqrt{\rho_1}} \frac{A^2}{O \cdot l} (p_2 - p_1), \quad (882)$$

где O — периметр сечения трубки, A — площадь сечения.

Формула для переходного случая, когда λ_0 одного и того же порядка величины, что и $2R$, имеет вид:

$$U = \left\{ \frac{\pi (2R)^4}{128\eta l} \frac{p_2 + p_1}{2} + \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{\rho_1} \frac{(2R)^3}{l} \frac{1 + \frac{\sqrt{\rho_1}}{\eta} \frac{p_2 + p_1}{2} (2R)}{1 + 1,24 \frac{\sqrt{\rho_1}}{\eta} \frac{p_2 + p_1}{2} (2R)} \right\} (p_2 - p_1). \quad (883)$$

Положив в (880), (881), (882) или (883) $p_2 - p_1 = 1$ бар, находим U_1 — пропускную способность трубки. Обратная величина $\frac{1}{U_1} = S_1$ называется сопротивлением трубки протеканию газа. При последовательном включении нескольких трубок в откачную систему имеем для их общей пропускной способности $U_{\text{общ}}$ и для их суммарного сопротивления в случае закона Кнудсена, когда $2R \ll \lambda_0$ и U_1 от суммы давлений $p_1 + p_2$ не зависит,

$$\frac{1}{U_{\text{общ}}} = \frac{1}{U_1'} + \frac{1}{U_1''} + \frac{1}{U_1'''} + \dots \quad (884)$$

При параллельном включении нескольких трубок имеем при тех же условиях

$$U_{\text{общ}} = U_1' + U_1'' + U_1''' + \dots \quad (885)$$

Общая пропускная способность или скорость действия всей откачной системы U при скорости действия насоса $U_{\text{нас}}$ и пропускной способности всех трубок, соединяющих разрядную трубку с насосом $U_{\text{тр}}$, определяется из равенства

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{U_{\text{тр}}} + \frac{1}{U_{\text{нас}}}. \quad (886)$$

При малых давлениях газа ($2R \ll \lambda_0$) формулы с (880) по (886) служат исходными при решении всех задач о ходе изменения давления в разрядной трубке, соединённой с той или другой вакуумной аппаратурой.

В тех случаях, когда условие $2R \ll \lambda_0$ не соблюдено, решение такого рода задач значительно осложняется, так как каждая из

величин U в этом случае зависит от соответствующего данной трубке среднего давления $\frac{p_2 + p_1}{2}$.

§ 3. Давление насыщенного пара некоторых веществ в зависимости от температуры. а) Ртуть. График рис. 324.

Таблица 53

(по [2240], стр. 182 и [17], стр. 256)

Температура жидкой или твердой ртути		Давление насыщен- ного пара		Число атомов в 1 см ³ n
°C	°K	мм Hg	физ. атм.	
— 180	93	1,8 · 10 ⁻²⁷	—	—
— 78	195	3,3 · 10 ⁻⁹	—	—
— 40	233	1,8 · 10 ⁻⁶	—	—
— 20	253	2,2 · 10 ⁻⁵	—	—
— 10	263	6,5 · 10 ⁻⁵	—	—
0	273	1,85 · 10 ⁻⁴	—	6,9 · 10 ¹²
10	283	4,89 · 10 ⁻⁴	—	—
20	293	1,20 · 10 ⁻³	—	4,0 · 10 ¹³
30	303	2,79 · 10 ⁻³	—	—
40	313	6,11 · 10 ⁻³	—	—
50	323	1,27 · 10 ⁻²	—	3,8 · 10 ¹⁴
60	333	2,54 · 10 ⁻²	—	—
70	343	4,86 · 10 ⁻²	—	—
80	353	8,95 · 10 ⁻²	—	—
90	363	0,159	—	—
100	373	0,273	—	7,1 · 10 ¹⁵
150	423	2,80	—	6,5 · 10 ¹⁶
200	473	17,3	—	3,6 · 10 ¹⁷
250	523	74,4	—	1,4 · 10 ¹⁸
300	573	24,7	—	4,2 · 10 ¹⁸
350	623	6,7 · 10 ²	—	1,05 · 10 ¹⁹
356,7	629,7	7,60 · 10 ²	1	1,2 · 10 ¹⁹
397,9	670,9	1,52 · 10 ³	2	2,2 · 10 ¹⁹
461,9	734,9	3,80 · 10 ³	5	5,0 · 10 ¹⁹
519	792	7,60 · 10 ³	10	9,3 · 10 ¹⁹
586	859	1,52 · 10 ⁴	20	1,7 · 10 ²⁰
693	966	3,80 · 10 ⁴	50	3,8 · 10 ²⁰
795	1068	7,60 · 10 ⁴	100	6,9 · 10 ²⁰
920	1193	1,52 · 10 ⁵	200	1,2 · 10 ²¹

В интервале от -180°C до $+30^{\circ}\text{C}$ числа этой таблицы удовлетворяют с точностью до двух единиц третьей значущей цифры уравнению

$$\lg_{10} p = 8,4525 - \frac{2432,25}{T}, \quad (887)$$

в интервале от 0°C до 300°C — уравнению

$$\lg_{10} p = 11,5029 - \frac{3387,65}{T} - 1,1596 \lg_{10} T \quad (888)$$

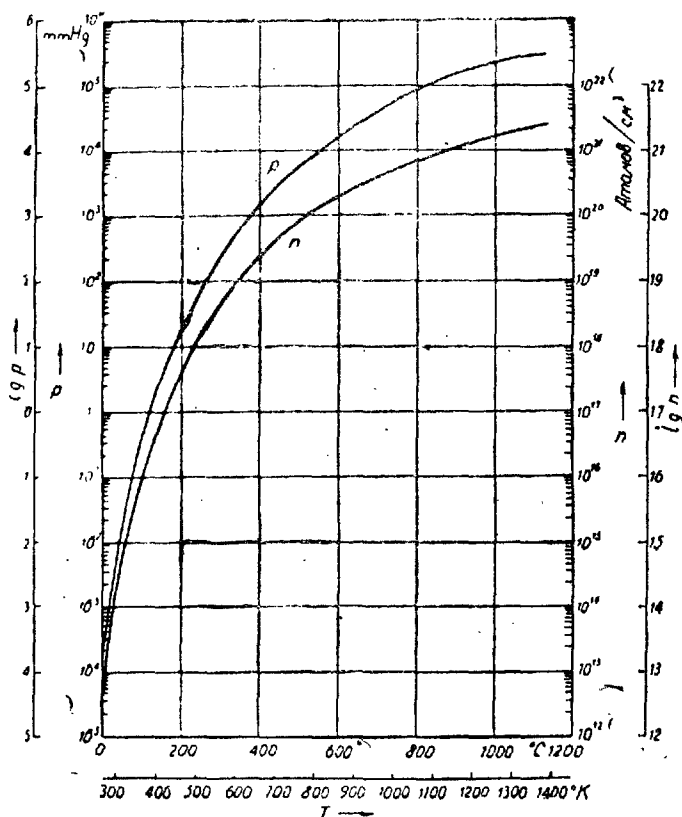


Рис. 324. Давление p и концентрация n атомов насыщенных паров ртути в зависимости от температуры T .

и, наконец, в интервале от 300°C до 920°C — уравнению

$$\lg_{10} p = 7,752 - \frac{3066}{T}. \quad (889)^1$$

¹⁾ Пределы применимости формулы (889) в книге [17] не оговорены, хотя других формул там не указано. При низких температурах (889) пользоваться нельзя (при 300°C ошибка 2%, при 250°C 5%); с дальнейшим понижением температуры ошибка быстро возрастает.

б) Натрий.

Таблица 54

([17], стр. 229)

T °K	t °C	p мм Hg	n атомов/см ³
273	0	$4,5234 \cdot 10^{-13}$	$1,6110 \cdot 10^4$
293	20	$1,0680 \cdot 10^{-11}$	$3,5441 \cdot 10^5$
373	100	$1,0875 \cdot 10^{-7}$	$2,8347 \cdot 10^9$
473	200	$1,3347 \cdot 10^{-4}$	$2,7435 \cdot 10^{12}$
513	240	$1,0434 \cdot 10^{-3}$	$1,9774 \cdot 10^{13}$
523	250	$1,670 \cdot 10^{-3}$	$3,1046 \cdot 10^{13}$
533	260	$2,6124 \cdot 10^{-3}$	$4,7654 \cdot 10^{13}$
543	270	$4,0143 \cdot 10^{-3}$	$7,1878 \cdot 10^{13}$
553	280	$6,0960 \cdot 10^{-3}$	$1,0718 \cdot 10^{14}$
563	290	$9,0744 \cdot 10^{-3}$	$1,5671 \cdot 10^{14}$
573	300	$1,3343 \cdot 10^{-2}$	$2,2641 \cdot 10^{14}$
623	350	$7,6068 \cdot 10^{-2}$	$1,1871 \cdot 10^{15}$

Формула:

$$\lg_{10} n = -\frac{5573,3}{T} - 1,6794 \lg_{10} T + 28,7134. \quad (890)$$

в) Пары других металлов (ориентировочные данные).

Формула:

$$\lg_{10} p = K - \frac{1}{2} \lg_{10} T - \frac{C}{T} \quad (891)$$

 p в мм Hg; T в °K; $\lg$ —десятичные; K и C даны в таблице 55.

Таблица 55

([2236], стр. 34—35; пределы применимости формулы (891) не указаны)

Металл	K	C	Металл	K	C
Ag	11,90	16 250	Mg	9,78	7 360
Ba	10,34	10 300	Mo	11,71	33 100
C	14,82	42 200	Na	9,21	5 500
Ca	9,76	9 000	Ni	10,10	18 000
Cd	9,92	5 720	Pt	11,22	27 000
Cs	8,08	3 650	Rb	9,15	4 410
Cu	11,68	18 620	Sr	9,46	8 140
Fe	10,38	18 200	W	11,62	41 500
K	8,78	4 530	Zn	10,27	6 670
Li	9,96	8 670			

График p (атм) = f (T) дан для ряда металлов на рис. 325 и 326. См. также [2239, 2241].

г) Пары воды. Графики $p = f_1(t^\circ)$ и $n = f_2(t^\circ)$ даны на рис. 327, 328 — p в мм Hg; n в молек./см³; t° в $^\circ\text{C}$ ([2236], стр. 39).

д) Давление паров некоторых веществ при низких температурах.

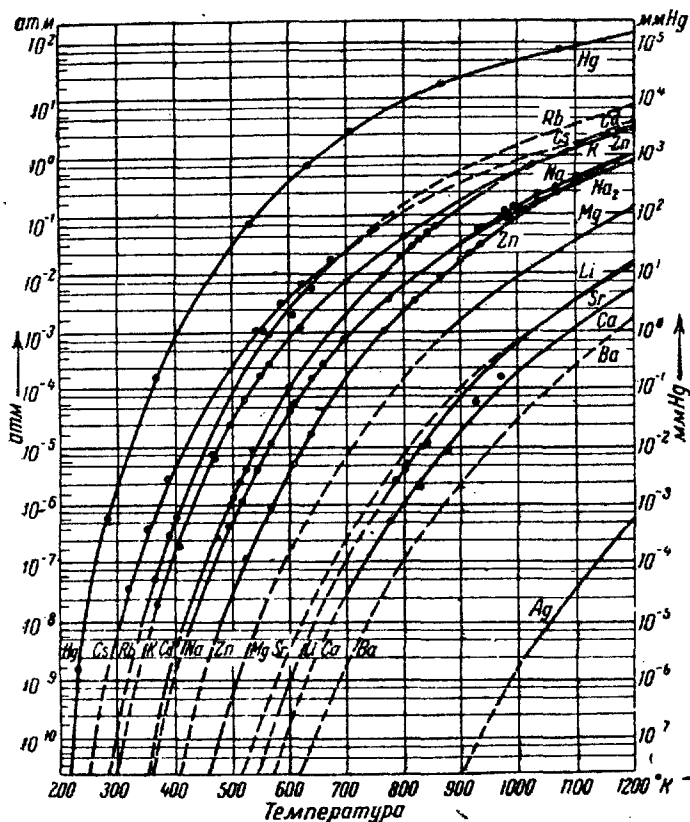


Рис. 325. Давление насыщенного пара металлов: Hg, Cs, Rb, K, Cd, Na, Zn, Mg, Sr, Li, Ca, Ba, Ag в пределах 200—1200° K ([1554], стр. 35).

§ 4. Температура некоторых холодильных веществ и смесей.

а) Температура кипения, плавления или сублимации некоторых веществ, t° при $p = 760$ мм Hg в $^\circ\text{C}$

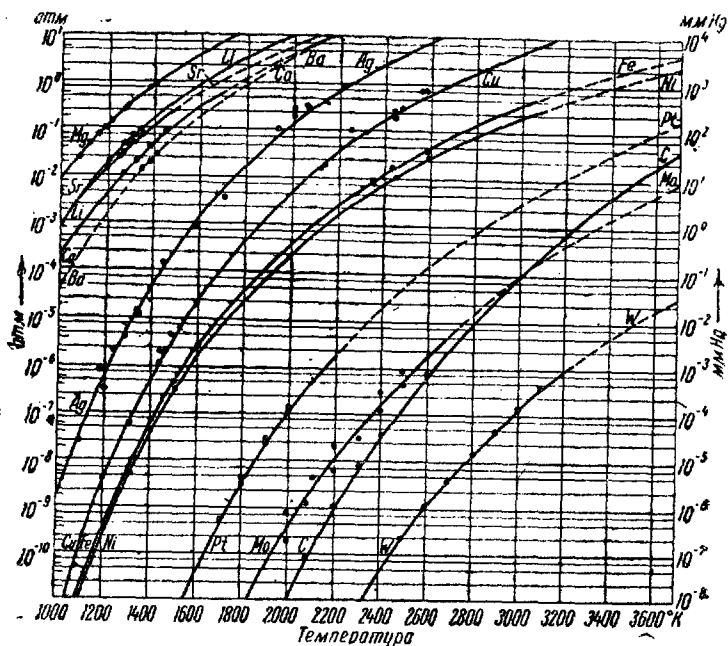


Рис. 326. Давление насыщенного пара металлов: Mg, Li, Sr, Ca, Ba, Ag, Cu, Fe, Ni, Pt, Mo, C, W в пределах от 1000—3700° K ([2236], стр. 36).

Таблица 56

([57], стр. 275 и [58], стр. 111) (p дано в мм Hg ориентировочно)

Вещество	Температура в °C				
	-193°	-78°	-40°	-20°	0°
H ₂ O	10 ⁻¹⁶	3,10 ⁻⁴	9,5 · 10 ⁻²	0,78	4,6
CO ₂	7,5 · 10 ⁻⁸	760			
CO	863				
CH ₄	79,8				
C ₂ H ₄	0,08				
Доброкачественная смазка для кранов	< 10 ⁻⁹				

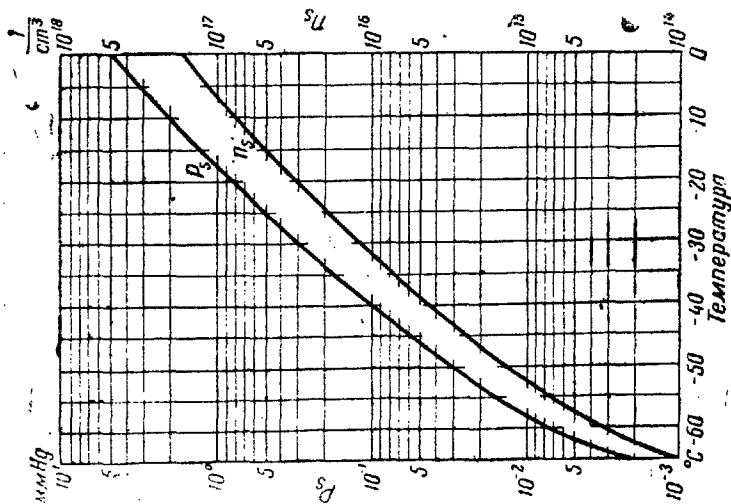


Рис. 327. Давление насыщенных паров воды P_s в мм Hg (масштаб на левой стороне) и концентрация молекул насыщенных паров воды n_s (числа на правой стороне) в пределах от -65° до 0° C.

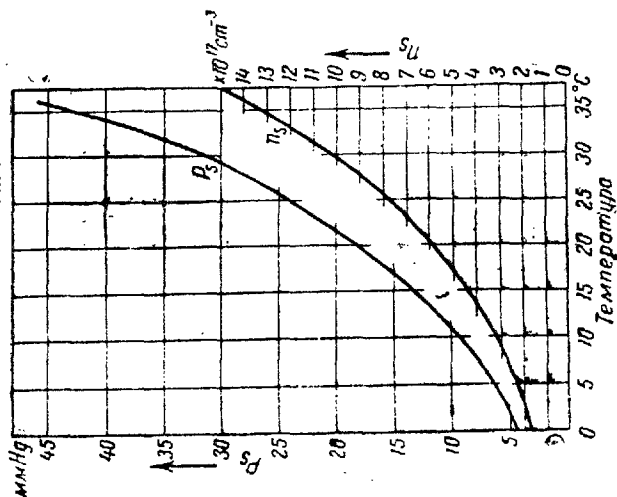


Рис. 328. То же, что и рис. 327 в пределах от 0° до $37,5^\circ$ C.

Таблица 57

([2236], стр. 148)

Вещество	$t^{\circ}\text{C}$	Вещество	$t^{\circ}\text{C}$
Тающий лёд	0	Жидкий воздух . .	— 193
Твёрдый глицерин . .	— 22	» N_2	— 195,7
Жидкий NH_3	— 33,5	» Ne	— 243
Твёрдый CO_2	— 78,5	» H_2	— 252,8
Жидкий O_2	— 183	» He	— 268,4
» Ag	— 185,8		

б) Температура некоторых холодильных смесей.

Таблица 58

([2238], т. 3, стр. 968)

Компоненты смеси (под H_2O твёрд. имеется в виду чистый снег или размельчённый лёд)	Соотноше- ние весовых частей	Устанавливаю- щаяся через не- которое время после смешения температура $^{\circ}\text{C}$	Температура до смешения
H_2O NH_4Cl KNO_3	16 5 5	— 12	+ 10
H_2O NH_4NO_3	1 1	— 15	+ 10
HCl Na_2SO_4	9 8	— 18	+ 10
H_2SO_4 Na_2SO_4	4 5	— 20	+ 10
H_2O твёрд. NaCl	3 1	— 21,2	— 1
H_2O NH_4CNS	1 1,3	— 22	+ 10
H_2O KCNS	1 1,5	— 25	+ 10

Продолжение

Компоненты смеси (под H_2O твёрд. имеется в виду чистый снег или размельчённый лёд)	Соотноше- ние весовых частей	Устанавливаю- щаяся через не- которое время после смешения температура $^{\circ}C$	Температура до смешения	
H_2O твёрд. H_2SO_4	3 2	— 30	0	
H_2O твёрд. $NaCl$ NH_4NO_3	12 5 5	— 32	0	
H_2O твёрд. HCl	8 5	— 33	0	
H_2O твёрд. HNO_3	7 4	— 35	0	
HNO_3 NH_4NO_3 Na_2SO_4	4 5 6	— 40	+ 10	
H_2O твёрд. K_2CO_3	3 4	— 46	0	
H_2O твёрд. $CaCl_2$ 6 аq	10 14,3	— 55	— 1	
CO_2 твёрд. серный эфир	Избыток CO_2 твёрд.	— 78	—	([58], стр. 111)
CO_2 твёрд. метиловый спирт	То же	около — 70	—	
CO_2 твёрд. ацетон	То же	— 86	—	([58], стр. 111)

§ 5. Степень термической диссоциации двухатомных газов при различных температурах. На рис. 329 дан график для степеней диссоциации x H_2 , O_2 , N_2 и CO при давлении $p = 760$ мм Hg ([2236], стр. 41). Для того чтобы найти x при других давлениях,

надо умножить найденное по графику значение $\frac{x^2}{1-x^2}$ (шкала на правой стороне графика) на $\frac{760}{p}$ и найти по левой шкале x , соответствующее этому произведению на правой шкале.

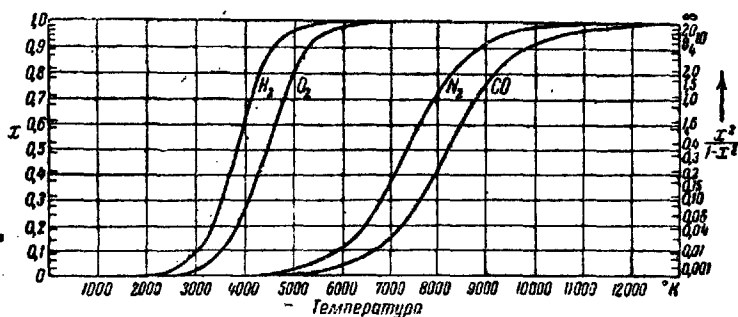


Рис. 329. Степень диссоциации x двухатомных газов в зависимости от температуры при давлении $p = 760$ мм Hg.

Таблица

Процентный состав воздуха по объёму

Газ	%	
N ₂	78,03	} ([2238], т. I, стр. 208 и [2236], стр. 41).
O ₂	20,99	
Ar	0,9325	
CO ₂	0,03	[125], стр. 6
H ₂	0,01	} [2238], т. I, стр. 208
Ne	$1,61 \cdot 10^{-3}$	
He	$0,46 \cdot 10^{-3}$	} [125], стр. 6
Kr	$0,108 \cdot 10^{-3}$	
Xe	$0,008 \cdot 10^{-3}$	

§ 6. Нормальный состав освобождённого от паров воды атмосферного воздуха у земной поверхности.

§ 7. Потенциалы возбуждения резонансных линий $U_{рез}$, метастабильных состояний $U_{мет}$ и потенциалы ионизации некоторых газов и паров U_i . См. также рис. 146—147, 160—161 этой книги и многочисленные графики в [972].

([17], стр. 67)

Таблица 60

	$U_{рез}$ В	λ_0 Å	$U_{мет}$ В	U_i В
He	20,86—21,2	592—584	19,72—20,51	24,47
Ne	16,62—16,79	743—736	16,57—16,66	21,47
Ar	11,56—11,77	1067—1048	11,49—11,66	15,69
Kr	9,98—10,59	1236—1165	9,86—10,51	13,94
Xe	8,39—9,52	1469—1295	8,28—9,40	12,08
Li	1,84	6708	—	5,37
Na	2,1	5896—5890	—	5,12
K	1,60—1,61	7699—7665	—	4,32
Rb	1,55—1,58	7948—7800	—	4,16
Cs	1,38—1,45	8944—8521	—	3,87
Mg	2,70—4,33	4571—2852	2,70	7,61
Ba	1,56—2,23	7914—5536	1,11—1,41	5,19
Zn	4,01—5,77	3076—2139	3,99—4,01	9,36
Cd	3,78—5,39	3261—2289	3,71—3,93	8,96
Hg	4,86—6,67	2537—1850	4,66—5,43	10,38

§ 8. Степень термической ионизации паров и газов x в зависимости от температуры. Формула Сага:

$$\frac{x^2}{1-x^2}p = 1,33 \cdot T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}}, \quad (892)$$

p — давление газа в дин/см^2 ; T — температура газа в $^\circ\text{K}$; eU_i — работа ионизации в эргах; k — константа Больцмана ($k = 1,37 \cdot 10^{-16}$).

Графики: для паров Hg рис. 330 ([17], стр. 275); для Ag, Cu, Fe, Hg, H и N — рис. 331 ([2236], стр. 94).

§ 9. Максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии δ для некоторых чистых металлов при перпендикулярном падении первичных электронов на поверхность металла по

Таблица 61

Металл	$\delta_{\max}$	спера эл.-в.	Металл	$\delta_{\max}$	спера эл.-в.
Li	0,56	100	Al	0,97	300
Cs	0,72	400	Th	1,14	600—1000
Be	0,53	200	Ni	1,2—1,3	500
Mg	0,95	300	Mo	1,25	375
Ba	0,83	400	W	1,3—1,4	630

Брюннингу и Де-Буру [487] и значение энергии первичных электронов $\varepsilon_{пер}$, соответствующее этому максимуму (таблица 61).

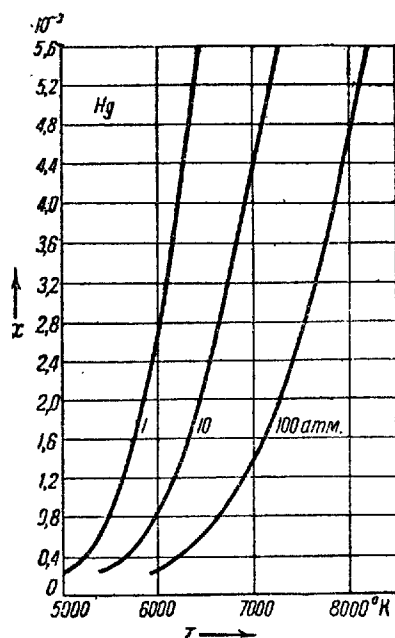


Рис. 330. Степень термической ионизации x паров ртути ([17], стр. 275) при давлении p в 1, 10 и 100 атм.

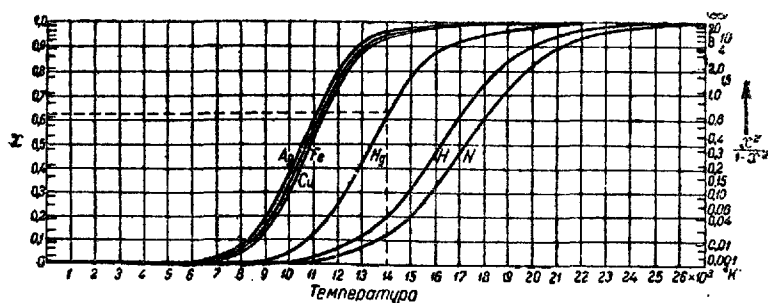


Рис. 331. Степень термической ионизации x паров Ag, Cu, Fe, Hg и газов O, H и N при давлении $p = 760$ мм Hg.

§ 10. Подвижность электронов K_e в некоторых чистых газах при напряженности поля $E=0,2\text{В/см}$ и $E=1\text{В/см}$ при $t=0^\circ\text{C}$ и $p=1\text{ мм Нг}$ ([17], стр. 64).

Т а б л и ц а 62

Газ	$K_e \text{ в } \frac{\text{см/сек}}{\text{В/см}}$	
	при $E = 0,2 = \text{В/см}$	при $E = 1 \text{ В/см}$
H ₂	$2,3 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^5$
N ₂	$1,8 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^5$
He	$2,1 \cdot 10^6$	$8,4 \cdot 10^5$
Ne	$2,5 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^5$
Ar	$1,3 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^5$

См. также [1], стр. 178, таблица 13.

§ 11. Значение функции β^2 в «законе $\frac{3}{2}$ » Ленгмюра для электронов в виде двух коаксиальных цилиндров. (Гл. X, стр. 279 [899].)

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{1/2}}{r\beta^2}, \quad (893)$$

где i — сила тока, приходящаяся на единицу длины каждого цилиндра; V — потенциал в точке с координатой r при условии, что $V=0$ при $r=r_0$; r_0 — радиус того цилиндра (внутреннего или внешнего), через поверхность которого проходят электроны (или ионы одного только знака) (таблица 63, стр. 714)

§ 12. Таблица Ленгмюра $\xi = f(\mu)$ для решения задачи о влиянии начальных скоростей заряженных частиц на распределение потенциала и на вольтамперную характеристику в вакууме между двумя параллельными плоскостями, из которых одна эмиттирует заряженные частицы [902].

Аналитическое выражение для зависимости между η и ξ имеет вид:

$$\xi = \int_0^\eta \frac{d\eta}{\left[e^\eta - 1 \pm e^{\mu P(V\eta)} \mp \frac{2}{V\pi} \sqrt{\eta} \right]^{1/2}}; \quad (894)$$

Таблица 63

$\frac{r}{r_0}$	$\frac{r_0}{r}$	β^2		$\frac{r}{r_0}$	$\frac{r_0}{r}$	β^2	
		при $r > r_0$	при $r < r_0$			при $r > r_0$	при $r < r_0$
1,00	0,00000	0,00000	0,00000	6,0	0,8362	14,343	
1,01	0,00010	0,00010	0,00010	6,5	0,8635	16,777	
1,02	0,00039	0,00040	0,00040	7,0	0,8870	19,337	
1,04	0,00149	0,00159	0,00159	7,5	0,9074	22,015	
1,06	0,00324	0,00356	0,00356	8,0	0,9253	24,805	
1,08	0,00557	0,00630	0,00630	8,5	0,9410	27,701	
1,10	0,00842	0,00980	0,00980	9,0	0,9548	30,698	
1,15	0,01747	0,02186	0,02186	9,5	0,9672	33,791	
1,2	0,02875	0,03849	0,03849	10,0	0,9782	36,976	
1,3	0,05589	0,08504	0,08504	12	1,0122	50,559	
1,4	0,08672	0,14856	0,14856	14	1,0352	65,352	
1,5	0,11934	0,2282	0,2282	16	1,0513	81,203	
1,6	0,1525	0,3233	0,3233	18	1,0630	97,997	
1,7	0,1854	0,4332	0,4332	20	1,0715	115,64	
1,8	0,2177	0,5572	0,5572	30	1,0908	214,42	
1,9	0,2491	0,6947	0,6947	40	1,0946	327,01	
2,0	0,2793	0,8454	0,8454	50	1,0936	450,23	
2,1	0,3083	1,0086	1,0086	60	1,0910	582,14	
2,2	0,3361	1,1840	1,1840	70	1,0878	721,43	
2,3	0,3626	1,3712	1,3712	80	1,0845	867,11	
2,4	0,3879	1,5697	1,5697	90	1,0813	1018,5	
2,5	0,4121	1,7792	1,7792	100	1,0782	1174,9	
2,6	0,4351	1,9995	1,9995	120	1,0726	1501,4	
2,7	0,4571	2,2301	2,2301	140	1,0677	1843,5	
2,8	0,4780	2,4708	2,4708	160	1,0634	2199,4	
2,9	0,4980	2,7214	2,7214	180	1,0596	2567,3	
3,0	0,5170	2,9814	2,9814	200	1,0562	2946,1	
3,2	0,5526	3,5293	3,5293	250	1,0494	3934,4	
3,4	0,5851	4,1126	4,1126	300	1,0440	4973,0	
3,6	0,6148	4,7298	4,7298	350	1,0397	6054,1	
3,8	0,6420	5,3795	5,3795	400	1,0362	7172,1	
4,0	0,6671	6,0601	6,0601	500	1,0397	9502,2	
4,2	0,6902	6,7705	6,7705	600	1,0266	—	
4,4	0,7115	7,5096	7,5096	800	1,0209	—	
4,6	0,7313	8,2763	8,2763	1000	1,0171	—	
4,8	0,7496	9,0696	9,0696	1500	1,0114	—	
5,0	0,7666	9,8887	9,8887	2000	1,0082	—	
5,2	0,7825	10,733	10,733	5000	1,0020	—	
5,4	0,7973	11,601	11,601	10000	0,9999	—	
5,6	0,8111	12,493	12,493	30000	0,9990	—	
5,8	0,8241	13,407	13,407	$\rightarrow \infty$	1,0000	$\rightarrow \infty$	

Таблица 64

ξ имеет всегда тот же знак, что и $x - x_{\max}$; $\xi < 0$ соответствует точкам, лежащим между эмиттирующей плоскостью и поверхностью экстремального потенциала; $\xi > 0$ — точкам, лежащим по другую сторону этой поверхности.

η	$\xi < 0$	$\xi > 0$	η	$\xi < 0$	$\xi > 0$
0,00	0,0000	0,0000	6,0	2,4834	6,8416
0,05	0,4281	0,4657	6,5	2,4990	7,1924
0,10	0,5941	0,6693	7,0	2,5112	7,5345
0,15	0,7167	0,8296	7,5	2,5206	7,8690
0,20	0,8170	0,9574	8,0	2,5280	8,1963
0,25	0,9028	1,0909	9,0	2,5382	8,8323
0,30	0,9785	1,2042	10,0	2,5444	9,4465
0,35	1,0464	1,3098	11,0	2,5481	10,0417
0,40	1,1081	1,4092	12,0	2,5504	10,6204
0,45	1,1648	1,5035	13,0	2,5518	11,1845
0,50	1,2173	1,5936	14,0	2,5526	11,7355
0,6	1,3120	1,7636	15,0	2,5531	12,2747
0,7	1,3956	1,9224	16,0	2,5534	12,8032
0,8	1,4704	2,0725	18,0	2,5537	13,8313
0,9	1,5380	2,2154	20,0	2,5538	14,8260
1,0	1,5996	2,3522	25	2,5539	17,1931
1,1	1,6561	2,4839	30	2,5539	19,4253
1,2	1,7081	2,6110	35	2,5539	21,5520
1,4	1,8009	2,8539	40	2,5539	23,5939
1,6	1,8813	3,0842	45	2,5539	25,5643
1,8	1,9515	3,3040	50	2,5539	27,4740
2,0	2,0134	3,5151	60	2,5539	31,141
2,2	2,0681	3,7187	70	2,5539	34,642
2,4	2,1168	3,9158	80	2,5539	38,007
2,6	2,1602	4,1071	90	2,5539	41,258
2,8	2,1990	4,2934	100	2,5539	44,412
3,0	2,2338	4,4750	150	2,5539	59,086
3,2	2,2650	4,6524	200	2,5539	72,479
3,4	2,2930	4,8261	300	2,5539	96,877
3,6	2,3183	4,9963	400	2,5539	119,185
3,8	2,3410	5,1634	500	2,5539	140,068
4,0	2,3615	5,3274	600	2,5539	159,885
4,5	2,4044	5,7259	700	2,5539	178,861
5,0	2,4376	6,1098	800	2,5539	197,146
5,5	2,4634	6,4811	900	2,5539	214,850
			1000	2,5539	232,054

где $P(x)$ — функция Крампфа (867) и может быть представлено для $\xi < 0$ приближенным выражением

$$\xi = -2,55389 + \sqrt{2} e^{-\frac{\eta}{2}} - 0,0123 e^{-\eta} + \\ + \frac{1}{3\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{\eta}{\pi}} + 1 \right) e^{-\frac{3}{2}\eta}, \quad (895)$$

а для $\xi > 0$ — рядом

$$\begin{aligned} \xi = & \frac{2}{3} \sqrt{2} \pi^{\frac{1}{4}} \eta^{\frac{3}{4}} + 1,66854 \eta^{\frac{1}{4}} - 0,50880 - 0,1677 \eta^{-\frac{1}{4}} + \\ & + 0,1441 \eta^{-\frac{3}{4}} - 0,0145 \eta^{-\frac{5}{4}} - 0,069 \eta^{-\frac{7}{4}} + 0,036 \eta^{-\frac{9}{4}} + \\ & + 0,083 \eta^{-\frac{11}{4}} - \dots \end{aligned} \quad (896).$$

§ 13. Экспериментальные значения коэффициента объёмной ионизации α для воздуха, делённого на давление p в мм Hg как функции от отношения напряжённости поля E в В/см к давлению p в мм Hg.

Таблица 65

От $\frac{E}{p} = 20 \frac{\text{В/см}}{\text{мм Hg}}$ до $\frac{E}{p} = 34 \frac{\text{В/см}}{\text{мм Hg}}$ по [1048]; далее по [1052]

$\frac{E/p}{\text{В/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{\alpha/p}{\text{ион/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{E/p}{\text{В/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{\alpha/p}{\text{ион/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{E/p}{\text{В/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{\alpha/p}{\text{ион/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{E/p}{\text{В/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$	$\frac{\alpha/p}{\text{ион/см}} \frac{\text{мм Hg}}{\text{мм Hg}}$
20	$3,4 \cdot 10^{-5}$	35	$5,9 \cdot 10^{-3}$	100	0,68	300	4,36
22	$5,2 \cdot 10^{-5}$	36	$7,6 \cdot 10^{-3}$	110	0,85	350	5,10
24	$1,34 \cdot 10^{-4}$	38	$12,0 \cdot 10^{-3}$	120	1,05	400	5,8
26	$2,34 \cdot 10^{-4}$	40	$16,0 \cdot 10^{-3}$	130	1,23	450	6,5
28	$4,3 \cdot 10^{-4}$	45	$33,5 \cdot 10^{-3}$	140	1,40	500	7,0
30	$9,10 \cdot 10^{-4}$	50	$5,7 \cdot 10^{-2}$	150	1,60	600	7,9
31	$1,36 \cdot 10^{-3}$	60	0,130	160	1,83	700	8,7
32	$2,01 \cdot 10^{-3}$	70	0,235	180	2,25	800	9,3
33	$3,07 \cdot 10^{-3}$	80	0,365	200	2,60	900	10,0
34	$4,5 \cdot 10^{-3}$	90	0,51	250	3,50	1000	10,5

Экспериментальными значениями α приходится пользоваться для подсчёта $\int \alpha dx$ при решении задачи о напряжении зажигания разряда по формуле

$$\gamma(e^{\int_0^x \alpha dx} - 1) = 1, \quad (897)$$

а также и во всех других случаях, когда в формулы входит $\int \alpha dx$ или αx (например, при оценке концентрации ионов в головке лавины по Лёбу и Мику гл. XIX). Но так как численный или графический подсчёт $\int \alpha dx$ очень трудоёмок, то во всех тех случаях, когда расчёт носит лишь ориентировочный характер, не требующий большой точности, и когда подстановка в $\int \alpha dx$ полуэмпирического приближённого выражения для α

$$\alpha = c_1 e^{-\frac{c_2}{E}}, \quad (898)$$

и подстановка в (898) вместо напряжённости поля E её зависимости от x допускает интегрирование в известных функциях, пользуются именно этим последним методом. При этом приходится определять c_1 и c_2 при помощи (898) по значениям α для каких-либо двух (например, для крайних) значений E .

Чтобы уточнить решение, можно воспользоваться методом покусочной аппроксимации [1777], прилагая формулу (898) к отдельным участкам кривой $\alpha = f(E)$. Таблица 66 содержит значения c_1 и c_2 , подсчитанные по данным таблицы 65 при $p = 760$ мм Hg для ряда участков покусочной аппроксимации. Для других давлений воздуха надо изменить c_1 и c_2 пропорционально давлению. E должно быть выражено в В/см.

Для случая разряда между двумя коаксиальными цилиндрами, в частности при подсчёте начальной напряжённости поля коронного разряда E_k из (897), метод покусочной аппроксимации приводит к формуле

$$\frac{c_2^{(m)}}{E_k} = \ln \frac{c_1^{(m)}}{c_2^{(m)}} - \ln \left[\frac{1}{r_0 E_k} + Q \right], \quad (899)$$

где r_0 — радиус коронирующего (внутреннего) цилиндра, E_k — напряжённость поля на поверхности этого цилиндра, (m) — порядковый номер того участка покусочной аппроксимации, в который попадает искомое значение E_k ; $c_1^{(m)}$, $c_2^{(m)}$ и $Q^{(m)}$ — значения констант c_1 и c_2 и величины Q для этого участка — Q функция c_1 и c_2 .

Значения $c_1^{(m)}$, $c_2^{(m)}$, $\ln \frac{c_1^{(m)}}{c_2^{(m)}}$ и $Q^{(m)}$ приведены в таблице 66.

Таблица 66

Интервал покусочной аппроксимации		$c_1^{(m)}$	$c_2^{(m)}$	$\ln \frac{c_1^{(m)}}{c_2^{(m)}}$	$Q^{(m)}$
Номер по пор.	$\frac{E}{p}$				
m	$\frac{V/\text{см}}{\text{мм Hg}}$				
1	20—30	1 807	179,4	2,3058	+ 0,0000754
2	30—36	243 000	290,3	6,7298	— 0,00131
3	36—60	6 989	194,2	3,5832	+ 0,00780
4	60—80	6 136	188,3	3,4840	+ 0,0240
5	80—100	6 183	188,7	3,4892	+ 0,0230
6	100—120	5 930	197,4	3,5585	— 0,100
7	120—140	6 961	183,5	3,4808	+ 2,208
8	140—160	9 053	227,3	3,6824	— 0,912
9	160—180	8 891	225,6	3,6740	— 0,848
10	180—200	7 290	198,4	3,6039	+ 0,192
11	200—250	8 733	225,8	3,6554	— 1,019
12	250—300	9 947	250,7	3,6809	— 2,558

§ 14. Экспериментальные значения коэффициента поверхностной ионизации γ для воздуха. Кривая зависимости $\ln \frac{1+\gamma}{\gamma}$ от $1/\frac{E}{p}$ дана на рис. 332 ([2236], стр. 79).

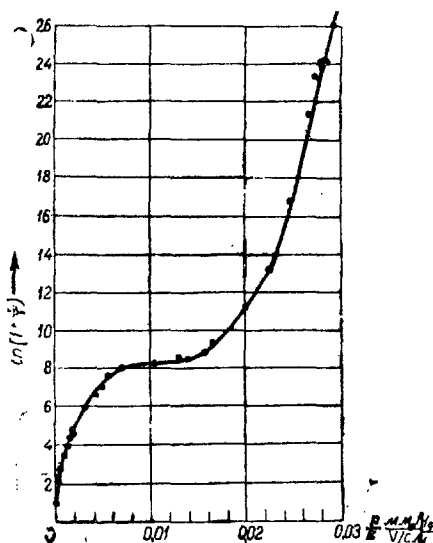


Рис. 332. Кривая зависимости величины $\ln \frac{1+\gamma}{\gamma}$ от $\frac{p}{E}$, γ — коэффициент поверхностной ионизации воздуха ([2236], стр. 79).

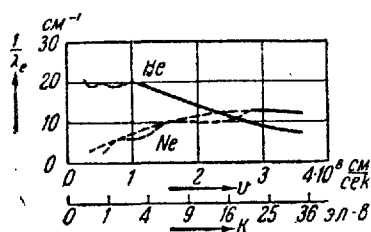
§ 15. Средняя длина свободного пути молекул газа λ_g и средняя длина свободного пути электронов в том же газе λ_e , подсчитанные по кинетической теории газов ($\lambda_e = 4 \cdot \sqrt{2} \lambda_g$).

Таблица 67, [17] (стр. 24)¹⁾

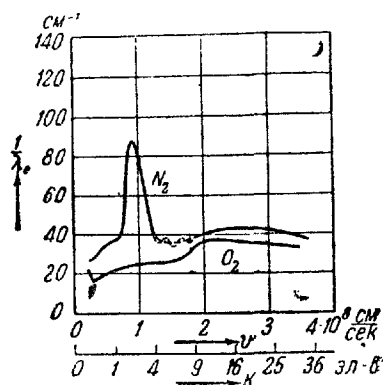
λ_g и λ_e отнесены к температуре 0°C и к давлению $p = 1 \text{ мм Hg}$

Газ	He	Ne	Ar	H ₂	N ₂	O ₂	N ₂	Hg
$\lambda_g \cdot 10^2 \text{ см}$	13,1	11,6	7,73	13,3	6,33	7,22	8,07	4,88
$\lambda_e \cdot 10^2 \text{ см}$	7,41	6,57	4,38	7,53	3,58	4,09	4,57	2,76

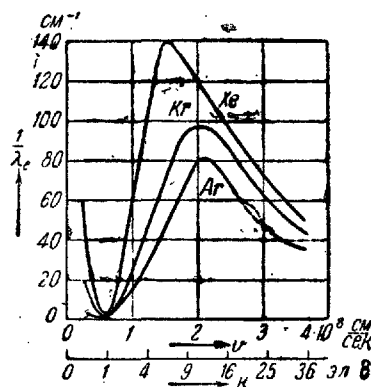
¹⁾ Значения газокинетической длины свободного пути не являются строго установленными. Для одного и того же газа у разных авторов нередко встречаются различные значения.



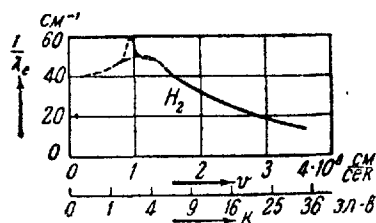
а



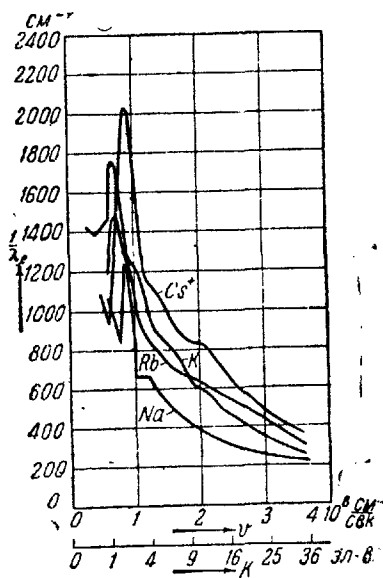
г



б



в



д

Рис. 333. Зависимость средней длины свободного пути электронов λ_e от их кинетической энергии K , выраженной в э.в.

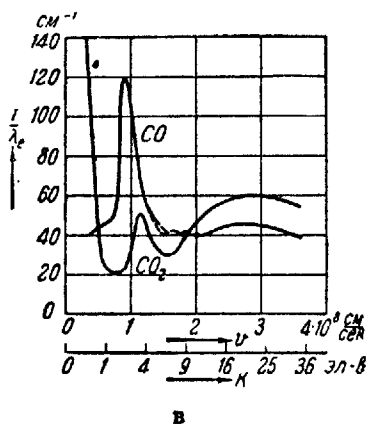
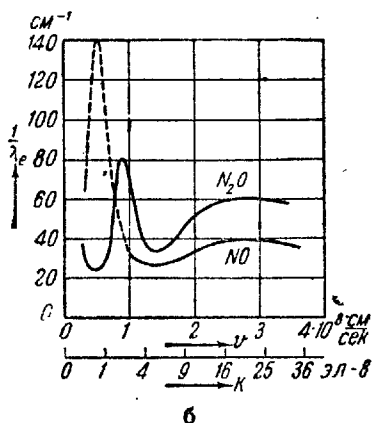
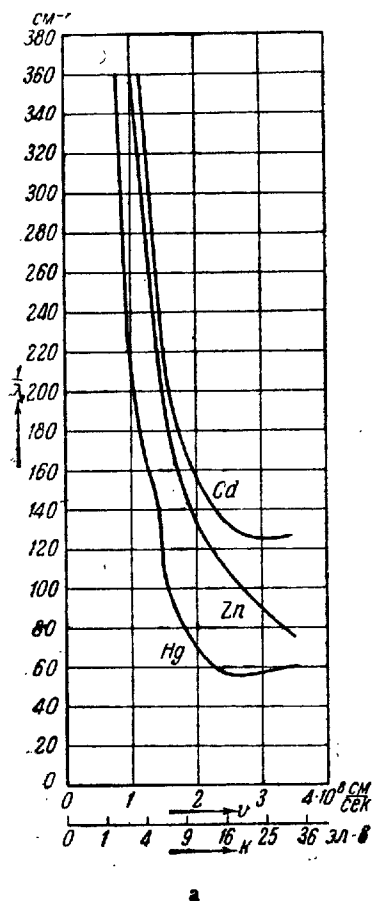


Рис. 334. То же, что и рис. 333.

§ 16. Эффективное поперечное сечение некоторых атомов и молекул по отношению к неупругим столкновениям I рода с медленными электронами — $Q_{эф}$ — в зависимости от скорости электронов. Графики этой зависимости даны на рис. 333 и 334 ([4] т. I, стр. 172 и 173).

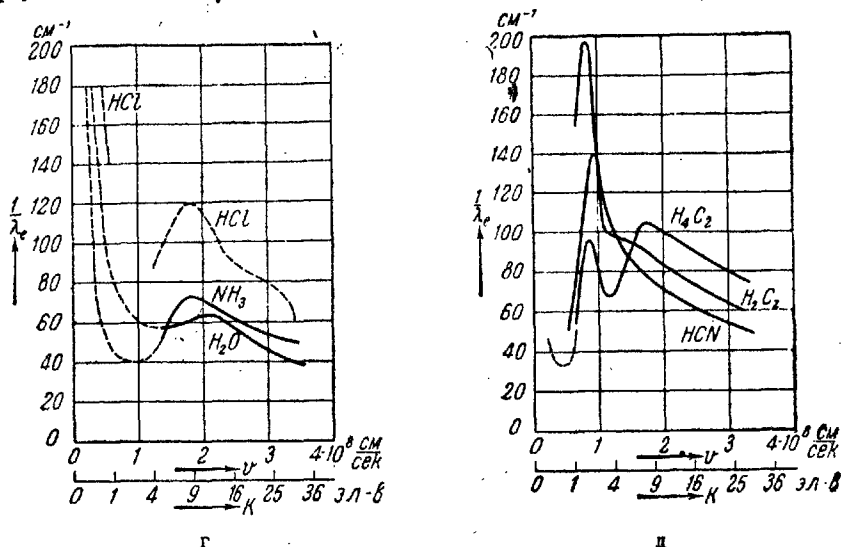


Рис. 334.

§ 17. Значения функции $F(x)$ Фаулера, служащей для построения «теоретической» кривой при определении порога фотоэффекта λ_0 и работы выхода φ по методу Фаулера (гл. IV, стр. 141—148):

$$F(x) = \lg_{10} f(x),$$

Таблица 68

([133], стр. 87)]

x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$
—8,0	—3,475	—0,5	—0,268	+2,0	+0,546	+14,0	1,998
—6,0	—2,606	—0,2	—0,160	3,0	0,785	16,0	2,113
—5,0	—2,171	0,0	—0,085	4,0	0,983	20,0	2,305
—4,0	—1,739	+0,2	—0,015	5,0	1,150	25,0	2,497
—3,0	—1,308	+0,4	+0,055	6,0	1,293	30,0	2,655
—2,5	—1,095	+0,6	+0,125	8,0	1,527	35,0	2,728
—2,0	—0,884	+1,0	+0,249	10,0	1,713	40,0	2,904
—1,5	—0,674	+1,5	+0,400	12,0	1,866	50,0	3,097
—1,0	—0,469						

где: $f(x) = e^x - \frac{e^{2x}}{2^2} + \frac{e^{3x}}{3^2} - \frac{e^{4x}}{4^2} + \dots$ при $x \leq 0$, (900)

$$f(x) = \frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} - \left\{ e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{2^2} + \frac{e^{-3x}}{3^2} - \frac{e^{-4x}}{4^2} + \dots \right. \\ \left. \dots + \text{при } x \leq 0, \right. \quad (901)$$

§ 18. График Майра для подсчёта силы тока коронного разряда между двумя коаксиальными цилиндрами при напряжении между ними

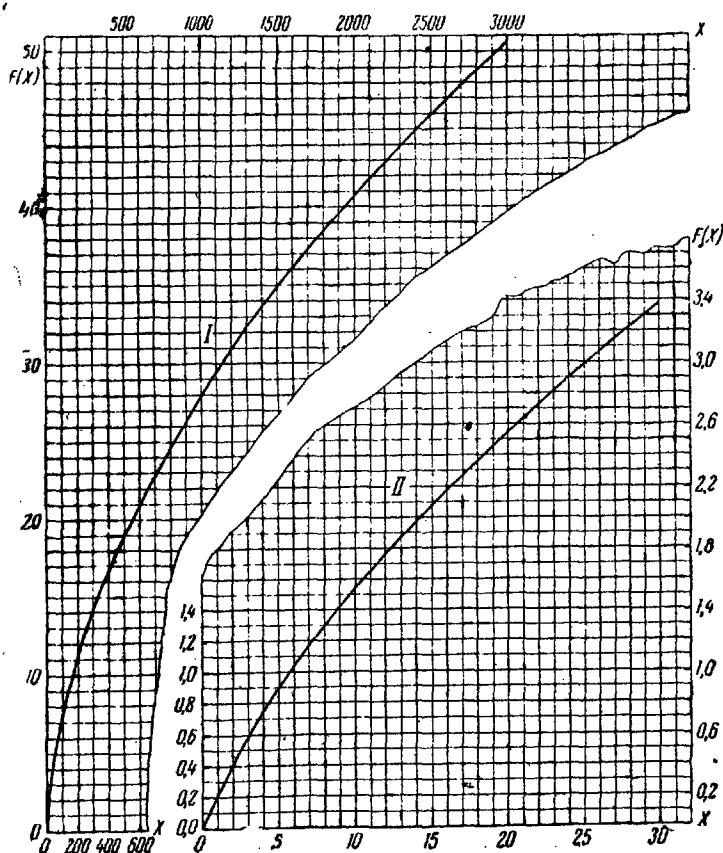


Рис. 335. График функции $F(x)$ Майра.

U (см. стр. 607), рис. 335. Кривые I и II в разных масштабах.
График

$$F(x) = \sqrt{1+x} - 1 + \frac{1}{2} \ln \frac{4(\sqrt{1+x} - 1)}{x(\sqrt{1+x} + 1)}$$

вычерчен по точкам:

x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$
0,5	0,1182	15	2,084	100	7,336	1000	27,85	2250	43,26
1,0	0,2260	20	2,534	200	11,221	1250	31,47	2500	45,77
2,5	0,5093	25	2,984	300	14,13	1500	34,75	2750	48,16
5,0	0,9044	30	3,379	500	18,92	1750	37,78	3000	50,45
10,0	1,547	50	4,738	750	23,70	2000	40,60	5000	66,13
		70	5,876						

§ 19. Соотношение между средней энергией электронов, выраженной в эл.-в., и «температурой» электронного газа T_e при максвелловском распределении электронов по скоростям.

Таблица 69

По формуле $V_0 = \frac{3}{2} kT$ (902) с учётом переводного множителя между единицей CGSE и вольт

V_0 эл.-в.	T_e °K	V_0 эл.-в.	T_e °K	V_0 эл.-в.	T_e °K	V_0 эл.-в.	T_e °K
0,1	773,3	0,75	5 800	2,0	15 470	7,5	58 000
0,2	1 547	1,0	7 733	2,5	19 330	10,0	77 330
0,5	3 866	1,5	11 600	5,0	38 660	12,5	96 660

§ 20. Отношение массы электрона m_e к массе иона m_i для некоторых одноатомных газов и паров.

Таблица 70

	$\frac{m_e}{m_i} \cdot 10^6$	$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot 10^3$		$\frac{m_e}{m_i} \cdot 10^6$	$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot 10^3$
Ar	13,8	3,71	Kr	6,57	2,56
Ba	4,00	2,00	Li	79,1	8,89
Ca	13,7	3,70	Na	23,9	4,89
Cd	4,88	2,21	Ne	27,2	5,21
Cl	15,5	3,93	O	34,29	5,856
Cs	4,13	2,03	Pb	2,65	1,63
H	544,5	23,33	Rb	6,42	2,53
He	137,2	11,71	Sn	4,62	2,15
Hg	2,74	1,65	Xe	4,18	2,04
K	14,0	3,75	Zn	8,39	2,90

При составлении этой таблицы отношение массы электрона к массе протона принято равным 1836,5, атомные веса взяты из таблицы 71 § 21.

§ 21. Периодическая система эле

Г Р У П П			
I группа	II группа	III группа	IV группа
1 H 1,0078			
3 Li 6,94	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,01
11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06
19 K 39,10	20 Ca 40,08	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90
29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60
37 Rb 85,48	38 Sr 87,63	39 Y 88,92	40 Zr 91,22
47 Ag 107,88	48 Cd 112,41	49 Th 114,8	50 Sn 118,7
55 Cs 132,91	56 Ba 137,36	57 La 138,92	72 Hf 178,6
79 Au 197,2	80 Hg 200,61	58—71 81 Tl 204,39	82 Pb 207,21
87 ? ?	88 Ra 226,05	89 Ac 226	90 Th 232,12

Редкие
земли

58—71

58 Ce
140,1359 Pr
140,960 Nd
144,861 P
?62 Sm
150,463 Eu
152,0

ментов Д. И. Менделеева

Таблица 71

(по [17], стр. 38)

П Ы									
V группа		VI группа		VII группа		VIII группа		0 группа	
								2 He 4,002	
7 N 14,01		8 O 16,00		9 F 19,00				10 Ne 20,18	
15 P 31,02		16 S 32,06		17 Cl 35,46				18 Ar 39,94	
23 V 50,95 33 As 74,91		24 Cr 52,01 34 Se 78,96		25 Mn 54,93 35 Br 79,92		26 Fe 55,84 27 Co 58,94 28 Ni 58,69		36 Kr 83,7	
41 Nb 92,91 51 Sb 121,76		42 Mo 96,0 52 Te 127,61		43 Ma ? 53 I 126,92		44 Ru 101,7 45 Rh 102,9 46 Pd 106,7		54 Xe 131,3	
73 Ta 180,88 83 Bi 209,0		74 W 184,0 84 Po 210,0		75 Re 186,31 85? ?		76 Os 191,5 77 Ir 193,1 78 Pt 195,23		86 Rn 222	
91 Pa 231		92 U 238,07							
64 Gd 156,9		65 Tb 159,2		66 Dy 162,5		67 Ho 163,5		68 Er 167,6	
69 Tu 169,4		70 Yb 173,0		71 Cp 175,0					

§ 22. Значения некоторых физических констант

Таблица 72

	Значения, принятые до 1941 года [2236] и др.	Значения по таблицам Берджа [2237]
Заряд электрона e	4,774 · 10 ⁻¹⁰ CGSE	4,802 · 10 ⁻¹⁰ CGSE
Масса покоящегося электрона m_e	1,592 · 10 ⁻²⁰ CGSM	1,602 · 10 ⁻²⁰ CGSM
Отношение заряда электрона к его массе $\frac{e}{m_e}$	9,035 · 10 ⁻²⁸ z	9,107 · 10 ⁻²⁸ z
Масса протона m_p	1,76 · 10 ⁷ CGSM	1,759 · 10 ⁷ CGSM
Масса α -частицы m_α	5,28 · 10 ⁷ CGSE	5,274 · 10 ⁷ CGSE
Постоянная Планка h	1,664 · 10 ⁻²⁴ z	1,672 · 10 ⁻²⁴ z
Постоянная Больцмана k	6,60 · 10 ⁻²⁴ z	6,644 · 10 ⁻²⁴ z
Число Авогадро (число молекул идеального газа в граммолекуле) N	6,55 · 10 ⁻²⁷ эрг · сек.	6,62 · 10 ⁻²⁷ эрг · сек
Число Лошмилта (число молекул идеального газа в 1 см ³ при $t=0^\circ\text{C}$ и $p=760$ мм Hg)	1,3709 · 10 ⁻¹⁶ эрг ¹ · град ⁻¹	1,3805 · 10 ⁻¹⁶ эрг · град ⁻¹
Объем граммолекулы идеального газа при 0°C и 760 мм Hg	6,064 · 10 ²³	6,023 · 10 ²³
Газовая постоянная R	2,705 · 10 ¹⁹	2,687 · 10 ¹⁹
Радиус нормальной орбиты электрона в атоме H по Бору a	22,412 z	22,414 z
	8,313 · 10 ⁷ эрг ¹ · град ⁻¹	8,3143 · 10 ⁷ эрг ¹ · град ⁻¹
	0,528 · 10 ⁻⁸ см	—

Продолжение

	Значения, принятые до 1941 года [2236] и др.	Значения по таблицам Бёрджа [2237]
Элементарный момент количества движения $h = \frac{h}{2\pi}$	1,04 · 10 ⁻²⁷ эрг · сек	—
Постоянная закона излучения Стефана-Больцмана σ	5,77 · 10 ⁻⁵ эрг ¹ · см ⁻² · сек ⁻¹ · град ⁻⁴	5,673 · 10 ⁻⁵ эрг ¹ · см ⁻² · сек ⁻¹ · град ⁻⁴
Постоянная «закона смещения» Вина	0,288 см · град	0,2897 см · град
Скорость света c	2,99796 · 10 ¹⁰ см/сек	2,99776 · 10 ¹⁰ см/сек
Длина волны радиации, соответствующая энергии светового кванта $h\nu$, равной 1 эл.-в.	12 336 Å	12 395 Å
«Волновое число», соответствующее 1 эл.-в.	—	8 067,5 см ⁻¹
Электрон-вольт в эргах (абсолютные вольты)	—	1,6020 · 10 ⁻¹² эрг
Отношение массы протона к массе электрона	1 842	1 836,5
Температура плавления льда при $p = 760$ мм Hg по абсолютной шкале	—	273,16° K
Плотность ртути при 0° C	13,5955	13,595
Механический эквивалент тепловой энергии	—	1 абсол. джоуль = 4,1847 калорий

См. также [970, 2236, 17, 2237].

§ 23. Сравнительная таблица различных единиц, применяемых для измерения давления газа [2336], стр. 157.

Таблица 73

	мм Hg ¹⁾	бар = дин/см ²	атм физи- ческая	атм техническая = 1 кг/см ²
1 мм Hg ¹⁾	1	1333	$1,315 \cdot 10^{-3}$	$1,359 \cdot 10^{-3}$
1 бар = ...	$0,749 \cdot 10^{-3}$	1	$0,0986 \cdot 10^{-5}$	$0,102 \cdot 10^{-5}$
1 атм. физ = . . .	760	$10,14 \cdot 10^5$	1	1,0335
1 атм. технич. =	735,35	$9,81 \cdot 10^5$	0,9676	1

Примечание. Соотношения единиц — 1 мм Hg, физическая и техническая атмосферы с единицей бар = дин/см² зависят от значения в данном месте земной поверхности ускорения тяжести g . В таблице 73 g принято равным 981 см/сек^2 («нормальное» значение $g = 980,665 \text{ см/сек}^2$).

§ 24. Англо-американские единицы длины, веса и давления. В литературе ещё и теперь нередко можно встретить единицы: 1 фут = 12 дюймов; 1 дюйм (1") = 2,5400 см; 1 англ. фунт = 0,454 кг; 1 фунт/дюйм² = 51,7 мм Hg.

¹⁾ Приведённый к 0° С.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

К ГЛАВЕ I

Общие руководства и монографии по электронике
и по электрическим явлениям в газах

- [1] Д. А. Рожайский, Физика газового разряда, ОНТИ, М.—Л., 1937.
- [2] Н. Н. Семёнов, Электронные явления, Н. Х. Т. И., Л., 1928.
- [3] К. К. Дарроу, Электрические явления в газах, ДНТВУ, Харьков — Киев, 1937.
- [4] А. Энгель и М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, ОНТИ, М.—Л., т. I, 1935; т. II, 1936.
- [5] С. М. Брагин, А. Ф. Вальтер и Н. Н. Семёнов, Теория и практика пробоя диэлектриков, Госиздат, М.—Л., 1929.
- [6] А. П. Александров и др., Физика диэлектриков под редакцией А. Ф. Вальтера М.—Л., 1932.
- [7] J. J. Thomson and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 3-е изд., Cambridge, т. I, 1928; т. II, 1933.
- [8] K. T. Compton and I. Langmuir, Electrical Discharges in Gases, ч. I, Survey of Fundamental Processes, *Rev. of Mod. Phys.* 2, 124—242 (1930); ч. II, Fundamental Phenomena in Electrical Discharges, *Rev. of Mod. Phys.* 3, 192—257 (1931).
- [9] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure, *Rev. of Mod. Phys.*, 12, 87—174 (1940); 13, 72—73 (1941).
- [10] R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen, 2 изд., Leipzig, 1934.
- [11] R. Seeliger und M. Mierdel, Selbständige Entladungen in Gasen, *Hand. d. Phys.* W. Wien und F. Harms, т. XIII, ч. 3, Leipzig.
- [12] H. Stuecklen, E. Warburg, R. Baer, A. Hagenbach, K. Przibram, G. Angenheister, Elektrizitätsbewegung in Gasen, *Hand. d. Exper. Phys.* H. Geiger und K. Scheel, т. 14, Berlin, 1927.
- [13] M. Laporte, Les phénomènes élémentaires de la décharge électrique dans les gaz, Paris, 1933.
- [14] M. Leblanc, La décharge électrique dans le vide et dans les gaz, Paris 1929.
- [15] L. B. Loeb, The Nature of a Gaz, New-York, 1931.
- [16] L. B. Loeb, Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases New-York, 1939.
- [17] W. Uyterhoven, Elektrische Gasentladungslampen, J. Springer, 1938.
- [18] J. S. Townsend, Theory of Ionization of Gases by Collision, Oxford, 1910.
- [19] J. S. Townsend, Electricity in Gases, Oxford, 1915.
- [20] J. S. Townsend, Die Ionization der Gase, *Hand. der Radiologie*, Marx'a, т. I, 1—398, 1920.
- [21] J. J. Thomson, On the Theory of the Electric Discharge in Gases, *Phil. Mag.* (5), 15, 427 (1883).

- [22] J. J. Thomson, *Proc. Camb. Soc.* 9 (5) 243 (1897); *Nature* 55, 483 (1897); *Phil. Mag.* (5); 44, 293 (1897).
- [23] J. J. Thomson, On the Existence of Masses Smaller than the Atoms, *Rep. Brit. Ass. Dover*, 637 (1899); *Nature* 60, 586 (1898).
- [24] J. J. Thomson, On the Masses of the Ions in Gases at Low Pressures, *Phil. Mag.* 48, 547 (1899).
- [25] J. J. Thomson, *Nature* 86, 466; 88, 200 (1911), *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, 8, 226 (1911).

Книги и статьи к § 2.

- [26] Ф. Розенбергер, История физики, ч. 2, ГТТИ, М. — Л., 1933; ч. 3, ОНТИ, М. — Л., вып. 1, 1935, вып. 2, 1936.
- [27] В. Лебедев, Электричество, магнетизм и электротехника в их историческом развитии. До-фарадеевский период, ОНТИ, М. — Л., 1937.
- [28] П. Таниери, Исторический очерк развития естествознания в Европе (с 1300 по 1900), ГТТИ, М. — Л., 1934.
- [29] М. В. Ломоносов, О явлениях воздушных, от электрической силы происходящих. Собр. сочинений, ч. III, стр. 48 (1803).
- [30] Известия о гальванивольтовых опытах, которые производил проф. физики Василий Петров посредством огромной наипаче батареей, состоявшей иногда из 4200 медных и цинковых кружков и находящейся при Санкт-Петербургской Медико-Хирургической Академии, СПб, 1803.
- [31] Сборник «Академик В. В. Петров (1761—1834)». Под редакцией акад. С. И. Вавилова, изд. АН СССР, М. — Л., 1940.
- [32] M. Faraday, *Experimental Researches*, § 1417.
- [33] M. Faraday, *Experimental Researches*, § 1480.
- [34] Н. А. Капцов, Павел Николаевич Яблочков, Гостехиздат, М. — Л., 1914.
- [35] Сборник «П. Н. Яблочков», под редакцией проф. Л. Д. Белькинда, Госэнергоиздат, М. — Л., 1941.
- [36] М. А. Шателен, *Электричество*, № 12, 494 (1926), Павел Николаевич Яблочков (биографический очерк).
- [37] В. Н. Чиколев, *Электричество*, 1880 г., стр. 52, *ЖРФХО*, ч. Физич., 12, 29 (1880). Дифференциальная электрическая лампа.
- [38] М. И. Радовский, № 12, 1 (1938), ПIONEР русской электротехники В. Н. Чиколев.
- [39] Некролог «В. Н. Чиколев», *Электричество* № 11/12, 153 (1899).
- [40] Очерк работ русских по электротехнике с 1800 по 1900 год, 105 и 111, изд. ИРТО, СПб, 1900.
- [41] М. А. Шателен, *Электричество*, 33, 49 и 65 (1896).
- [42] Д. А. Лачинов, *ЖРФХО*, ч. Физич., 9, 263 (1877).
- [43] В. Ф. Миткевич, О вольтовой дуге, отд. оттиск из Известий С.-Петербург. Политехнич. Ин-та, т. IV, 5—73, 1905; *Электричество*, 253 (1903).
- [44] А. Г. Столетов, Акиноэлектрические исследования, Собр. сочин., т. I, 217, 267 и 270, Гостехиздат, М. — Л., 1939; *ЖРФХО*, ч. Физич., 21, 159 (1889).
- [45] И. И. Боргман, *Электричество*, 191 (1888) и 186, 201 и 213 (1887). Нескольких опытов над распространением электрического тока в воздухе.
- [46] В. К. Лебединский, Учение об электрической искре, СПб, 1901.
- [47] В. К. Лебединский, Возникновение искры и светозлектрическое действие. Изв. Петроградск. Политехн. Ин-та, 1916, стр. 145.
- [48] J. J. Thomson, The Genesis of the Ions in the Discharge of Electricity through Gases, *Phil. Mag.* (5) 50, 278 (1900).
- [49] J. J. Thomson, *Nature* 61, 458 (1900); *Philosoph. Soc.*, 5 Febr. (1900), Ionization of Gases in an Electric Field.
- [50] Н. А. Капцов, Джозеф Джон Томсон, Советская Наука, № 10, 88 — 108 (1940).

- [51] O. W. Richardson, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 11, 286 (1901), *Jahrb. d. Radioaktivität*, 1, 302 (1904); *Phil. Mag.*, 23, 601, 619 (1912); 24, 740 (1912); 28, 633 (1914).

К ГЛАВЕ II

Руководства и обзоры по вакуумтехнике

- [52] Дюнуайе, Техника высокого вакуума, ГТТИ, 1931.
 [53] S. Dushman, *Production and Measurement of High Vacuum*, 1922, Sheneciady, N. Y. (есть русский перевод).
 [54] A. Goetz, *Physik und Technik des Hochvakuums*, 2 Aufl., Braunschweig, 1926.
 [55] С. Дёшман, Получение и измерение высокого вакуума, ГТТИ, М. — Л., 1932; *УФН*, 11, 669—725 (1931).
 [56] В. Птицын, Современное состояние техники получения высокого вакуума, *ЖТФ*, 2, 651—676 (1932).
 [57] В. Эспе и М. Кноль, Технология электровакуумных материалов, *ГИОП*, М. — Л., 1933.
 [58] А. А. Иванов, Электровакуумная технология, Госэнергоиздат, М. — Л., 1944.
 [59] К. Д. Синельников, А. К. Вальтер, Б. Н. Улезко и А. Н. Яминский, *ЖТФ* 11, 879 (1941), Фракционирующие вакуумные насосы.
 [60] W. Gaede, *Phys. Zs.*, 13, 864 (1912); *Ber. d. D. Phys. Ges.*, 14, 775 (1912); *Ann. d. Phys.*, 41, 337 (1913).
 [61] F. Holweck, *Journ. de Phys.*, 3, 64 (1922); *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, т. I, 274 (1922).
 [62] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, 8, 48 (1916); *Journ. of Frankl. Inst.*, 182, 719 (1916).
 [63] S. Dushman, *Gen. El. Rev.*, 23, 672 (1920).
 [64] C. R. Burch, *Nature*, 122, 729 (1928).
 [65] K. Hickman and C. R. Sunford, *Rev. of Scient. Instrum.*, 2, 140 (1930).
 [66] W. Gaede, *Zs. f. techn. Phys.*, 13, 210 (1932).
 [67] С. В. Птицын, *ЖТФ*, 2, 660 (1932).
 [68] J. A. Bearden, *Rev. of Scient. Instrum.*, 6, 276 (1935).
 [69] G. Seidel, *Zs. f. techn. Phys.* 16, 107 (1935).
 [70] I. Langmuir, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, 38, 2221 (1916).
 [71] Sherwood, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, 40, 1645 (1918). *Phys. Rev.* 12, 448 (1918).
 [72] З. Н. Кондрашова, *Журн. прикл. физ.*, т. V, 5 (1928).
 [73] Н. А. Орлова и С. В. Птицын, *ЖТФ*, 3, 596 (1933).
 [74] J. Dewar, *Nature*, 15/VII (1875); *Proc. Roy. Soc.* 74, 122 (1904).
 [75] Г. А. Петров и В. Е. Раковский, Приготовление активного угля, Госхимиздат, 1942.
 [76] O. Winkler, *Zs. f. techn. Phys.*, 14, 319 (1933).
 [77] C. H. Collie, *Proc. Phys. Soc., London*, 48, 252 (1934).
 [78] McLeod, *Phil. Mag.*, 48, 110 (1874).
 [79] C. Hagen, *Phys. Zs.*, 27, 47 (1926).
 [80] Е. Метёлкина, *Журн. прикл. физ.*, т. V, 51 (1928).
 [81] M. Knudsen, *Ann. d. Phys.*, 31, 633 (1910); 32, 809 (1910); 34, 593 (1911).
 [82] А. А. Зайцев и Г. В. Спивак, *ЖЭТФ*, 5, 54 (1935).
 [83] H. A. Lorentz, *Lectures on Theoretical Physics*, т. I, Kinetical Problems, 125 (1927).
 [84] A. E. Martin, *Phil. Mag.*, 9, 97 (1930).
 [85] Г. В. Спивак, *ЖТФ*, 2, 265 (1932).
 [86] E. Fredlund, *Ann. d. Phys.*, 13, 802 (1932).

- [87] W. Werner, *Zs. f. techn. Phys.* **20**, 1316 (1939). (Простая модель радиометрического манометра.)
- [88] J. W. M. Du Mond and W. M. Pickels, *Rev. of Scient. Instr.*, **6**, 362 (1935).
- [89] Т. П. Козляковская, *ЖТФ*, **8**, 1850 (1938), Манометр Мак-Леода с масляным наполнением.
- [90] A. F. Lockenitz, *Rev. Scient. Instr.*, **9**, 417 (1938), Radiometer Type Vacuum Gauge (до 0,001 бар).
- [91] S. Werner, *Zs. f. techn. Phys.*, **20**, 1, 13 (1939). (Простая форма радиометрического манометра.)
- [92] J. P. Youtz, *Rev. Scient. Instr.*, **9**, 420 (1938), Protective Device for Large Vacuum Systems.
- [93] L. F. Ehrke and Ch. M. Slack, *Phys. Rev.* **55**, 684 (1939). (Применение различных металлов в качестве геттеров.)
- [94] К. Д. Синельников, А. К. Вальтер, В. С. Гуменюк, А. Я. Таранов, *ЖТФ*, **8**, 1908 (1938). Некоторые приемы вакуумной техники.
- [95] M. Pirani, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **24**, 684 (1906).
- [96] C. F. Hale, *Trans. Amer. Electrotechn. Soc.*, **20**, 243 (1911).
- [97] S. Dushman and C. G. Found, *Phys. Rev.*, **17**, 7 (1921); **23**, 734 (1924).
- [98] Kaufmann und Serovy, *Zs. f. Phys.*, **5**, 319 (1921).
- [99] А. Денисов, *Ж. Пр. Физ.*, **5**, 63 (1928) (Ионизационный манометр.)
- [100] Н. Д. Моргулис, *ЖТФ*, **3**, 1276 (1933); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **5**, 407 (1934).
- [101] N. R. Campbell, *Phil. Mag.*, **2**, 369 (1926).
- [102] W. Meyeren, *Zs. f. Phys.*, **84**, 531 (1933).
- [103] E. Hiedemann, *Ann. d. Phys.*, **8**, 89 (1931).
- [104] A. W. Hull and E. E. Burger, *Phys. Rev.*, **40**, 1097 (1932).
- [105] В. И. Романов и Н. А. Цветков, *ЖТФ*, **5**, 996 (1935).
- [106] И. А. Эльцин, *ЖЭТФ*, **5**, 176 (1935).
- [107] A. L. Reimann, *Phil. Mag.*, **18**, 1117 (1934).
- [108] H. Alterthum, A. Lompe und R. Seeliger, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 407 (1936); *Ph. Zs.*, **37**, 833 (1936).
- [109] I. Langmuir, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, **37** (1915) (обзорная статья).
- [110] И. И. Балор, *ЖЭТФ*, **5**, 481 (1936).
- [111] И. М. Тарасков, *ЖТФ*, **2**, 425 (1932).
- [112] И. А. Эльцин, *ЖТФ* **2**, 845 (1932), Послесвечение азота, как метод контроля чистоты газа.
- [113] B. Klarfeld, *Zs. f. Phys.*, **78**, 111 (1932).
- [114] И. А. Эльцин, *ЖТФ* **2**, 859 (1932), Определение содержания азота в аргоне.
- [115] С. В. Птицын, *ЖТФ*, **5**, 329 (1935).
- [116] W. D. Hottings and B. Mortimer, *Phil. Mag.*, **6**, 625 (1928). (Очистка ртути.)
- [117] К. Смиттельс, Газы и металлы. Введение в учение о равновесии газов с металлами, Металлургиздат, М.—Л., 1940.
- [118] P. Zeleny, *Zs. f. Phys.*, **48**, 731 (1928). (Способ обнаружения места течи в вакуум аппаратуре.)
- [119] В. С. Машков, *ЖТФ*, **9**, 2052 (1939), Изолирующее вакуумное уплотнение для металлических насосных и электронных приборов.
- [120] B. Vogel, *Zs. f. techn. Phys.*, **20**, 220 (1939). (Устройство для циркуляции и очистки благородных газов.)
- [121] И. Е. Балыгин, *ЖЭТФ*, **7**, 1149 (1937), О механизме исчезновения газа из рентгеновских трубок при тренировке их под высоким напряжением.
- [122] И. А. Эльцин, *ЖЭТФ*, **5**, 176 (1935), К теории выделения газов из металлов при высокой температуре в вакууме.

- [123] В. А. Соколов, Гелий и другие редкие газы, Гос. Н. Т. Нефтян. Изд., Л.—М., 1933.
- [124] В. Г. Фастовский, Редкие газы, Госхимиздат, 1940.
- [125] В. Г. Фастовский, Криптон и ксенон, Госэпергониздат, 1941.
- [126] Kautsky und Thiele, *Zs. f. anorg. Chemie*, 152, 346 (1926). (Добывание чистого азота.)
- [127] A. V. Hill, *Journ. Scient. Instr.*, 5, 23 (1928). (То же.)
- [128] M. Pirani und F. Lax, *Wissensch. Verh. a. d. Siemens Konzern*, 2, 203 (1922) (есть о том же).
- [129] R. J. Strutt, *Philos. Trans. of the Roy. Soc., London*, A 193, 377 (1900). (О наименьшем потенциале горения разряда. См. стр. 385 и след. О приготовлении чистого азота.)
- [130] H. Alterthum und K. Römpe, *Zs. f. techn. Phys.*, 15, 148 (1934). *Optische Methode zum Nachweis von Stickstoffspuren in Edelgasen.* (Чувствительность 0,25%)
- [131] В. А. Коновалов и С. Э. Фриш, *ЖГФ*, 4, 523 (1934). Свеченные смеси аргона и азота.
- [132] P. Veitler, *Ann. d. Phys.*, 37, 583 (1940). (Метод определения функции распределения заряженных частиц по энергиям при помощи задерживающего потенциала.)
- [133] I. Langmuir, *Journ. of Frankl. Inst.*, 196, 751 (1923).
- [134] N. Semenov und A. Walter, *Zs. f. Phys.*, 17, 67 (1923).
- [135] W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.*, 12, 1 (1923).
- [136] W. Rogowski und H. Rengier, *Arch. f. Elektrotechn.*, 16, 73 и 76 (1926).

К ГЛАВЕ III

Книги, монографии и обзорные статьи

- [137] O. W. Richardson, *Emission of Electricity from Hot Bodies*, 2 изд., London, 1921.
- [138] А. Л. Рейман, Термоионная эмиссия, Гостехиздат, М.—Л., 1940 (есть списки литературы по главам).
- [139] Ж. Г. де Бур, Электронная эмиссия и явления адсорбции, ОНТИ, М.—Л., 1935.
- [140] W. Schottky, H. Rohde, H. Simon, *Glühelktroden und technische Elektronenröhren, Handb. d. Exper. Phys.*, W, Wien und F. Harms, т. XIII, ч. 2., Leipzig, (1929).
- [141] С. Дёшмэн, Термоионная эмиссия, Кубуч, М.—Л., 1932.
- [142] J. A. Becker, *Thermionic Electron Emission and Adsorption*, ч. 1, *Thermionic Emission; Rev. Mod. Phys.*, 7, 95—128 (1935.)
- [143] Л. Нордгейм, Теория металлического состояния, *УФН*, 15, 570, 675, 779 и 939 (1935).
- [144] К. К. Дарроу, Электронная теория металлов и физическая статистика, ГТТИ, М.—Л., (1933).
- [145] В. Л. Грановский, Электрические флуктуации, Гостехиздат, М.—Л., 1936.
- [146] В. Л. Грановский, *УФН*, 15, 435 (1935), Электрические флуктуации и предел чувствительности электрических приборов; ч. II. Дробовой эффект и смежные явления.
- [147] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, 35, 478 (1936).
- [148] S. Dushman, *Phys. Rev.*, 21, 623 (1923).
- [149] R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc., London*, A 119, 173 (1928).
- [150] R. H. Fowler, *Proc. Roy. Soc., London*, A 122, 36 (1929), A, 117, 549 (1928).

- [151] L. Nordheim, *Zs. f. Phys.*, **46**, 833 (1928); *Phys. Zs*, **30**, 177 (1929).
- [152] P. W. Bridgman, *Phys. Rev.*, **27**, 173 (1926).
- [153] F. Bloch, *Zs. f. Phys.*, **52**, 555 (1929). (Теория электронной эмиссии.)
- [154] И. Е. Тамм и Д. И. Блохинцев, *Zs. f. Phys.*, **77**, 774 (1932).
- [155] E. Wigner, *Phys. Rev.*, **49**, 696 (1936).
- [156] E. Wigner and G. Bardeen, *Phys. Rev.*, **48**, 84 (1935).
- [157] J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **49**, 653 (1936).
- [158] A. G. Worthing and W. E. Forsythe, *Phys. Rev.*, **18**, 144 (1921); *Phys. Rev.*, **10**, 377 (1917).
- [159] C. Davisson and L. Germer, *Phys. Rev.*, **20**, 300 (1922).
- [160] F. Krueger und G. Stabenow, *Ann. d. Phys.*, **22**, 713 (1935).
- [161] Е. Н. Грибанов, *ЖТФ*, **5**, 1356 (1935).
- [162] G. Moench, *Zs. f. Phys.*, **47**, 522 (1928).
- [163] H. Gericke, *Phys. Zs.*, **37**, 327 (1936). (Критический обзор методов определения контактной разности потенциалов.)
- [164] P. A. Anderson, *Phys. Rev.*, **47**, 958 (1935). (То же определение по методу сдвига характеристики, подвижные аноды.)
- [165] D. B. Langmuir, *Phys. Rev.*, **47**, 328 (1935). (То же с двумя различными нитями при одном и том же аноде.)
- [166] A. T. Waterman, *Phys. Rev.*, **51**, 63 (1937). (То же по методу компенсации контактной разности потенциалов между двумя нитями, из которых одна вибрирует.)
- [167] H. Koesters, *Zs. f. Phys.*, **66**, 807 (1930). (То же по методу сдвига характеристики; подвижные цилиндрические аноды из различных материалов.)
- [168] W. Schottky, *Phys. Zs.*, **15**, 872 (1914); *Jahrb. d. Radioaktivität und; Elektronik*, **12**, 147 (1915).
- [169] S. Dushman, H. N. Rowe, J. Ewald and C. A. Kindner, *Phys. Rev.*, **25**, 338 (1925).
- [170] W. S. Pforte, *Zs. f. Phys.*, **49**, 46 (1928). (Экспериментальное подтверждение теории Шоттки.)
- [171] N. A. de Brugne, *Proc. Roy. Soc. London*, **A 120**, 423 (Экспериментальное подтверждение теории Шоттки и максвелловского распределения скоростей.)
- [172] П. И. Лукирский, *Изв. АН СССР*, сер. Физич. **8**, 226 (1944). Вырывание электронов электрическим полем.
- [173] E. W. Müller, *Zs. f. Phys.*, **102**, 734 (1936); *Phys. Zs.*, **37**, 838 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 412 (1936).
- [174] R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 119**; 173 (1928).
- [175] E. W. Mueller, *Zs. f. Phys.*, **102**, 734 (1936).
- [176] Millikan and Eyring, *Phys. Rev.*, **27**, 51 (1926); **31**, 200 (1928).
- [177] A. J. Ahearn and J. A. Becker, *Phys. Rev.*, **54**, 448 (1938).
- [178] L. H. Germer, *Phys. Rev.*, **25**, 584, 795 (1925).
- [179] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **22**, 357 (1923).
- [180] A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 145 (1933).
- [181] A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.*, **13**, 303 (1932).
- [182] I. Langmuir, *Journ. of Frankl. Inst.*, **217**, 543 (1934).
- [183] E. Brueche und H. Mahl, *Zs. f. techn. Phys.*, **16**, 623 (1935); **17**, 81 (1936).
- [184] H. Mahl und D. Schenk, *Zs. f. Phys.*, **101**, 117 (1936).
- [185] E. Brueche und H. Mahl, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 262 (1936).
- [186] A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 656 (1936).
- [187] I. Langmuir, *Acta Physicochemica USSR*, **1**, 371 (1934).
- [188] W. B. Nottingham, *Phys. Rev.*, **49**, 78 (1935).
- [189] A. Rose, *Phys. Rev.*, **49**, 838 (1936).

- [190] I. Langmuir and Kingdon, *Science*, **57**, 58 (1923); *Proc. Roy. Soc., London*, **A 107**, 61 (1925).
- [191] Becker, *Phys. Rev.*, **28**, 341 (1926); **29**, 364 (1927).
- [192] J. B. Taylor and I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **44**, 432 (1933).
- [193] N. D. Morgulis, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **5**, 221 (1934).
- [194] Лукырский, Сосина, Векшинский и Царёва, *ЖТФ*, 1931; *Zs. f. Phys.*, **71**, 306 (1931).
- [195] W. Heinze und S. Wagener, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 645 (1936).
- [196] M. Benjamin and H. P. Rooksby, *Phil. Mag.*, **16**, 519 (1933).
- [197] A. L. Reimann and L. R. G. Treloar, *Phil. Mag.*, **12**, 1073 (1931).
- [198] M. Benjamin and H. P. Rooksby, *Phil. Mag.* **15**, 810 (1933).
- [199] M. Benjamin, *Phil. Mag.*, **20**, 1 (1935).
- [200] A. J. Maddock, *Phil. Mag.*, **19**, 422 (1935).
- [201] H. Gaertner, *Phil. Mag.*, **19**, 82 (1935).
- [202] J. E. Henderson and G. M. Fleming, *Phys. Rev.* **48**, 486 (1935); **54**, 241 (1938).
- [203] O. W. Richardson, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 105**, 387 (1924), Thermodynamics of Electron Emission.
- [204] A. K. Brewer, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **13**, 392 (1927), The Relation between Temperature and Work Funktion in Thermionic Emission.
- [205] A. C. Davies and R. N. Moss, *Phil. Mag.*, **5**, 989 (1928). (Деактивация торированного вольфрама.)
- [206] O. W. Richardson, *Proc. Roy. Soc. London*, **A 117**, 719 (1928), On the Extraction of Electrons from Cold Conductors in Intense Electric Fields.
- [207] R. Viohl, *Ann. d. Phys.*, **87**, 176 (1928), Messung der Wärmeentwicklung bei der Kondensation von Elektronen in Metallen.
- [208] R. A. Millikan and C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **33**, 598 (1929), Dependence of Electron Emission from Metals upon Field Strengths and Temperatures.
- [209] A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys*, **21**, 246 (1930), Die Elektronenemission von Oxydkathoden.
- [210] A. L. Reimann and R. Murgoci, *Phil. Mag.*, **9**, 440 (1930), Thermionic Emission and Electrical Conductivity of Oxyde Cathodes.
- [211] F. F. Lowry, *Phys. Rev.*, **35**, 1367 (1930), The Role of the Core Metal in Oxide Coated Filaments.
- [212] D. Schenk, *Ann. d. Phys.*, **23**, 240 (1935).
- [213] E. Brueche, *Zs. f. Phys.*, **98**, 77 (1935).
- [214] H. Gaertner, *Phil. Mag.*, **13**, 82 (1935).
- [215] W. Espe, *Wiss. Verh. d. Siemens-Konz.* **5**, 29 (1926).
- [216] W. A. Jenkins, *Phil. Mag.* **47**, 1025 (1924).
- [217] P. K. Mitra, *Phil. Mag.*, **5**, 67 (1928).
- [218] L. P. Smyth, *Phys. Rev.*, **33**, 279 и 1082 (1929); **34**, 1496 (1929).
- [219] L. R. Barner, *Phys. Rev.*, **40**, 1044 (1932); **42**, 492 (1933).
- [220] H. B. Wahlen, *Phys. Rev.*, **34**, 164 (1929); **38**, 1074 (1931), *Nature*, **123**, 912 (1929).
- [221] H. B. Wahlen and L. V. Whitney, *Phys. Rev.*, **50**, 795 (1936).
- [222] C. H. Kunsman, *Science* **62**, 269 (1925); *Journ. of the Frankl. Inst.*, **203**, 635 (1927).
- [223] H. Paeverlein, *Ann. d. Phys.*, **27**, 92 (1936).
- [224] J. Koch, *Zs. f. Phys.*, **100**, 669 (1936).
- [225] J. P. Blewett and E. J. Jones, *Phys. Rev.*, **50**, 464 (1936).
- [226] H. Mentrap, *Phys. Zs.*, **36**, 335 (1935).
- [227] W. Schottky, *Ann. d. Phys.*, **57**, 541 (1918); **65**, 79 (1921); **68**, 157 (1922).
- [228] C. A. Hartmann, *Ann. d. Phys.*, **65**, 51 (1921); *Phys. Zs.*, **23**, 436 (1922).
- [229] R. Fuerth, *Phys. Zs.*, **23**, 354 и 438 (1922).
- [230] A. W. Hull and N. H. Williams, *Phys. Rev.*, **23**, 299 (1924); **25**, 147 (1925).

- [231] N. H. Williams and N. B. Vincent, *Phys. Rev.*, **28**, 1250 (1926).
- [232] F. B. Llewellyn, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **18**, 243 (1930); **19**, 416 (1931).
- [233] N. P. Casle, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **19**, 963 (1931).
- [234] E. B. Moullin and H. D. M. Ellis, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, **74**, 323 (1933).
- [235] N. H. Kosanowski and N. H. Williams, *Phys. Rev.*, **35**, 1430 (1930); **36**, 1314 (1930).
- [236] S. Ballantine, *Physics*, **4**, 294 (1933), *Journ. Frankl. Inst.*, **206**, 159 (1928).
- [237] J. S. Donal, *Phys. Rev.*, **35**, 1430 (1930); **36**, 1172 (1930).
- [238] E. W. Thacher and N. H. Williams, *Phys. Rev.*, **39**, 374 (1932).
- [239] E. W. Thacher, *Phys. Rev.*, **40**, 114 (1932).
- [240] J. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **26**, 71 (1925).
- [241] W. Schottky, *Phys. Rev.*, **28**, 74 (1926).
- [242] W. Schottky und E. Spenke, *Naturwissenschaften*, **25**, 447 (1937), Das $T/2$ -Gesetz für die Schwankungen ungesättigter Elektronenströme.
- [243] W. Heinze und S. Wagener, *Zs. f. Phys.*, **110**, 164 (1938), Die Aenderung der Elektronenaustrittsarbeit bei der Aktivierung von Oxydkathoden.
- [244] B. Gysac und S. Wagener, *Zs. f. Phys.*, **110**, 145 (1938).
- [245] F. Orban, *Zs. f. techn. Phys.*, **13**, 420 (1932); **14**, 137 (1933).
- [246] J. M. Whittaker, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **34**, 158 (1938), Schot Effect with Space Charge.
- [247] A. L. Reimann, *Proc. Phys. Soc., London* **50**, 493 (1938). (Определение ϕ и A для C .)
- [248] A. W. Hull, *Phys. Rev.*, **53**, 936 (1938), A New Type of Thermionic Cathode: The Migration Cathode.
- [249] S. T. Martin, *Phys. Rev.*, **53**, 937 (1938).
- [250] А. М. Адрианов, *Изв. АН СССР*, сер. Физич. **8**, 290 (1944), Эмиссия оксидного катода в импульсном режиме.
- [251] O. Klein und E. Lange, *Zs. f. Elektrochemie*, **44**, 512 (1938).
- [252] N. Campbell, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **35**, 127 (1939), Fluctuation Theorem (Schot Effect.)
- [253] W. Heinze und S. Wagener, *Zs. f. Techn. Phys.*, **20**, 16 (1939). (Об эмиссионных центрах на поверхности оксидного катода.)
- [254] L. F. Brodway and A. F. Pearce, *Proc. Phys. Soc., London* **51**, 335 (1939).
- [255] J. E. Henderson and R. K. Dahlstrom, *Phys. Rev.*, **55**, 473 (1939).
- [256] J. P. Blewett, *Phys. Rev.*, **55**, 713 (1939).
- [257] M. Surdin, *Journ. de Phys. et le Radium*, **188** (1939).
- [258] P. Grauwin, *Annales de Physique*, **12**, 88 (1939).
- [259] М. Н. Дьяченко и М. И. Далленбах, *ЖЭТФ*, **10**, 58 (1940). Влияние абсорбированных газов на термоэлектронную эмиссию W и Pt при низких температурах.
- [260] Н. Д. Моргулис, *ЖЭТФ*, **10**, 168 (1940). Исследование поверхностной структуры торированного вольфрама при помощи ионного микроскопа.
- [261] P. A. Anderson, *Phys. Rev.*, **57**, 122 (1940).
- [262] M. H. Nichols, *Phys. Rev.*, **57**, 297 (1940).
- [263] Ch. J. Mullin and E. Guth, *Phys. Rev.*, **57**, 349 (1940). (Отступления от закона Шоттки.)
- [264] R. L. Seiffert and T. E. Phipps, *Phys. Rev.*, **56**, 652 (1939).
- [265] D. Turnbull and T. E. Phipps, *Phys. Rev.*, **56**, 663 (1939).
- [266] H. M. Mott Smith, *Phys. Rev.*, **56**, 668 (1939). (Отступления от закона Шоттки.)
- [267] C. J. Gallagher, *Phys. Rev.*, **63**, 217 (1943). (Эмиссия тонких плёнок Th на Ta; понижение с 4,07 до 2,52 V.)

- [268] H. Nelting, *Zs. f. Phys.*, **115**, 469 (1940). (Исследование условий активировки торированного молибдена.)
- [269] K. Bruening, *Phys. Zs.*, **41**, 285 (1940).
- [270] R. Haefler, *Zs. f. Phys.*, **116**, 604 (1940). Экспериментальная проверка теории автоэлектронной эмиссии.
- [271] D. B. Langmuir, *Phys. Rev.*, **49**, 428 (1936).
- [272] W. B. Nottingham, *Phys. Rev.*, **49**, 78 (1936).
- [273] A. L. Reimann, *Phil. Mag.*, **20**, 594 (1935).
- [274] E. Brueche und H. Mahl, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 81 (1936).
- [275] A. Rose, *Phys. Rev.*, **49**, 838 (1936).
- [276] E. W. Mueller, *Zs. f. Phys.*, **106**, 132 и 541 (1937). (Электронооптические исследования.)
- [277] Н. Д. Моргулис, *ЖЭТФ*, **6**, 339 (1933).
- [278] W. Schottky, *Physica*, **4**, 175 (1937), Raumladungsschwächung beim Schrotteffekt und Funkeffekt.
- [279] W. Schottky, *Zs. f. Phys.*, **105**, 248 (1937). Zusammenhänge zwischen korpuskularen und thermischen Schwankungen in Elektronenröhren.
- [280] H. Haberland und W. Walcher, *Zs. f. Phys.*, **105**, 318 (1937).
- [281] E. H. Winkler, *Zs. f. Phys.*, **107**, 235 (1937).
- [282] H. B. Wahlen and L. V. Whitney, *Phys. Rev.*, **50**, 735 (1936), Positive and Negative Thermionic Emission from Tungsten.
- [283] S. Kalandyk, *Zs. f. Phys.*, **103**, 583 (1936). Negative Elektrizitätsemission beim Glühen von Platin in Chlor.
- [284] H. Heinze und S. Wagener, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 645 (1936).
- [285] H. Mahl, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 81, 262, 653 (1936).
- [286] L. V. Whitney, *Phys. Rev.*, **50**, 1154 (1936). (Надёжное определение ν для Pt.)
- [287] H. Mahl, *Zs. f. Phys.*, **108**, 771 (1938). Elektronenoptische Beobachtung der Ionen- und Elektronenemission von drahtförmigen Emissionsquellen.
- [288] W. Heinze, *Zs. f. Phys.*, **109**, 459 (1938).
- [289] A. L. Reimann, *Phil. Mag.*, **25**, 834 (1938), The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Tungsten.
- [290] W. Schottky, *Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens Werken*, **16**, ч. 2, 1 (1937).
- [291] H. J. Fan, *Journ. of. Appl. Phys.*, **14**, 552 (1943). Thermionic Emission from an Oxyde Coated Cathode.
- [292] E. Spenke, *Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens Werken*, **16**, ч. 2, 19 (1937); H. Jacoby und L. Kindgesser, там же, стр. 42. Die Raumladungsschwächung des Schrotteffekts.
- [293] Дж. П. Блюнт, *УФН*, **24**, 228—275 (1940), *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 668 и 831 (1939). Свойства оксидных катодов (есть список литературы).
- [294] Т. П. Козляковская, Термоэлектронная эмиссия сложных поверхностей — Электронные и ионные приборы, Труды ВЭИ, т. 41, стр. 44—88, Госэнергоиздат, 1941.
- [295] J. H. De Boer and C. F. Veenemans, *Physica* **1**, 960 (1934), **2**, (1935).
- [296] F. Kuhn, *Ann. d. Phys.*, **15**, 825 (1932). Die Potentialdifferenz zwischen glühenden Wolframelektroden verschiedener Temperatur.
- [297] J. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **66**, 352 (1944). (Усиление термоэлектронной эмиссии при бомбардировке катода электронами.)
- [298] G. E. Moore and H. W. Allison, *Phys. Rev.*, **65**, 254 (1944). (Эмиссия следов оксида щелочного металла — 0,001 мономолекулярного слоя на W и Mo.)
- [299] R. L. Sproull, *Phys. Rev.*, **67**, 166 (1945), An Investigation of Schott-Time Thermionic Emission from Oxide-Coated Cathodes.
- [300] A. L. Reimann, *Nature*, **133**, 833 (1934), The Apparent Thermionic Constant A of Clean Metals.

- [301] H. C. Rentschler and D. E. Henry, *Phys. Rev.*, **68**, 217 (1943). (Понижающее действие O_2 , N_2 и H_2 на работу выхода из циркония, титана и тория.)
- [302] W. Benjamin and R. O. Jenkins, *Proc. Roy. Soc., London.*, A **176** 262 (1940). (Автоэлектронная эмиссия отдельных кристалликов в W, Mo и Ni.)
- [303] E. Guth and C. J. Millen, *Phys. Rev.*, **59**, 575 и 867, 942 (1941); **61**, 39 (1942). (Электронная эмиссия металлов при наличии внешнего электрического поля.)
- [304] C. Herring, *Phys. Rev.*, **59**, 889 (1941). (Термодинамическая интерпретация некоторых термоэлектронных явлений.)
- [305] W. B. Nottingham, *Phys. Rev.*, **59**, 906 (1941). Remarks on Energy Losses Attending the Thermionic Emission of Electrons from Metals.
- [306] G. M. Fleming and J. E. Henderson, *Phys. Rev.*, **59**, 907 (1941). (То же.)
- [307] P. A. Anderson, *Phys. Rev.*, **59**, 1034 (1941). (Изготовление чистых поверхностей монокристаллов для определения работы выхода.)
- [308] R. W. Wright, *Phys. Rev.*, **60**, 465 (1941). Positive and Negative Emission from Molybdenum.

К ГЛАВЕ IV

Книги, монографии и обзорные статьи

- [309] А. Л. Юз и Л. А. Дюбридж, Фотоэлектронные явления, ОНТИ, Л.—М., 1936.
- [310] Г. Симон и Р. Зурман, Фотоэлементы и их применения, ОНТИ, М.—Л., 1936.
- [311] B. Guedel, *Lichtelektrische Erscheinungen*, Springer, 1928.
- [312] Л. Б. Линдфорд, Новейшие исследования в области внешнего фотоэлектрического эффекта, *УФН*, **14**, 133—181 (1934); *Rev. of Mod. Phys.*, **5**, 34—61 (1933).
- [313] Н. С. Хлебников, *УФН*, **22**, 384 (1939). Работы А. Г. Столетова по фотоэффекту.
- [314] P. Lenard, *Ann. d. Phys.*, **8**, 149 (1902).
- [315] A. Einstein, *Ann. d. Phys.*, **17**, 132 (1905); **20**, 199 (1906).
- [316] T. C. Fry and H. E. Ives, *Phys. Rev.*, **32**, 44 (1928).
- [317] H. E. Ives, A. R. Olpin and A. L. Johnsrud, *Phys. Rev.*, **32**, 57 (1928).
- [318] O. Klemperer, *Zs. f. Phys.*, **16**, 280 (1923).
- [319] P. Lukirsky und S. Trilezaev, *Zs. f. Phys.*, **49**, 236 (1928).
- [320] H. E. Ives and T. C. Fry, *Astrophys. Journ.*, **56**, 1 (1922).
- [321] R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, **7**, 362 (1916).
- [322] O. W. Richardson, *Phil. Mag.*, **23**, 615 (1912); **24**, 570 (1912).
- [323] R. Suhrmann, *Zs. f. Phys.*, **33**, 63 (1925).
- [324] F. Klauser, *Ann. d. Phys.*, **20**, 909 (1934).
- [325] R. J. Caschman and E. Bascoe, *Phys. Rev.*, **53**, 919 (1938).
- [326] R. Suhrmann, *Phys. Zs.*, **32**, 216, 929 (1931).
- [327] R. Suhrmann und H. Tessing, *Zs. f. Phys.*, **55**, 701 (1929).
- [328] P. W. Timofeev und W. W. Nalimow, *Zs. f. Phys.*, **81**, 687 (1933).
- [329] Ф. Айвес и Т. Фрай, *УФН*, **14**, 104 (1934), *Journ. Opt. Soc., Amer.*, **23**, 74 (1933).
- [330] R. H. Fowler, *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).
- [331] Л. Дюбридж, *УФН*, **19**, 74—125 (1933), Новые теории фотоэффекта (со списком литературы).

- [332] G. Wentzel, *Sommerfeld Festschrift* (Probleme der modernen Physik), стр. 79, Leipzig (1928).
- [333] I. Tamm, *Zs. f. Phys.*, **68**, 97 (1931).
- [334] H. Froehlich, *Ann. d. Phys.*, **7**, 103 (1930).
- [335] R. H. Fowler, *Proc. Roy. Soc., London*, **118**, 229 (1928). (Общая теория электронной эмиссии.)
- [336] K. Mitchell, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 146**, 442 (1935); **A 153**, 513 (1936), *Cambridge Phil. Soc.*, **31**, 416 (1935).
- [337] L. I. Schiff and L. H. Thomas, *Phys. Rev.*, **47**, 860 (1935), Quantum Theory of Metallic Reflection.
- [338] R. D. Myers, *Phys. Rev.*, **49**, 938 (1936), Use of the Image Potential for the Surface Photoelectric Effect; A. G. Hill, *Phys. Rev.*, **53**, 184 (1938).
- [339] R. E. B. Makinson, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 162**, 367 (1937). Metallic Reflexion and the Surface Photoelectric Effect.
- [340] R. J. Caschmann and E. Bascoe, *Phys. Rev.*, **55**, 63 (1939). (Дальнейшее развитие теории Митчелла и экспериментальная проверка.)
- [341] H. M. Zepf, *Phys. Rev.*, **50**, 1050 (1936). (Понижение температуры катода при фотоэлектронной эмиссии.)
- [342] Р. Зурман, *УФН*, **16**, 199—266 (1936). О внешнем фотоэффекте на адсорбированных плёнках. (Обзорная статья и список литературы.)
- [343] А. В. Афанасьева и Ю. И. Лунькова, *ЖТФ*, **5**, 1000 (1935).
- [344] H. C. Rentschler and D. E. Henry, *Journ. Frankl. Inst.*, **223**, 135 (1937).
- [345] W. Gei und I. Thaten, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **8**, 342 (1935).
- [346] H. Mayer, *Ann. d. Phys.*, **30**, 129 (1937).
- [347] H. Mayer, *Ann. d. Phys.*, **33**, 419 (1938).
- [348] J. Brady and J. H. Rochel, *Phys. Rev.*, **50**, 624 (1936). (Сенсибилизация калия водородом.)
- [349] R. C. L. Bosworth, *Trans. Farad. Soc.*, **32**, 1369 (1936) (то же).
- [350] М. В. Савостьянова, *УФН*, **14**, 7—34 (1934), Селективный фотоэффект. (Обзорная статья.)
- [351] R. G. Wilson, *Phys. Rev.*, **53**, 264 (1938) (векторальный эффект).
- [352] R. J. Caschman and N. C. Jamison, *Phys. Rev.*, **49**, 887 (1936); **50**, 624 (1936). (Определение φ по Фаулеру.)
- [353] R. J. Caschmann, *Phys. Rev.*, **52**, 246 и 512 (1937). (Температ. коэф. φ .)
- [354] A. G. Hill, *Phys. Rev.*, **53**, 184 (1938). (Теория.)
- [355] D. H. Loughridge and N. K. Olsen, *Phys. Rev.*, **54**, 239 (1938). (Изменение λ_0 железа при намагничивании.)
- [356] E. U. Condon, *Phys. Rev.*, **54**, 1089 (1938).
- [357] E. Ruedberg, *Phys. Rev.*, **48**, 811 (1935). (Распределение скоростей среди фотоэлектронов.)
- [358] П. В. Тимофеев и Н. С. Кондорская, *ЖТФ*, **6**, 1267 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **9**, 683 (1936).
- [359] П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, *ЖТФ*, **6**, 1641 (1936).
- [360] А. И. Пятницкий и П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, **6**, 459 (1936).
- [361] П. В. Тимофеев и В. Б. Налимов, *ЖТФ*, **6**, 47 (1936).
- [362] A. I. Pjatnitsky and P. W. Timofeev, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **9**, 187 (1936).
- [363] H. Y. Fan, *Phys. Rev.*, **68**, 43 (1945). (Теория фотоэффекта на металлах.)
- [364] P. Görlich, *Zs. f. Phys.*, **109**, 374 (1938); **101**, 335 (1936).
- [365] H. Fleischer und Putsch, *Zs. f. Phys.*, **106**, 322 (1937).
- [366] P. Lukirsky, *Techn. Phys., USSR*, **3**, 685 (1936).
- [367] R. Surmann and A. Mittman, *Zs. f. Phys.*, **111**, 18 и 137 (1938).
- [368] W. Kluge, *Phys. Zs.*, **39**, 911 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **19**, 597 (1938).

- [369] H. Teichman, *Phys. Zs.*, **39**, 914 (1938); *Zs. f. techn. Phys.*, **19**, 600 (1938).
- [370] R. Fleischer und H. Pech, *Zs. f. Phys.*, **112**, 242 (1939).
- [371] Рыжанов, *ЖТФ*, **9**, 38 (1939).
- [372] Н. Борзяк, *ЖТФ*, **9**, 2032 (1939).
- [373] Ю. М. Кушнир, А. Вайнроб и В. П. Гончаров, *ЖТФ*, **9**, 1044 и 2139. (1939).
- [374] Н. С. Хлебников и Н. А. Синицын, *ЖТФ*, **10** (1919), 1940.
- [375] J. M. Kuschner, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **9**, 588 (1936). Труды Пед. Инст. им. К. Либкнехта, стр. 94. (Влияние магнитного поля на фотоэффект.)
- [376] С. С. Прилежаев, *ЖТФ*, **9**, 1939 (1939).
- [377] С. Ю. Лукьянов, Н. Н. Лушева и И. С. Мазовер, *ЖТФ*, **9**, 1808 (1939).
- [378] Г. А. Морозов, *ЖТФ*, **9**, 2018 (1939).
- [379] Н. Хлебников и Н. Зайцев, *ЖТФ*, **9**, 44 (1939).
- [380] Н. С. Хлебников, *УФН*, **26**, 89—103, (1944). Сурьяно-цезиевые катоды и фотоэлементы. (Обзорная статья и список литературы.)
- [381] P. Görlich, *Phil. Mag.*, **25**, 286 (1938); *Zs. f. Phys.*, **116**, 704 (1940).
- [382] С. Ю. Лукьянов, *ЖТФ*, **9**, 1175 (1939).
- [383] Г. А. Морозов, *ЖТФ*, **9**, 2018 (1939).
- [384] Н. Зайцев, *ЖТФ*, **9**, 661 (1939).
- [385] Н. С. Хлебников, *ЖТФ*, **10**, 1908 (1910).
- [386] Н. С. Хлебников и Н. А. Синицын, *ЖТФ*, **10**, 1913 (1940). (Утомление Sb-Cs-фотокатодов.)
- [387] Н. С. Хлебников и А. Е. Меламид, *Изв. АН СССР*, **8**, 309 (1944). Новые фотоэлементы с Sb-Cs-катодами.
- [388] Д. И. Блохинцев, Введение в квантовую механику, Гостехиздат, М.—Л., 1944.
- [389] J. H. de Boer and M. C. Teves, *Zs. f. Phys.*, **65**, 489 и 500 (1930); **74**, 605 (1932); **83**, 521 (1933).
- [390] L. R. Koller, *Phys. Rev.*, **36**, 1641 (1930).
- [391] N. K. Campbell, *Phil. Mag.*, **12**, 173 (1931).
- [392] C. H. Prescott Jr. and M. J. Kelly, *Bell Syst. Techn. Journ.*, **11**, 334 (1932).
- [393] W. Kluge, *Phys. Zs.*, **34**, 115, 465 и 844 (1933).
- [394] R. Fleischer und P. Görlich, *Phys. Zs.*, **35**, 289 (1934).
- [395] P. Görlich, *Zs. f. Phys.*, **85**, 128 (1933).
- [396] R. Sewig, *Zs. f. Phys.*, **76**, 91 (1932). Lichtelektrische Zellen mit dünn-schichtigen Alkalikathoden.
- [397] W. Nickless, *Electronics*, No. 5, 553, Aug. (1932). Manufacture of Caesium Silver-Oxide Photocells.
- [398] Н. С. Хлебников, Н. С. Зайцев, *ЖТФ*, **9**, 44 (1939). Новые сложные фотокатоды (Sb-Cs).
- [399] М. Л. Кац и Р. Е. Соломонюк, *ЖТФ*, **11**, 483 (1941). О спектральной чувствительности сурьяно-цезиевых фотоэлементов.
- [400] A. H. Weber and L. J. Eisele, *Phys. Rev.*, **60**, 570 (1941). Note on the Photoelectric Threshold of Bi-Films of Measured Thickness.
- [401] A. H. Weber and D. F. O'Brien, *Phys. Rev.*, **60**, 574 (1941). Electrical Conductance and Photoelectric Emission of Thin Bismuth Films.
- [402] H. Japnik, *Phys. Rev.*, **60**, 884 (1941). Photoelectric Properties of Bismuth.
- [403] W. Kluge, *Zs. f. Phys.*, **95**, 734 (1935). Die spektrale lichtelektrische Empfindlichkeit zusammengesetzter Photokathoden bei Variation des Trägermetalls und des Alkalimetalls.

- 404] R. Suhrman und D. Demster, *Zs. f. Phys.*, **94**, 742 (1935). Ueber das lichtelektrische Verhalten zusammengesetzter Oberflächenschichten bei tiefen Temperaturen.
- 405] H. Mayer, *Phys. Zs.*, **36**, 463 (1935). (Тонкие плёнки щелочных металлов на платине.)
- 406] F. M. Penning und J. Moubis, *Physica* **2**, 55 (1935). Diskontinuitäten in der Charakteristik von Photozellen.
- 407] P. J. Lukirsky and J. L. Hurgin, *Phys. Zs. der Sowjetun.*, **7**, 99 (1935). (О селективном фотоэффекте.)
- 408] R. Fleischer und P. Görlisch, *Zs. f. Phys.*, **94**, 597 (1935). Влияние внешнего поля на фотоэффект с кислородно-цезиевых катодов.
- 409] Н. С. Хлебников, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 286 (1944). Сложные фотокатоды.
- [410] Н. М. Морозов и М. М. Бутслов, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 291 (1944). Некоторые физические свойства кислородно-цезиевых фотокатодов.
- [411] А. И. Пятницкий, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 304 (1944). Распределение электронов по энергиям и зависимость фототока от угла падения света для кислородно-цезиевых катодов.
- [412] Н. С. Зайцев и Н. С. Хлебников, *ЖТФ*, **8**, 1023 (1938). Некоторые вопросы технологии кислородно-серебряно-цезиевых фотокатодов.
- [413] С. Ю. Лукьянов, *ЖТФ*, **13**, 3 (1943). (О кислородно-цезиевых и сурьмяно-цезиевых фотоэлементах.)
- [414] Н. С. Хлебников и А. Меламед, *ЖТФ*, **14**, 385 (1944). Новые фотоэлементы для у.-ф. области (Sb-Cs).
- [415] Н. С. Хлебников, *ЖТФ*, **15**, 99 (1945). Неутомляющиеся фотоэлементы для малых и больших световых потоков (Sb-Cs — после высвечивания).
- [416] F. Hüfka, *Zs. f. Phys.*, **92**, 359 (1934). (Связь между векториальным и селективным эффектом.)

К ГЛАВЕ V

Обзорные статьи

- [417] H. Bittmann, *Der Einfluss der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien*. (Диссертация, Лейпциг, Барт, 1931.)
- [418] W. Majewski, *Wiadom. Inst. Telekom.*, Варшава, **6**, No. 3 (1935).
- [419] Н. С. Хлебников и В. В. Налимов, *УФН*, **16**, 467—504 (1936) (со списком литературы).
- [420] Н. С. Хлебников, *УФН*, **21**, 301—337 (1939).
- [421] Н. Д. Моргулис, *УФН*, **16**, 730—751 (1936).
- [422] П. В. Тимофеев в книге *Электронные и ионные приборы*. Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 69—97, Госэнергоиздат, 1941.
- [423] Н. С. Хлебников, *УФН*, **24**, 358—397 (1940). «Электронные умножители» (со списком литературы).
- [424] П. В. Тимофеев, Фотоэффект и вторичная эмиссия со сложных эмитторов в книге *«Электронные и ионные приборы»*, Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 1—43, Госэнергоиздат, 1941.
- [425] R. Kollath, *Phys. Zs.*, **38**, 202—223 (1937).
- [426] H. Brunning, *Philips. Techn. Rev.*, **3**, 80—86 (1938, Март).
- [427] А. В. Афанасьева и П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, **6**, 1649 и 1848 (1936).
- [428] H. Brunning, *Physica*, **3**, 1046 (1936).
- [429] P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, **48**, 96 (1935).

- [430] A. W. Afanassjew und P. W. Timofeew, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, 10, 531 (1936).
- [431] А. Добролюбский, *ЖТФ*, 6, 1489 (1936).
- [432] И. Ф. Кварцхава, *ЖТФ*, 7, 68 (1937); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, 10, 809 (1936).
- [433] P. W. Timofeew und A. I. Pjatnizki, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, 10, 518 (1936).
- [434] L. J. Haworth, *Phys. Rev.*, 50, 216 (1936), 48, 88 (1935).
- [435] H. Strubing, *Zs. f. Phys.*, 97, 538 (1935); *Phys. Zs.*, 37, 402 (1936).
- [436] M. Knoll, *Naturwissensch.*, 24, 345 (1936).
- [437] J. W. Beck and K. G. Emelcus, *Phil. Mag.*, 12, 54 (1931).
- [438] П. В. Шмаков, *ЖТФ*, 5, 1220 (1935).
- [439] M. Ziegler, *Physica*, 2, 413 (1935), Space Charge Depression of Shot Effect.
- [440] M. Ziegler, *Physica*, 2, 415 (1935), Shot Effect of Secondary Emission.
- [441] L. R. G. Treloar, *Proc. Phys. Soc., London*, 48, 488 (1936); *Nature*, 137, 579 (1936).
- [442] M. Knoll, *Phys. Zs.*, 36, 861 (1935); *Zs. f. techn. Phys.*, 16, 467 (1935).
- [443] A. Dobroljubski, *Zs. f. Phys.*, 102, 626 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, 9, 242 (1936); 11, 118 (1937).
- [444] G. Weiss, *Zs. f. techn. Phys.*, 17, 623 (1936).
- [445] Л. Кубецкий, Автоматика и телемеханика, № 1, 17 (1936).
- [446] H. Frölich, *Ann. d. Phys.*, 13, 229 (1932).
- [447] А. Е. Кадышевский, Диссертация, НИИФ МГУ, 1938, *ЖЭТФ*, 9, 828 (1939).
- [448] D. E. Woolridge, *Phys. Rev.*, 56, 562 (1939), Theory of Secondary Emission.
- [449] Н. Л. Яснопольский и Г. А. Тягунов, *ЖТФ*, 9, 1573 (1939).
- [450] C. Hagen, *Phys. Zs.*, 104, 621 (1939).
- [451] А. Е. Кадышевский, *ЖЭТФ*, 10, 1384 (1940). (Теория вторичной электронной эмиссии из диэлектриков и полупроводников.)
- [452] А. Я. Вятский, *ЖЭТФ*, 9, 826 и 1049 (1939); 12, 22, 1942. (Теория вторичной эмиссии как поверхностного, а не глубинного эффекта.)
- [453] И. М. Бронштейн, *ЖТФ*, 13, 176 (1943). К вопросу о природе вторичной электронной эмиссии чистых металлов.
- [454] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, 59, 940 (1941). On the Theory of Secondary Emission.
- [455] П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, 10, 1—7 (1940). О механизме вторичной эмиссии электронов со сложных поверхностей.
- [456] П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, *ЖТФ*, 6, 1641—1648 (1936).
- [457] А. И. Пятницкий, *ЖТФ*, 8, 1014 (1938).
- [458] N. Khlebnikov and A. Korschunova, *Techn. Phys. USSR*, 5, 363 (1938), *ЖТФ*, 8, 500 (1938).
- [459] Н. С. Хлебников, *ЖТФ*, 9, 367 (1939).
- [460] N. Khlebnikov, *Techn. Phys., USSR*, 5, 593 (1938).
- [461] Z. Malter, *Phys. Rev.*, 49, 478 (1936); 50, 48 (1936).
- [462] Dember, *Zs. f. Phys.*, 33, 529 (1926).
- [463] П. В. Шмаков, *ЖТФ*, 6, 1261 (1936).
- [464] A. Dobroljubski, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, 11, 118 (1937).
- [465] P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, 53, 328 (1938).
- [466] B. T. Fansworth, *Journ. Frankl. Inst.*, 218, 411 (1934).
- [467] V. K. Zworykin, G. A. Morton and L. Malter, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 24, 351 (1936).
- [468] Н. С. Хлебников, *ЖТФ*, 8, 994 (1938). Влияние газов на вторичную эмиссию некоторых металлов.

- [466] Н. С. Хлебников и А. С. Коршунова, *ЖТФ*, 8, 500 (1938).
Вторичная электронная эмиссия сложных поверхностей.
- [470] А. Н. Добролюбский, *ЖТФ*, 8, 226 (1938). Фоточувствительность и вторично-электронная эмиссия в кислородно-цезиевых слоях при диффузионных процессах.
- [471] Н. Д. Моргулис, *ЖТФ*, 10, 79 (1940). (Возражения против [455].)
- [472] F. Coeterier and M. C. Teves, *Physica*, 4, 33 (1937). Вторично-электронная эмиссия в приборе для превращения длинноволнового излучения в коротковолновое.
- [473] G. Weiss, *Zs. f. techn. Phys.*, 17, 623 (1936).
- [474] J. L. H. Jonker and A. J. W. Oberbeck, *Wireless Engineer*, 15, 150 (1938, March).
- [475] M. Sandhagen, *Zs. f. Phys.*, 110, 553 (1938).
- [476] J. S. Allen, *Phys. Rev.* 55, 966 и 1133 (1939). (Обнаружение единичных заряженных частиц при помощи электронного умножителя.)
- [477] F. Preisch, *Wireless Engineer*, 16, 169 (1939). Noise Reduction by Means of Photoelectric Multipliers.
- [478] Z. Bay, *Zs. f. Phys.*, 117, 227 (1940). Elektronenvervielfacher als Elektronenzähler.
- [479] С. Ф. Родионов, *ЖТФ*, 9, 1180 (1939).
- [480] J. Raichman, *Archiv des Sciences*, 20, 231 и 267 (1937, Nov. — Dec.) и 21, 5 (1939, Jan. — Fev.).
- [481] W. H. Rawn, *Journ. of Scient. Instr.*, 16, 241 (1939).
- [482] H. Müller, *Zs. f. Phys.*, 104, 475 (1937).
- [483] S. L. Lukjanov, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, 13, 123 (1938).
- [484] H. Salow, *Phys. Zs.*, 41, 434 (1940). (Зависимость δ от угла падения первичных электронов в случае изоляторов.)
- [485] Д. В. Зернов, *ЖТФ*, 7, 1787 (1936).
- [486] F. A. Coomes, *Phys. Rev.*, 53, 936 (1938); 55, 519 (1939). (Отсутствие параллелизма между δ и ϕ .)
- [487] H. Brunning and J. H. de Boer, *Physica*, 4, 473 (1937). (То же.)
- [488] A. Afanasjew, P. Timofeev und A. Ignatow, *Techn. Phys. USSR*, 3, 1011 (1936). (Вторичная эмиссия из тонких плёнок на стекле.)
- [489] R. Kollath, *Zs. f. techn. Phys.*, 19, 602 (1938). (Плёнки Ni на Be.)
- [490] A. E. Hastings, *Phys. Rev.*, 57, 695 (1940). (Тонкие плёнки Ag на Pt.)
- [491] P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, 53, 604 (1940). (Pt на Al.)
- [492] R. Kollath, *Ann. d. Phys.*, 50, 59 (1941).
- [493] E. G. Schneider, *Phys. Rev.*, 54, 185 (1938). (Вторичная эмиссия из бериллия.)
- [494] L. R. G. Treloar and D. H. London, *Proc. Phys. Soc., London*, 50, 625 (1938). (Вторичная эмиссия из Ni, Co и Fe как функция температуры.)
- [495] П. В. Тимофеев и К. А. Юматов, *ЖТФ*, 10, 8 и 24 (1940). (Сложные эмитторы.)
- [496] L. R. G. Treloar, *Proc. Phys. Soc., London*, 49, 392 (1938).
- [497] H. Brunning, *Physica*, 5, 901 и 913 (1938), 6, 823 и 916 (1939).
- [498] Н. Яснопольский, *ЖТФ*, 10, 1843 (1940). О скачках, наблюдаемых в плохо проводящих эмитторах, вызываемых blocking-эффектом.
- [499] H. Mahl, *Phys. Zs.*, 38, 985 (1937); *Zs. f. techn. Phys.*, 19, 313 (1938).
- [500] H. Nelson, *Phys. Rev.* 55, 985 (1939).
- [501] A. Voinesco, *C. R.* 208, 1800 (1939).
- [502] C. Hagen and H. Bay, *Zs. f. Phys.*, 104, 681 (1937).
- [503] H. Hinterberger, *Zs. f. Phys.*, 114, 48 (1939).
- [504] E. Krautz, *Zs. f. Phys.*, 114, 459 (1939).
- [505] М. Космац, А. Абрамов и В. Гурилёв, *ЖТФ*, 9, 176 (1939).
Вторичная электронная эмиссия из слюды.

- [506] М. М. Вудынский, *ЖТФ*, 9, 1377 (1939). К вопросу о природе частиц, вылетающих из NaCl при облучении электронами.
- [507] H. Brunning and J. H. de Boer, *Physica*, 6, 834 (1939).
- [508] М. М. Вудынский, *ЖТФ*, 8, 790 (1938). Исследование вторичной эмиссии из диэлектриков тепловым методом.
- [509] П. Борзяк, *ЖТФ*, 9, 1380 (1939). Эмиссия сложных катодов под одновременным воздействием электронной бомбардировки и освещения.
- [510] Penning, *Physika*, 8, 13 (1928); *Proc. Amst. Acad.*, 31, 14 (1928).
- [511] M. Healea and E. L. Chaffee, *Phys. Rev.*, 49, 925 (1936).
- [512] В. И. Павлов и С. В. Стародубцев, *ЖЭТФ* 7, 409 и 424 (1937).
- [513] M. Oliphant, *Proc. Roy. Soc. London*, A 124, 228 (1929).
- [514] Uvterhoven and Harington, *Phys. Rev.*, 35, 124 (1930).
- [515] A. Rostagni, *Zs. f. Phys.*, 88, 43, (1933); *Nuovo Cim.*, 12, 134 (1935).
- [516] S. D. Gvosdover, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, 6, 415 (1934).
- [517] Ch. J. Brasefield, *Phys. Rev.*, 44, 1002 (1933).
- [518] O. Beck, *Ann. d. Phys.*, 19, 121 (1933).
- [519] Baerwald, *Ann. d. Phys.*, 41, 643 (1913); 60, 1 (1919); 65, 167 (1921).
- [520] Linford, *Phys. Rev.*, 47, 279 (1935).
- [521] M. Healea, *Phys. Rev.*, 55, 984 (1939). Comparison of the Secondary Electron Emission Due to H_2^+ and D_2^+ Ions.
- [522] M. Healea and C. Houtermans, *Phys. Rev.* 58, 608 (1940). Relative Secondary Electron Emission Due to He-Ne-and A-Ions Bombarding a Hot Nickel Target.
- [523] M. Oliphant, *Proc. Cambr. Phys. Soc.*, 24, 451 (1928).
- [524] M. Oliphant, *Proc. Roy. Soc., London*, 127, 373 (1930).
- [525] M. Oliphant and P. Moon, *Proc. Roy. Soc. London*, 127, 388 (1930).
- [526] Ш. Ш. Шехтер, *ЖЭТФ*, 7, 750 (1937).
- [527] O. W. Richardson and M. Brotherton, *Proc. Roy. Soc. London* A 115, 20 (1927). (Электронная эмиссия с катода при химических реакциях).
- [528] Л. А. Кубецкий, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., 8, 357 (1944). Некоторые результаты осуществления принципа вторично-электронного преобразования.
- [529] Е. Г. Комаркова, *Изв. АН СССР*, Сер. Физич. 8, 370 (1944). Электронные умножители.
- [530] Р. Рик, *Изв. АН СССР*, Сер. Физич. 8, 366 (1944). Электронно-оптические свойства магнитной трубки Кубецкого.
- [531] С. Ю. Лукьянов, *ЖЭТФ*, 7, 1416 (1937). К вопросу о зависимости коэффициента вторичной эмиссии от угла падения первичного пучка.
- [532] С. Ю. Лукьянов и В. Н. Бернатович, *ЖЭТФ*, 7, 856 (1937) (о том же).
- [533] А. Н. Добролюбов, *ЖЭТФ*, 8, 622 (1938) (по поводу статьи [532]).
- [534] С. Ю. Лукьянов, *ЖЭТФ*, 8, 1392 (1938). (Ответ на [533].)
- [535] С. Ю. Лукьянов, *ЖТФ*, 8, 671, 767 и 852 (1938). Вторичная электронная эмиссия.
- [536] Н. С. Хлебников, *ЖТФ*, 8, 994 (1938). Влияние газов на вторичную эмиссию некоторых металлов.
- [537] А. И. Фриммер, *ЖТФ*, 10, 395 (1940). Исследование вторичной эмиссии с чистой закисы меди и с закисы меди, обработанной щелочными металлами.
- [538] Н. Моргулис, *ЖТФ*, 9, 853 (1939). Природа вторичной эмиссии из сложных катодов.
- [539] В. Раков и В. Антонов, *ЖТФ*, 9, 870 (1939). Вторичная эмиссия из W, Cu и Fe при высоких напряжениях.

- [540] А. И. Пясецкий, *ЖТФ*, 9, 188 (1939). Вторичная электронная эмиссия.
- [541] Ю. М. Кушнер и В. Милютин, *ЖТФ*, 9, 267 (1939). Вторичная эмиссия под действием двух электронных пучков.
- [542] П. В. Тимофеев и А. В. Афанасьева, *ЖТФ*, 10, 28 (1940). Вторичная эмиссия с окислов металлов.
- [543] П. В. Тимофеев и Р. М. Аранович, *ЖТФ*, 10, 32 (1940). Кислородно-бариевые и кислородно-магниевого эмитторы вторичных электронов.
- [544] П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, *ЖТФ*, 10, 39 (1940). Вторичная эмиссия электронов с кислородно-цезиевых эмитторов при различных плотностях первичного тока.
- [545] И. Ф. Кварцхава, *Изв. АН СССР, Сер. Физич.*, 8, 373 (1944). Изменение проводимости окиси алюминия при её бомбардировке электронами.
- [546] А. Н. Добролюбовский, *ЖТФ*, 8, 1130 (1938). Применение многокаскадных вторично-электронных умножителей для измерения света малой интенсивности.
- [547] Н. М. Горюштейн и К. С. Пунтус, *ЖТФ*, 8, 1416 (1938). Фотоэффект и вторичная эмиссия с иодированного калля.
- [548] Н. М. Горюштейн и Д. М. Хорош, *ЖТФ*, 8, 2013 (1938). Фотоэффект и вторичная эмиссия сплавных катодов.
- [549] М. Вудинский, *ЖТФ*, 9, 188 (1939). Вторичная электронная эмиссия из тонких слоёв диэлектриков.
- [550] А. Коршунова и Н. Хлебников, *ЖТФ*, 9, 860 (1939). Вторичная эмиссия из тонких слоёв диэлектриков.
- [551] Н. Д. Моргулис и А. Ш. Нагорский, *ЖЭТФ*, 8, 1159 (1938). Вторично-электронная эмиссия оксидных катодов.
- [552] А. В. Афанасьева, *Учен. зап. МОЛГУ*, вып. 74, Физика 1, 113 (1944). Стойкие эмитторы вторичных электронов.
- [553] С. Ю. Лукьянов, *Изв. АН СССР. Сер. Физич.* 8, 330 (1944). О вторичной электронной эмиссии твёрдых тел.
- [554] П. В. Тимофеев, *Изв. АН СССР, Сер. Физич.* 8, 340 (1944). О механизме вторичной эмиссии сложных катодов.
- [555] В. В. Сорокина, *Изв. АН СССР. Сер. Физич.* 8, 343 (1944). Механизм работы кенотронов с холодной эмиссией.
- [556] Р. М. Аранович, *Изв. АН СССР. Сер. Физич.* 8, 346 (1944). Электронные приборы с эффективными эмитторами вторичных электронов.
- [557] J. H. de Boer and H. Brunning, *Physica*, 6, 941 (1939). (Влияние адсорбированных ионов и атомов на вторичную эмиссию.)
- [558] Н. В. Тимофеев и Ю. И. Лунькова, *ЖТФ*, 10, 12 (1940). Эмиссия электронов из кислородно-цезиевых катодов, содержащих в промежуточном слое частицы золота.
- [559] Н. В. Тимофеев и Ю. И. Лунькова, *ЖТФ*, 10, 20 (1940). Сурьмяно-цезиевые эмитторы.
- [560] R. Kollath, *Phys. Zs.*, 39, 911 (1938). Einige Versuche zur Sekundärelektronenemission.
- [561] Ю. А. Немилов, *ЖТФ*, 11, 854 (1941). Новый метод исследования вторичной электронной эмиссии диэлектриков.
- [562] М. М. Вудинский, *ЖТФ*, 11, 1066 (1941). Устойчивость соляных катодов к вторичной эмиссии.
- [563] J. S. Allen, *Phys. Rev.*, 55, 236, 335 (1939). (Эмиссия при бомбардировке очень быстрыми ионами.)
- [564] A. G. Hill, W. W. Baechner, J. S. Clark and J. B. Fisk, *Phys. Rev.*, 55, 463 (1939). (То же.)
- [565] E. Grassmann, *Ann. d. Phys.* 35, 465 (1939). (То же.)
- [566] А. Губанов, *ЖЭТФ*, 10, 161 (1940). Влияние заряда на электронный пучок при вторичной электронной эмиссии.
- [567] М. Е. Гуртовой, *ЖЭТФ*, 10, 483 (1940). К вопросу о природе кинетического выбивания вторичных электронов положительными ионами.

- [568] H. Salow, *Zs. f. techn. Phys.* 21, 8 (1940). Ueber den Sekundäremissionsfaktor elektronenbestrahlter Isolatoren.
- [569] A. Güntherschulze und F. Keller, *Zs. f. Phys.*, 68, 162 (1931). Die Elektronenablösung durch den Stoss positiver Ionen bei geringen Gasdrücken.
- [570] И. Ф. Пясецкий, *ЖТФ*, 9, 188 (1939). Вторичная электронная эмиссия на прострел.
- [571] И. Ф. Пясецкий, *ЖТФ*, 9, 194 (1939). Измерение инерции дина-тронного эффекта. (Не обнаружено.)
- [572] Coomes, *Phys. Rev.*, 55, 519 (1939). (Вторичная эмиссия из гориро-ванного вольфрама.)
- [573] Copeland, *Phys. Rev.*, 58, 604 (1940) (слои Pt на W).
- [574] Hastings, *Phys. Rev.*, 57, 695 (1940) (слои Ag на Pt).
- [575] Ю. М. Кушнир и Фример, *ЖТФ*, 11, 317 (1941). (Вытягивающие потенциалы.)
- [576] М. С. Иоффе и И. В. Нечаев, *ЖЭТФ*, 11, 93 (1941). Вторичная электронная эмиссия калия.
- [577] П. М. Морозов, *ЖЭТФ*, 11, 402 (1941). К вопросу о температур-ной зависимости вторичной электронной эмиссии.
- [578] П. М. Морозов, *ЖЭТФ*, 11, 410 (1941). Вторичная электронная эмиссия твёрдых и жидких Pb, Sn и Bi (В точке плавления δ изменяется скачкообразно.)
- [579] Ю. М. Кушнир и А. И. Фример, *ЖТФ*, 11, 317 (1941)). О зави-симости функции распределения вторичных электронов по энергиям от угла вылета.
- [580] K. G. Mc Kay, *Phys. Rev.*, 61, 708 (1942). (Эмиссия из тонких плёнок Na на W.)
- [581] R. Truett, *Phys. Rev.*, 62, 340 (1942). (Вторичная эмиссия из Mg.)
- [582] W. R. Kennedy and P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, 63, 61 (1943). The Temperature Coefficient of Secondary Emission and the Work Funktion Mo-of Targets Coated with Berillium and Treated with HCl.
- [583] M. Ziegler, *Physica* 2, 415 (1935); 3, 1 и 307 (1936); Shot effect of Secondary Emission.
- [584] H. W. Langenwaller, *Ann. d. Phys.*, 24, 273 (1935). (Вторичная эмиссия из тонких плёнок.)
- [585] A. Cobes and W. E. Lamb, *Phys. Rev.*, 65, 327 (1944). On the Extraction of Electrons from a Metal Surface by Ions and Metastable Atoms. (Теория на основе волновой механики.)
- [586] Я. И. Френкель, *ЖЭТФ*, 11, 703 (1941). (Механическая теория вторичной электронной эмиссии под действием ударов положительных ионов о катод.)
- [587] W. H. Aldons and N. R. Campbell, *Proc. Roy. Soc., London*, A 151, 694 (1935). (Влияние вторичной эмиссии на дробовой эффект в триоде.)
- [588] Д. В. Зёрнов, *Изв. АН СССР*, 8, 352 (1944). О влиянии сильных электрических полей на вторично-электронную эмиссию тонких диэлек-трических плёнок.

К ГЛАВЕ VI

Монографии и обзорные статьи

- [589] J. Franck und P. Jordan, *Anregung von Quantenspringen durch Stöße*, Berlin, 19 6.
- [590] R. B. Brode, Quantitative Study of the Collisions of Electrons with Atoms. *Rev. of Mod. Phys.*, 5, 257—279, 1933.
- [591] H. D. Smyth, Products and Processes of Ionization by Low Speed Elec- trons, *Rev. of Mod. Phys.*, 3, 347—391, 1931.

- [592] Th. Lenard, *Ann. d. Phys.* **8**, 149 (1902).
- [593] J. Franck und G. Hertz, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **13**, 34 (1913); **16**, 457, 512 (1914).
- [594] K. T. Compton and C. C. Van Voorhis, *Phys. Rev.* **27**, 721 (1926).
- [595] R. G. Loyarte, *Phys. Zs.*, **34**, 416 (1933).
- [596] L. S. Ornstein und J. F. Smit, *Physica* **1**, 455 (1934).
- [597] W. Hanle und R. Junkelmann, *Phys. Zs.*, **37**, 593 (1936).
- [598] O. Herrmann, *Ann. d. Phys.*, **23**, 143 и 166 (1936).
- [599] J. Tate and P. T. Smith, *Phys. Rev.*, **39**, 270 (1932).
- [600] H. Maier-Leibnitz, *Zs. f. Phys.*, **95**, 499 (1933).
- [601] P. T. Smith, *Phys. Rev.*, **36**, 1293 (1930); **37**, 808 (1931).
- [602] P. T. Smith and J. T. Tate, *Phys. Rev.*, **39**, 270 (1932).
- [603] R. C. Williamson, *Phys. Rev.*, **24**, 134 (1924). Analysis of Resonance Curves, Observed in Potassium.
- [604] G. Hertz, *Zs. f. Phys.*, **22**, 18 (1927). Ueber die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß.
- [605] A. L. Hughes, *Phil. Mag.*, **48**, 56 (1924). Ionization, Excitation and Dissociation of Gases.
- [606] A. V. Hippel, *Ann. d. Phys.*, **87**, 1035 (1928). Ionisierung durch Elektronenstoß.
- [607] E. W. Pike, *Phys. Rev.*, **49**, 513 (1936).
- [608] O. Klein und S. Rosseland, *Zs. f. Phys.*, **4**, 46 (1921).
- [608a] Г. Латышев и А. Лейпунский, *Zs. f. Phys.* **65**, 111 (1930).
- [609] F. M. Penning, *Zs. f. Phys.*, **78**, 454 (1932).
- [610] E. Lisitzin, *Soc. Scient. Fennica Comm. Phys. Math.* **10**, 15, 121 стр. (1938). (Обзор по вопросу об ионизационных потенциалах; список литературы 335 названий.)
- [611] W. Bleakney, E. U. Condon and L. G. Smith, *Journ. Phys. Chem.*, **41**, 191 (1937). Ionization and Dissoziation of Molekuls by Elektron Impact (H_2 , CH_4 , C_2H_2 , C_6N_2).
- [612] A. Hustrulid, M. M. Mann and J. T. Tate, *Phys. Rev.*, **56**, 208 (1939). Dissociation of H_2O Vapor by Electron Impact.
- [613] A. Hustrulid, P. Kusch and J. T. Tate, *Phys. Rev.*, **54**, 1037 (1938), (то же: C_6H_6 , C_6H_5N , C_6H_{12}).
- [614] J. Defosse and J. A. Hipple, Jr., *Phys. Rev.*, **54**, 1060 (1938) ($C_2H_2D_2$).
- [615] R. F. Baker and J. T. Tate, *Phys. Rev.*, **53**, 236 (1939).
- [616] J. Defosse and W. Bleakney, *Phys. Rev.*, **56**, 208 и 256 (1939).
- [617] J. T. Tate, P. T. Smith and A. L. Vaughan, *Phys. Rev.*, **48**, 525 (1935). (Одновременные ионизация и диссоциация.)
- [618] H. Fuhrmann, *Ann. d. Phys.*, **34**, 625 (1939).
- [619] W. B. Nottingham, *Phys. Rev.*, **55**, 23 (1939). (Ионизация и возбуждение паров Hg.)
- [620] W. V. Meyeren, *Ann. d. Phys.*, **31**, 164 (1938). Die Anregung von Gasen bei sehr geringen Drucken durch Elektronenstoß.
- [621] P. Oetterlein, *Ann. d. Phys.*, **33**, 251 (1939). (Функция возбуждения Hg.)
- [622] J. M. W. Milatz and J. P. M. Woudersberg, *Physica* **7**, 697 (1940). (Функция возбуждения N_2 .)
- [623] E. Persico und A. Rostagni, *Ann. d. Phys.* **32**, 243 (1928). (Критика методов определения вероятности ионизации.)
- [624] M. E. Bell, E. A. Comes and N. B. Nottingham, *Phys. Rev.*, **53**, 328 (1938).
- [625] M. E. Bell, *Phys. Rev.*, **55**, 201 (1939).
- [626] T. Mc. Fadden, *Phys. Rev.* **55**, 797 (1939). (Ионизация Hg.)
- [627] O. Struve, K. Wurm and L. G. Henggey, *Proc. Nat. Akad. of Science*, **25**, 67 (1939). (Время жизни метастабильных атомов.)
- [628] E. H. Krause, *Phys. Rev.*, **53**, 164 (1939). (Сенсибилизированная флуоресценция калия.)

- [629] O. Beck and J. C. Mouzon, *Phys. Rev.*, **38**, 948 (1931).
- [630] O. Beck, *Ann. d. Phys.*, **6**, 1001 (1930); **11**, 737 (1931); **18**, 414 (1933).
- [631] O. Beck, *Zs. f. Phys.*, **76**, 799 (1932).
- [632] J. C. Mouzon, *Phys. Rev.*, **41**, 605 (1932).
- [633] Ch. J. Brasfield, *Phys. Rev.*, **41**, 793 (1932).
- [634] A. Frische, *Phys. Rev.*, **43**, 160 (1933).
- [635] O. Schmidt, *Ann. d. Phys.*, **21**, 241, 268 (1934).
- [636] A. C. Davies, *Proc. Roy. Soc., London A* **155**, 123 (1936).
- [637] O. Schmidt, *Ann. d. Phys.*, **25**, 92 (1935).
- [638] М. Борисов, В. Браиловский и А. Лейпунский, *ЖЭТФ*, **8**, 697 (1938). (Первичная ионизация быстрыми электронами в азоте.)
- [639] R. M. Sutton, *Phys. Rev.*, **33**, 364 (1929). (Ионизация при соударении положительных ионов с нейтральными частицами газа.)
- [640] R. M. Sutton and J. C. Mouzon, *Phys. Rev.*, **37**, 229, 379 (1931); **33**, 364 (1929); **35**, 694 (1930) (то же).
- [641] J. C. Mouzon and N. H. Smith, *Phys. Rev.*, **48**, 420 (1935).
- [642] W. Weizel und O. Beck, *Zs. f. Phys.*, **76**, 260 (1932).
- [643] W. Weizel, *Zs. f. Phys.*, **76**, 258 (1932).
- [644] R. N. Varney, *Phys. Rev.*, **50**, 159 (1936); **49**, 2011 (1936).
- [645] O. Hanle und W. Maurer, *Phys. Zs.* **37**, 659 (1936).
- [646] H. Bumann, *Zs. f. Phys.*, **101**, 1 (1936).
- [647] O. Beck, *Phys. Zs.*, **34**, 840 (1933).
- [648] H. Bumann, *Zs. f. Phys.*, **101**, 1 (1936).
- [649] W. Maurer, *Zs. f. Phys.*, **101**, 323 (1936); **96**, 489 (1935).
- [650] O. Beck, *Phys. Zs.*, **35**, 36 (1934) — обзорная статья.
- [651] M. Ostrofsky, G. Breit and D. Johnson, *Phys. Rev.*, **49**, 22 (1936).
- [652] R. N. Varney, *Phys. Rev.*, **46**, 235 (1934); **47**, 483 (1935). (Ионизация положительными ионами галлоидов.)
- [653] R. N. Varney, *Phys. Rev.*, **50**, 1095 (1936).
- [654] H. Wayland, *Phys. Rev.*, **52**, 31 (1937).
- [655] W. Maurer, *Zs. f. Phys.*, **104**, 113 и 658 (1937); *Verh. d. D. Phys. Ges.* **18**, 1 (1937).
- [656] E. Lütze, *Zs. f. Phys.*, **105**, 445 (1937).
- [657] W. Maurer und K. Mehnert, *Zs. f. Phys.*, **106**, 453 (1937).
- [658] H. Moser, *Ann. d. Phys.*, **28**, 97 (1937).
- [659] K. Gailer, *Zs. f. Phys.*, **108**, 580 (1938).
- [660] A. Kotecki, *Zs. f. Phys.*, **108**, 640 (1938).
- [661] V. Neumann, *Ann. d. Phys.*, **34**, 603 (1939).
- [662] W. Maurer, *Phys. Zs.*, **40**, 161 (1939).
- [663] O. Beck und J. C. Mouzon, *Ann. d. Phys.*, **11**, 858 (1931).
- [664] V. A. Bailey, *Zs. f. Phys.*, **68**, 834 (1931). (Пolemическая статья против выводов Франка и Герца и др.)
- [665] J. S. Townsend and F. Llewellyn Jones, *Phil. Mag.*, **15**, 282 (1933). Ionization by Positive Ions.
- [666] R. Dopel, *Ann. d. Phys.*, **16**, 1 (1933). Ueber die energetische Wechselwirkung beim Korpuskularstoß.
- [667] O. S. Duffendack and K. Thomson, *Phys. Rev.*, **43**, 106 (1933). Some Factors Affecting Activ Cross Section for Collisions of the Second Kind between Atoms and Ions.
- [668] J. S. Townsend and O. M. Fockner, *Phil. Mag.*, **2**, 474 (1926). (Пolemика против обычных представлений о резонансных и ионизационных потенциалах.)
- [669] H. W. Berry, *Phys. Rev.*, **62**, 378 (1942). Ionization of Gases by Collision of their Own Molecules.
- [670] H. W. Berry, R. N. Varney and S. Newberry, *Phys. Rev.*, **61**, 63 (1942). Ionization of Gas s by their Own Accelerated Atoms and Molecules.

- [671] D. P. Stevenson and J. A. Hipple, *Phys. Rev.*, **62**, 227 (1942), Ionization of Ar and Ne by Electron Impact.
- [672] J. A. Hipple and D. P. Stevenson, *Phys. Rev.*, **63**, 121 (1943), Ionization and Dissociation by Electron Impact; the Methyl and Ethyl Radicals.

К ГЛАВЕ VII

- [673] F. L. Mohler, C. Boecner and W. W. Coblentz, *Science*, **69**, 479 (1929).
- [674] F. L. Mohler and C. Boecner, *U. S. Bur. of Standards Research*, **3**, 303 (1929); **5**, 51, 399 и 831 (1930).
- [675] L. Mohler, Foote and Chenault, *Phys. Rev.*, **27**, 37 (1926).
- [676] Foote and L. Mohler, *Phys. Rev.*, **26**, 495 (1925).
- [677] A. Rostagni, *Phys. Rev.*, **53**, 729 (1938).
- [678] N. Varney, *Phys. Rev.*, **53**, 732 (1938).
- [679] Little, *Phys. Rev.*, **30**, 109, 963 (1927).
- [680] Lawrence and Edlisen, *Phys. Rev.*, **34**, 233 (1929).
- [681] Williamson, *Phys. Rev.*, **21**, 107 (1923); *Proc. Nat. Acad. of Science* **14**, 793 (1928).
- [682] Cooke, *Phys. Rev.*, **38**, 1351 (1931).
- [683] Samiel, *Zs. f. Phys.*, **29**, 209 (1924).
- [684] Lawrence, *Phil. Mag.*, **50**, 345 (1925).
- [685] Lawrence and Edlisen, *Phys. Rev.*, **34**, 233 и 1056 (1929).
- [686] Hughes and Van Atta, *Phys. Rev.*, **36**, 214 (1930).
- [687] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **48**, 1 (1924); **49**, 761 (1925).
- [688] Ditchburn and Arnot, *Proc. Roy. Soc., London, A* **123**, 516 (1929).
- [689] Freudenberg, *Zs. f. Phys.*, **67**, 417 (1931).
- [690] Steubing, *Phys. Zs.*, **10**, 787 (1909).
- [691] Rouse and Giddings, *Proc. Nat. Acad. of Science*, **11**, 514 (1925); **12**, 447 (1926).
- [692] Houtermans, *Zs. f. Phys.*, **41**, 619 (1928).
- [693] Foote, *Phys. Rev.*, **29**, 609 (1927).
- [694] Hughes, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **15**, 483 (1910).
- [695] Palmer, *Phys. Rev.*, **32**, 1 (1911).
- [696] P. Lehnard und S. Ramsauer, *Sitzber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss* (1910—1911).
- [697] Martin, *Sitzber. der Heidelb. Akad. d. Wiss.*, **10** (1918).
- [698] Ludlam, *Phil. Mag.*, **23**, 737 (1913).
- [699] West and Ludlam, *Proc. Roy. Soc. Edinburg*, **45**, 34 (1925).
- [700] Stark, *Phys. Zs.*, **10**, 614 (1909).
- [701] Huges, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **16**, 375 (1911).
- [702] A. Terenin, *Phys. Rev.*, **36**, 147 (1930).
- [703] R. N. Varney and L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, **48**, 481 и 818 (1935).
- [704] L. Mohler, *Phys. Rev.*, **28**, 46 (1926); *Proc. Nat. Acad. of Science* **12**, 492 (1926).
- [705] F. Renner, *Ann. d. Phys.*, **29**, 11 (1937). (Теория атомного фотоэлектрического эффекта.)
- [706] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **7**, 970 (1929). (Ионизация водорода собственным излучением.)
- [707] H. Raether, *Zs. f. Phys.*, **107**, 91 (1937). Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer.
- [708] H. Raether, *Zs. f. Phys.*, **110**, 611 (1938). Ueber eine gasionisierende Strahlung einer Funkenentladung.
- [709] G. E. Gibson, *Phys. Zs.*, **12**, 1145 (1911).
- [710] A. S. King, *Astrophys. Journ.* **56**, 319 (1922); **59**, 155 (1923); **60**, 282 (1924).
- [711] J. Eggert, *Phys. Zs.* **20**, 570 (1919).

- [712] M. N. Saha, *Phil. Mag.* **40**, 478 (1920); *Zs. f. Phys.* **6**, 40 (1921); *Proc. Roy. Soc., London A* **99**, 135 (1921).
- [713] A. W. Nages and H. A. Wilson, *Astrophys. Journ.* **57**, 20 (1923).
- [714] K. T. Compton and L. Langmuir, *Rev. of Modern Physics*, **2**, 185 и 142 (1931).
- [715] E. A. Milne, *Observatory*, **44**, 261 (1921).
- [716] H. N. Russell, *Astrophys. Journ.* **55**, 119 (1922).
- [717] Darwin and Fowler, *Phil. Mag.* **45**, 1 (1923).
- [718] А. Паннекоек, *Handb. d. Astrophys.* **3**, 323 (1930). (Обзорная статья по термической ионизации.)
- [719] Saha, Sur and Majumdar, *Zs. f. Phys.* **40**, 648 (1927).
- [720] I. Langmuir and K. H. Kingdon, *Science*, **57**, 58 (1923); *Proc. Roy. Soc., London, A* **107**, 61 (1925).
- [721] T. J. Killian, *Phys. Rev.*, **27**, 578 (1926) (Rb, K).
- [722] E. Meyer, *Ann. d. Phys.*, **4**, 357 (1930) (K).
- [723] N. Morgulis, *Phys. Zs. d Sowjetun.* **5**, 221 (1934) (Na).
- [724] M. N. Saha and A. N. Tandon, *Proc. Nat. Acad. Scient. India*, **6**, 212 (1936); *Proc. Nat. Instit. Sci. India*, **3**, 287 (1937).
- [725] A. N. Tandon, *Ind. Journ. Phys.*, **11**, 99 (1937); *Proc. Nat. Acad. Sci. India* **7**, 102 (1938).
- [726] B. N. Srivastava, *Proc. Nat. Inst. Sci. India* **4**, 365 (1938); **5**, 313 (1939); *Proc. Roy. Soc., London A* **175**, 26 (1940).
- [727] K. N. Riewe, *Zs. f. Phys.*, **107** (1937).
- [728] D. S. Kothari, *Proc. Roy. Soc., London, A* **165**, 486 (1938). (Теория термической ионизации вырожденного газа.)
- [729] P. Auger, *Annales de Physique*, **6**, 183 (1926).
- [730] A. H. Compton, *Phys. Rev.*, **21**, 483 и 715 (1923).
- [731] M. G. Holloway and M. S. Livingston, *Phys. Rev.*, **54**, 18 (1938), Range and Specific Ionization of α -Particles.
- [732] F. T. Rutgers Jr., *Phys. Rev.* **51**, 528 (1937). (Ионизация газов β -частицами большой энергии.)
- [733] W. R. Kanpe and J. A. Bearden, *Phys. Rev.*, **50**, 935 (1936). Columnar Ionization (α -частицами).
- [734] H. K. Skranstad and D. L. Lowghridge, *Phys. Rev.*, **50**, 677 (1936). (Быстрые электроны — азот, неон.)
- [735] J. W. Broxon and G. T. Merideth, *Phys. Rev.*, **49**, 415, (1930); **52**, 252 (1937); **54**, 1 и 9 (1938); **55**, 883 (1939). (Ионизация γ -лучами.)
- [736] J. Clay, *Phys. Rev.*, **52**, 143 (1937). (Ионизация γ -и космическими лучами.)
- [737] E. F. Cox, *Phys. Rev.*, **51**, 55 (1937). (Ионизация γ -лучами.)
- [738] H. Kallman und B. Rosen, *Zs. f. Phys.*, **61**, 61 (1930). (Перезарядка.)
- [739] F. Wolf, *Ann. d. Phys.*, **28**, 361 и 438 (1937); **29**, 33 (1937); **30**, 313 (1937); **34**, 341 (1939); *Phys. Zs.*, **38**, 992 (1937). (Перезарядка.)
- [740] F. L. Arnot and M. B. McEwen, *Proc. Roy. Soc., London, A* **169**, 437 (1939).
- [741] F. L. Arnot and W. D. Hort, *Proc. Roy. Soc., London, A* **171**, 383 (1939).
- [742] H. Meyer, *Ann. d. Phys.*, **37**, 69 (1940).
- [743] Kolhörster, *Phys. Zs.* **14**, 1066, 1153 (1913); *Verh. d. D. Phys. Ges.*; **16**, 719 (1914).
- [744] Hess, *Phys. Zs.* **12**, 998 (1911).
- [745] Л. Мысовский, *УФН*, **12**, 625 (1932).
- [746] Блэккет и Окнялиани, *УФН*, **13**, 491 (1933).
- [747] С. Вернов, *УФН*, **14**, 170 (1934).
- [748] А. Г. Комптон, *УФН*, **16**, 566—585 (1936).
- [749] Д. В. Скобелев, *Космические лучи, ГТТИ*, М. — Л., 1936.
- [750] В. Г. Левич, *УФН*, **18**, 507—526 (1937).

- [751] Д. Д. Иваненко, *УФН*, 19, 322—352 (1938).
- [752] D. K. Froman and J. C. Stearns, *Rev. of Mod. Physics*, 10, 133—192 (1938). (Со списком литературы о космических лучах с 1897 по 1938 г.)
- [753] В. Гейзенберг и Г. Эйлер, *УФН*, 21, 130 и 261 (1939) (со списком литературы).
- [754] Symposium on Cosmic Rays held at the University of Chicago (June 1939.) (Специальный выпуск, посвященный космическому излучению.) *Rev. of Mod. Phys.*, 11, 123—303 (1939).

К ГЛАВЕ VIII

Монография

- [755] H. S. W. Massey, *Negative Ions*, Cambridge, 1938.
- [756] Tüxen, *Zs. f. Phys.*, 103, 463 (1936).
- [757] Hülleraas, *Zs. f. Phys.*, 60, 624 (1930).
- [758] Ta You-Wu, *Phil. Mag.*, 22, 837 (1916).
- [759] Haftree, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 24, 189 (1928).
- [760] Fock, *Zs. f. Phys.*, 61, 126 (1930).
- [761] Oldenberg, *Phys. Rev.*, 43, 534 (1933).
- [762] Emeleus, Minnis and Miss Cathcart, *Proc. Roy. Irish Acad.*, 44, 11 (1937).
- [763] Lozier, *Phys. Rev.*, 46, 268 (1934).
- [764] Tate and Lozier, *Phys. Rev.*, 39, 254 (1932).
- [765] L. B. Loeb and Cravath, *Phys. Rev.*, 33, 605 (1929).
- [766] Bradbury, *Phys. Rev.*, 44, 883, 1933, *Journ. Chem. Phys.*, 2, 827 и 835 (1934).
- [767] Bailey, *Phil. Mag.*, 50, 825 (1925).
- [768] L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, 48, 484 и 684 (1935).
- [769] E. L. Arnot and J. C. Milligan, *Nature*, 137, 150 (1936); *Proc. Roy. Soc., London A* 156, 538 (1936).
- [770] F. L. Arnot, *Proc. Roy. Soc., London A* 156, 538 (1936); *A* 158, 137, 157 (1937); *Nature* 138, 162 (1936).
- [771] H. S. W. Massey and R. A. Smith, *Proc. Roy. Soc., London, A* 155, 472 (1936).
- [772] F. Bloch und N. E. Bradbury, *Phys. Rev.*, 48, 689 (1935).
- [773] J. B. Fisk, *Phys. Rev.*, 50, 1096 (1936) (хлор).
- [774] L. Goldstein, *Annales de Physique* 9, 723 (1938). (Влияние примесей.)
- [775] R. H. Healey, *Phil. Mag.*, 26, 940 (1938). (Иод.)
- [776] P. F. Darby and W. H. Bennet, *Phys. Rev.*, 57, 350 (1940), Collisions of Negative Atomic Ions with Molecules.
- [777] J. Schemel, *Ann. d. Phys.*, 85, 137 (1928). Ueber Trägerrekombination in Gasen.
- [778] J. Frank, *Zs. f. Phys.*, 47, 509 (1928).
- [779] Atkinson, *Zs. f. Phys.*, 51, 188 (1928). Ueber Wiedervereinigung positiver Ionen mit freien Electronen.
- [780] F. W. Mohler, *Phys. Rev.*, 31, 187 и 707 (1928).
- [781] L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, 51, 1110 (1937). (Теория рекомбинации ионов.)
- [782] W. R. Canne and J. A. Bearden, *Phys. Rev.*, 50, 935 (1937).
- [783] W. Seittler, *Ann. d. Phys.*, 34, 113 (1939). (Влияние температуры на ионизацию и рекомбинацию на пути α -лучей.)
- [784] E. Helbig, *Zs. f. Phys.*, 116, 444 (1940). (То же.)
- [785] G. T. Merideth and J. W. Broxon, *Phys. Rev.*, 51, 144 (1937); 52, 252, (1937).
- [786] M. E. Gardner, *Phys. Rev.*, 52, 252 (1937); 53, 75 (1938) (кислород).

- [787] J. Sayers, *Proc. Roy. Soc., London*, A 169, 181 (1938). (Воздух; ссылка на литературу.)
- [788] P. Krams, *Ann. d. Phys.*, 29, 449 (1937). (Воздух.)
- [789] W. Mächler, *Zs. f. Phys.*, 104, 1 (1936). (Воздух и CO_2 при больших давлениях.)
- [790] R. E. Williamson, *Phys. Rev.*, 62, 538 (1942). Wave Function for the Negative Hydrogen Ion.
- [791] G. Jaffé, *Phys. Rev.*, 59, 652 (1941). (Совместное решение уравнений рекомбинации и диффузии.)

К ГЛАВЕ IX

Монографии и обзорные статьи

- [792] L. B. Loeb, *The Kinetic Theory of Gases*. 2-е изд. гл. XI, 543—637. New York and London, 1934.
- [793] A. M. Tyndall, *The Mobilities of Positive Ions in Gases*, Cambridge, 1938.
- [794] L. O. Brockway, *Rev. of Mod. Phys.*, 8, 231—266 (1936). Electron Diffraction by Gas Molecules.
- [795] J. H. McMullen, *Rev. of Mod. Phys.*, 11, 89—110 (1939). Elastic Electron Scattering in Gases.
- [796] E. U. Condon and Ph. M. Morse, *Quantum Mechanics of Collision Processes*. *Rev. of Mod. Phys.*, 3, 43—88 (1931); 4, 574—634 (1932).
- [797] N. F. Mott and H. S. W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*, Oxford, 1933.
- [798] К. Рамзауер и Р. Коллат, *УФН*, 14, 957—981 $\frac{1}{2}$ (1934); 15, 128—165 и 407—426 (1935). Эффективное поперечное сечение газовых молекул по отношению к медленным электронам и ионам.
- [799] O. Beck, *Phys. Zs.*, 35, 36 (1934). λ^*
- [800] G. Hertz, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 19, 268 (1917).
- [801] N. E. Bradbury and R. A. Nielsen, *Phys. Rev.*, 49, 205 и 388 (1936); 51, 69 (1937).
- [802] R. A. Nielsen, *Phys. Rev.*, 50, 386 (1936).
- [803] N. E. Bradbury, *Phys. Rev.*, 40, 508 и 524 (1932).
- [804] A. H. van Gorsum, *Physica*, 3, 207 (1936).
- [805] J. S. Townsend, *Phil. Mag.*, 28, 83 (1914).
- [806] J. S. Townsend, *Journ. of Frankl. Inst.*, 200, 565 (1925).
- [807] Mitchell and Riedler, *Proc. Roy. Soc., London*, A 146, 911 (1934).
- [808] И. И. Балог, Диссертация, НИИФ МГУ, 1938; *Учен. Зап. МОЛГУ*, вып. 74, Физика 1, 123 (1944).
- [809] Н. А. Капцов, *Изв. АН СССР, Серия Физич.* 8, 280 (1944). Изменение подвижности отрицательных ионов в сильных электрических полях и роль этого явления в коронном разряде.
- [810] A. V. Herschey, *Phys. Rev.*, 54, 237 (1938); 56, 908 и 916 (1939).
- [811] A. M. Tyndall and G. C. Grindley, *Proc. Roy. Soc., London* A 110, 341 (1926).
- [812] A. M. Tyndall, L. N. Starr and C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc., London*, A 121, 172 (1928); A 129, 162 (1930).
- [813] A. M. Tyndall and C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc., London* A 134, 105 (1931).
- [814] R. J. Van der Graaf, *Phil. Mag.*, 6, 910 (1928); *Nature*, 124, 10 (1929).
- [815] A. M. Cravath, *Phys. Rev.*, 33, 605 (1929).
- [816] Ph. M. Morse, W. P. Allis and F. S. Lamar, *Phys. Rev.*, 48, 912, (1935).
- [817] K. H. Kingdon and E. J. Lauton, *Phys. Rev.*, 56, 215 (1939).

- [818] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, **44**, 422 (1897); *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **9**, 401 (1898).
- [819] J. Franck und R. Pohl, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **9**, 69 (1907).
- [820] M. Renniger, *Ann. d. Phys.*, **9**, 295 (1931). Energieverlust und Streuung mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch Gase.
- [821] Todd, *Phil. Mag.*, **22**, 791 (1911); **25**, 163 (1912).
- [822] J. Zeleny, *Phil. Mag.*, **46**, 120 (1898); *Phil. Trans.*, **A 195**, 193 (1900).
- [823] W. Altberg, *Ann. d. Phys.*, **47**, 849 (1912).
- [824] W. P. Allis and H. W. Allen, *Phys. Rev.*, **52**, 703 (1937). Theory of the Townsend Method of Measuring Electron Diffusion and Mobility (2-ое приближение).
- [825] H. W. Allen, *Phys. Rev.* **52**, 707 (1937). (То же сравнение с опытом.)
- [826] P. Langevin, *Annales de Chimie et de Physique*, **28**, 317 и 495 (1903); **5**, 245 (1905). (Первая теория Ланжевена.)
- [827] H. F. Mayer, *Ann. d. Phys.*, **62**, 358 (1920). (То же.)
- [828] K. T. Compton, *Rev. of Mod. Phys.*, **2**, 204—218 (1930).
- [829] P. Langevin, *Annales de Chimie et de Physique* **8**, 238, (1905). (Вторая теория Ланжевена.)
- [830] H. R. Hassé and W. R. Cook, *Phil. Mag.*, **12**, 554 (1931).
- [831] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **47**, 337 (1924).
- [832] L. B. Loeb, *Phil. Mag.*, **48**, 496 (1924); **49**, 517 (1925).
- [833] R. A. Nielsen, *Phys. Rev.*, **50**, 386 (1936). Electron Drift Velocity in N_2 , He, Ne and Ar.
- [834] E. A. Junker, *Phys. Rev.*, **56**, 855 (1939). (Подвижность атмосферных ионов.)
- [835] C. H. Kingdon, C. J. Lowton, *Phys. Rev.*, **56**, 215 (1939). (Подвижность Hg в Hg.)
- [836] H. Rose, *Zs. f. Phys.*, **52**, 428 (1929). (Диффузия медленных электронов.)
- [837] G. Hertz, *Zs. f. Phys.* **32**, 298 (1925).
- [838] W. H. Bennett, *Phys. Rev.*, **58**, 992 (1940). Mobilities in Hydrogen at high Current Densities.
- [839] A. F. Pierce, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 155**, 490 (1936). (Влияние температуры на подвижность ионов.)
- [840] J. E. Bailey, B. E. B. Makinson and J. M. Somerville, *Phil. Mag.*, **24**, 117 (1937). The Behaviour of Electrons in Bromine.
- [841] R. A. Nielsen and N. E. Bradbury, *Phys. Rev.*, **51**, 69, 113 (1937). Electron and Negative Ion Mobilities in Oxygen, Air, Nitrogen Oxide and Ammonia.
- [842] E. Monte, C. R., **208**, 1141 (1939). (Новый метод определения подвижностей.)
- [843] J. T. Tate and R. R. Palmer, *Phys. Rev.*, **40**, 731 (1932).
- [844] A. L. Hughes and J. H. McMillen, *Phys. Rev.*, **39**, 576 (1931); **43**, 871 (1933).
- [845] E. C. Childs and H. S. W. Massey, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 142**, 509 (1933).
- [846] C. B. Mohr and F. H. Nicoll, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 142**, 320 (1933); **A 144**, 596 (1934).
- [847] M. Ghosh, *Phil. Mag.*, **20**, 234 (1935).
- [848] H. Loebner, *Ann. d. Phys.*, **24**, 349 (1935).
- [849] J. H. McMillen, *Phys. Rev.*, **46**, 983 (1934).
- [850] A. L. Hughes and V. Harris, *Phys. Rev.*, **48**, 408 (1935).
- [851] A. L. Hughes and S. Bilinsky, *Phys. Rev.* **48**, 155 (1935).
- [852] G. M. Webb, *Phys. Rev.*, **47**, 379 и 384 (1935).
- [853] A. L. Hughes and S. S. West, *Phys. Rev.*, **50**, 320 (1936).
- [854] J. B. Fisk, *Phys. Rev.*, **49**, 167 (1935).
- [855] C. Ramsauer und R. Kollath, *Phys. Zs.*, **32**, 858 (1931); *Ann. d. Phys.*, **12**, 837 (1932).

- [856] J. B. Fisk, *Phys. Rev.*, **50**, 1095 (1936); **51**, 25 (1937). On the Cross Section of Cl_2 and N_2 for slow Electrons.
- [857] K. C. Kar, M. Gosch and K. K. Mukherjee, *Phil. Mag.*, **24**, 964 и 971 (1937). (Теория упругого рассеяния.)
- [858] S. Hill and A. H. Woodcock, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 155**, 331 (1936). The Elastic Scattering of Slow Electrons from Organic Molecules.
- [859] J. B. H. Kuiper, *Phys. Rev.*, **51**, 1024 (1937); **53**, 993 (1938). (Рассеяние быстрых электронов.)
- [860] R. Roscoe, *Phil. Mag.*, **26**, 32 (1938). (Упругое рассеяние электронов молекулярным водородом.)
- [861] В. Рей и И. Пискунов, *ЖЭТФ*, **9**, 240 (1939). (Рассеяние пучка электронов с энергией 0—2 миллионов эв.)
- [862] S. N. van Voorhis, *Phys. Rev.*, **46**, 480 (1936). Small-Angle Inelastic Scattering of Electrons in Helium, Hydrogen and Mercury.
- [863] M. Goodrich, *Phys. Rev.*, **49**, 422 (1936). The Scattering of Electrons after Ionising Collisions in Helium.
- [864] F. Wolf, *Ann. d. Phys.*, **31**, 561 (1938). Zur Streuung und Dissociation langsamer bewegter Ionen.
- [865] A. G. Emslie, *Phys. Rev.*, **53**, 680 (1938). The Scattering of Slow Positive Ions of Very Small Angles.
- [866] J. H. Simons and R. P. Seward, *Journ. Chem. Phys.*, **6**, 790 (1938). Slow Electron Scattering and Apparent Electron Affinity of Mercury.
- [867] S. M. Dancoff, *Phys. Rev.*, **55**, 959 (1939). On Radiative Correction for Electron Scattering. (Теория.)
- [868] S. Goodsmith and J. L. Sanderson, *Phys. Rev.*, **56**, 122 (1939) (Теория.)
- [869] M. Goodrich, *Phys. Rev.*, **43**, 422, (1936); **52**, 259 (1937). (Рассеяние электронов в гелии.)
- [870] H. S. W. Massey and C. B. O. Mohr, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 146**, 880 (1934). (Теория рассеяния электронов.)
- [871] A. L. Hughes, *Phys. Rev.*, **52**, 43 (1937). (Рассеяние быстрых электронов в водороде.)
- [872] A. L. Hughes, *Phys. Rev.*, **55**, 350 (1939). Scattering of fast Electrons in Gases.
- [873] J. H. Bartlett, R. V. Watson, *Phys. Rev.*, **55**, 835 (1939).
- [874] J. B. H. Kuiper and E. Teller, *Phys. Rev.*, **58**, 602 (1940). (Рассеяние быстрых электронов в гелии—теория.)
- [875] C. H. Shaw and T. M. Snyder, *Phys. Rev.*, **58**, 600 (1940). (Рассеяние электронов в броме.)
- [876] L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.*, **30**, 396 (1941). Lateral Diffusion of a Stream of Ions in a Gas.
- [877] R. L. Mooney, *Phys. Rev.*, **58**, 871 (1940). (Рассеяние быстрых атомов в гелии.)
- [878] C. Ramsauer, *Ann. d. Phys.*, **64**, 513 (1921); **66**, 546 (1921); **72**, 345, (1923); **83**, 1129 (1927).
- [879] E. Brüche, *Naturwissensch.*, **15**, 408 (1927); *Phys. Zs.*, **29**, 830 (1928); *Ann. d. Phys.*, **83**, 1065 (1927); **84**, 279 (1927); *Zs. f. Phys.*, **47**, 114 (1928).
- [880] C. Ramsauer, R. Kollath und D. Lillenthal, *Ann. d. Phys.*, **8**, 702 и 709 (1930).
- [881] F. Wolf, *Phys. Zs.*, **32**, 897 (1931).
- [882] C. Ramsauer, *Phys. Zs.*, **28**, 858 (1927); **29**, 823 (1928).
- [883] F. Wolf, *Ann. d. Phys.*, **23**, 285, 627 (1935); **25**, 527 и 737 (1936); *Phys. Zs.*, **37**, 854 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 428 (1936); *Naturwissensch.*, **24**, 447 (1936).
- [884] A. Rostagni, *Ann. d. Phys.*, **24**, 543 (1935).
- [885] R. A. Smith, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **30**, 54 (1934).
- [886] O. Beck und H. Wayland, *Ann. d. Phys.*, **19**, 129 (1933).

- [887] R. Kollath und E. Stendel, *Zs. f. techn. Phys.*, **20**, 36 (1939) (Демонстрация эффекта Рамзауера при помощи осциллографа.)
- [888] W. J. Hamm, *Phys. Rev.*, **63**, 433 (1943). The Retardation and Neutralization of Argon Atoms in Helium.
- [889] A. M. Tyndall and A. F. Pearce, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 149**, 426 (1935). The Variation of the Mobility of Gaseous Ions with Temperature.
- [890] W. J. Hamm, *Phys. Rev.*, **63**, 433 (1943). The Retardation and Neutralization of Argon Ions in Helium. (Определение эффективного поперечного сечения.)
- [891] Gr. M. Crenshaw, *Phys. Rev.*, **62**, 54 (1942). Loss of Energy of Hydrogen Ions in Traversing Various Gases.
- [892] W. H. Bennett, *Phys. Rev.*, **62**, 369 (1942). Mobilities in Nitrogen at High Current Densities.
- [893] R. Meyerot and H. Margenau, *Phys. Rev.*, **65**, 255 (1944). Exchange Forces between Li^+ and He and the Mobility of Li^+ in He.
- [894] E. E. Watson, *Phil. Mag.*, **3**, 849 (1927). Dispersion of an Electron Beam.
- [895] J. Aharoni, *Phil. Mag.*, **35**, 36 (1944). Effect of Space Charge on Electron Beams.
- [896] B. J. Thomson and L. B. Headrick, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **28**, 318 (1940). Space Charge Limitations in the Focus of Electron Beams.

К ГЛАВЕ X

- [897] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **2**, 456 (1913).
- [898] I. Langmuir, *Phys. Zs.*, **15**, 348 и 516 (1914).
- [899] I. Langmuir and K. B. Blodgett, *Phys. Rev.*, **22**, 347 (1923).
- [900] W. S. Kimball, *Phil. Mag.*, **49**, 695 (1925).
- [901] С. А. Богуславский, *Труды Госуд. Эксперим. Эл.-техн. Инст. (ГЭЭИ)*, вып. **3**, 18 (1924).
- [902] I. Langmuir and K. B. Blodgett, *Phys. Rev.*, **24**, 49 (1924).
- [903] W. Schottky, *Phys. Zs.*, **15**, 526 (1914).
- [904] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **21**, 419 (1923).
- [905] I. Langmuir, *Gen. Elektr. Rev.*, **26**, 731 (1923).
- [906] I. Langmuir and H. Mott-Smith, *Gen. Electr. Rev.*, **27**, 449, 538, 616, 762 и 810 (1924); *Phys. Rev.*, **28**, 727 (1926).
- [907] В. Ф. Коваленко, Д. А. Рожанский и А. А. Сенз, *ЖТФ*, **4**, 1688 (1934).
- [908] K. Sommermeier, *Zs. f. Phys.*, **90**, 232 (1934).
- [909] Б. И. Давидов и А. И. Змановская, *ЖТФ*, **6**, 1244 (1936).
- [910] Б. Н. Клярефельд, В книге Электронные и ионные приборы, Труды ВЭИ, вып. **41**, Госэнергоиздат, М.—Л., 1940, Общие вопросы зондовой методики исследования газового разряда, 166—172.
- [911] H. G. Emeléus, *Phil. Mag.*, **17**, 146 (1934).
- [912] T. Killian, *Phys. Rev.*, **35**, 1238 (1930).
- [913] H. Fansworth, *Phys. Rev.*, **31**, 405 (1928).
- [914] L. Haworth, *Phys. Rev.*, **48**, 88 (1935).
- [915] H. Bruining, *Physica*, **5**, 913 (1938).
- [916] I. Kömnick, *Ann. d. Phys.*, **13**, 273 (1932).
- [917] Г. Спивак и Э. Рейхрудель, *ЖЭТФ*, **6**, 816 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **9**, 655 (1936).
- [918] Х. А. Джарнетов и Г. В. Спивак, *ЖЭТФ*, **6**, 1125 (1936).
- [919] Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель, *Изв. АН СССР ОМОН*, **479** (1938). Об изучении плазмы по методу возмущения ее магнитным полем.
- [920] Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель, *ЖЭТФ*, **8**, 319 (1938).
- [921] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, *ДАН*, **18**, 181 (1938).

- [922] G. Spiwak, *Journ. Techn. Phys. USSR*, **8**, 211, (1938).
 [923] G. Spiwak and E. Reichrudel, *Journ. Techn. Phys. USSR*, **9**, 716 (1938).
 [924] E. H. Bramhall, *Phil. Mag.*, **13**, 682 (1932).
 [925] J. L. Myer, *Zs. f. Phys.*, **87**, 1 (1933). (Зонд, быстро пересекающий шнур дуги.)
 [926] J. Dürrwang und M. Wehrli, *Helv. Phys. Acta*, **6**, 235 (1933).
 [927] J. Dürrwang, *Helv. Phys. Acta*, **8**, 333 (1935).
 [928] W. B. Nottingham, *Journ. of Frankl. Inst.*, **206**, 43 (1928).
 [929] R. H. Sloane and K. G. Emeleus, *Phys. Rev.*, **44**, 322 и 333 (1933).
 [930] K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.*, **87**, 741 (1934).
 [931] R. H. Sloane and E. J. R. MacGregor, *Phil. Mag.*, **17**, 193 (1934).
 [932] W. Koch, *Zs. f. techn. Phys.*, **16**, 461 (1935).
 [933] W. Denecke und E. Lübcke, *Phys. Zs.*, **37**, 347 (1936).
 [934] F. D. Graves and J. E. Mc F. Johnston, *Phil. Mag.*, **21**, 659 (1936).
 [935] A. Sibold, *Helv. Phys. Acta*, **9**, 123 (1936).
 [936] W. Molthan, *Zs. f. Phys.*, **98**, 227 (1935).
 [937] K. G. Emeleus and W. L. Brown, *Phil. Mag.*, **22**, 898 (1936).
 [938] W. Denecke, *Ann. d. Phys.*, **27**, 597 (1936).
 [939] E. F. Buchmann, *Zs. f. techn. Phys.*, **15**, 180 (1934).
 [940] J. Kömnick, *Ann. d. Phys.*, **15**, 273 (1932) — краткий обзор теории зондов.
 [941] D.-v. Oettingen, *Ann. d. Phys.*, **19**, 513 (1934).
 [942] С. Д. Гвоздовер, *ЖТФ*, **3**, 587 (1933).
 [943] E. Reichrudel und G. Spiwak, *Ann. d. Phys.*, **17**, 65 (1933).
 [944] R. C. Mazon *Phys. Rev.*, **51**, 28 (1937).
 [945] В. Ф. Коваленко, Д. А. Рожанский и А. А. Сена, *ЖТФ*, **4**, 1271 (1934).
 [946] М. М. Горшков и Ю. П. Маслаковец, *ЖТФ*, **6**, 1513 (1936).
 [947] Б. И. Давыдов и Л. И. Змановская, *ЖТФ*, **6**, 1244 (1936).
 К теории электрических зондов в трубках газового разряда.
 [948] С. Д. Гвоздовер, *ЖТФ*, **7**, 1895, (1937). Характеристики зондов помещённых в шнуровом разряде.
 [949] P. R. Hermann, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 482 (1936). Verfahren zur direkten halblogarithmischen Aufzeichnung von Sondenkenlinien.
 [950] F. Borgnis, *Ann. d. Phys.*, **31**, 497 (1938). Zur Sondentheorie in Gasen bei hohen Drucken.
 [951] W. P. J. van Berkel, *Physica*, **5**, 230 (1938). Einfluss von Aenderungen des Sondenzustandes auf Sondencharakteristiken nach Langmuir.
 [952] R. D. Rusk, *Phys. Rev.*, **54**, 865 (1938). (Зонды при сильных токах.)
 [953] C. v. Fragsten und M. Arndt, *Ann. d. Phys.*, **33**, 532 (1938). (Применение зондов в угольной дуге при атмосферном давлении.)
 [954] V. Polln and S. Gvosdover, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **13**, 47 (1938). Ion Layer Around a Probe in a Low Pressure Discharge.
 [955] H. Newman, *Phil. Mag.*, **26**, 719 (1938). (Ненормальные зондовые характеристики.)
 [956] M. Gorschkov und J. Maslakowetz, *Techn. Phys. USSR*, **3**, 824 (1936). (Применение термического зонда для исследования разряда.)
 [957] В. Грановский, Б. Клярфельд и В. Фабрикант, *ЖТФ*, **8**, 968 (1938). О неправильном применении метода зондов в газовом разряде.
 [958] J. R. Dietrich, *Phys. Rev.*, **55**, 1145 (1939). The Effect of Wall Charge on the Progressive Breakdown in Long Discharge Tubes.

К ГЛАВЕ XI.

Руководства, монографии и обзорные статьи

- [959] А. Н. Теренин, Введение в спектроскопию, Кубуч, Л. 1933.
- [960] В. Кондратьев, Строение атома и молекулы, ГТТИ, Л. — М., 1934.
- [961] С. Э. Фриш, Атомные спектры, ГТТИ, Л. — М., 1933.
- [962] А. Митчелль и М. Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ, М. — Л., 1937.
- [963] О. Блэквуд, Э. Хэтчинсон, Т. Остгуд, А. Рюэрк, В. Сен-Петер, Скотт, А. Уорсинг, Очерки по физике атома, 2 изд., Гостехиздат, М. — Л., 1941.
- [964] Е. Рабинович и Э. Тило, Периодическая система элементов, ГТТИ, М. — Л., 1933.
- [965] Р. Крониг, Полосатые спектры и строение молекул, Харьков, 1935.
- [966] R. S. Mulliken, *Rev. of Mod. Phys.*, **2**, 60—115 (1930); **3**, 89—155 (1931); **4**, 1—86 (1932). Interpretation of Band Spectra.
- [967] В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, Гостехиздат, М. — Л., 1940.
- [968] М. Планк, Теория теплового излучения, ОНТИ, М. — Л., 1935.
- [969] Г. А. Лорентц, Теория излучения, ОНТИ, М. — Л., 1935.
- [970] Э. В. Шпольский, Атомная физика, Гостехиздат, М. — Л., 1944.
- [971] Р. Мекке, *УФН*, **9**, 630 и 757, 1929.
- [972] W. Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen. I und II Theil, Springer, 1928.
- [973] В. А. Фабрикант, Механизм излучения газового разряда (со сплском литературы). Сборник Электронные и ионные приборы, под ред. П. В. Тимофеева. Труды ВЭИ, вып. **41**, Госэнергоиздат, 236—296 М. — Л., 1940.
- [974] H. Margenau and W. W. Watson, *Rev. of Mod. Phys.*, **8**, 22—53, 398 (1936). Pressure Effects on Spectral Lines.
- [975] Б. Н. Клярфельд, *ДАН, СССР*, **25**, 658 (1939). Исследование погложительного столба в парах калия.
- [976] C. Vol, *Ingenieur (Utrecht)*, **50** (1935), E 91—92.
- [977] N. Morgulis, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **5**, 407 (1934).
- [978] F. Mohler, *U.S. Bureau of Stand. Research Journ.*, **9**, 493 (1932).
- [979] В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **13**, 29 (1938).
- [980] Д. С. Рождественский, *ЖРФХО*, часть Физич., **44**, 395 (1912); *Ann. d. Phys.*, **39**, 307 (1912).
- [981] K. T. Compton, *Phys. Rev.*, **20**, 283 (1922); *Phil. Mag.*, **45**, 752 (1923).
- [982] L. Ornstein, *Journ. d. Phys. et le Radium*, **4**, 613 (1933); L. Ornstein u. H. Brinkmann, *Physica* **1**, 797 (1934).
- [983] В. А. Фабрикант, *ЖЭТФ*, **8**, 549 (1938). К количественной теории возбуждения атомов в газовом разряде.
- [984] В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, *ЖЭТФ*, **8**, 35 (1938). Ступенчатое возбуждение атомов в ртутном разряде низкого давления.
- [985] Ф. Бутаева и В. Фабрикант, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **9**, 230 (1945). О резонансном излучении разряда в смеси паров ртути и аргона.
- [986] Б. М. Яворский, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **9**, 233 (1945). Вероятность кумулятивных процессов при соударении электронов с атомами.
- [987] F. Rössler, *Phys. Zs.*, **39**, 902 (1938); *Zs. f. techn. Phys.*, **19**, 588 (1938). Ueber die Strahlung der $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ in der Hg-Niederdruckentladung.
- [988] В. Фабрикант, А. Канель и Ф. Бутаева, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **10**, 315 (1936). Влияние давления на разряд в парах Hg и Cd.
- [989] O. S. Duffendack and O. G. Korpius, *Phys. Rev.*, **55**, 1199 (1939). The Variation with the Density of Mercury Vapour of the Intensity of the Spectral Lines of Mercury Excited by Electron Impact.

- [990] А. А. Власов и В. С. Фурсов, *ЖЭТФ*, **6**, 751 (1936). Теория уширения спектральных линий в однородном газе.
- [991] А. А. Власов, *ЖЭТФ*, **4**, 24 (1934). Замечания к теории уширения спектральных линий.
- [992] M. J. Druyvesteyn, *Zs. f. Phys.*, **57**, 292 (1929). Das Nachleuchten von Glimmlampen mit Neon, Argon und Neon mit einigen Prozent Argon.
- [993] F. M. Penning *Phys. Zs.*, **27**, 187 (1926).
- [994] R. Seeliger, *Phys. Zs.*, **30**, 929 (1926).
- [995] H. O. Kneser, *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften*, т. 8, 229—257. Der aktive Stickstoff₂ (обзорная статья со списком старой литературы), Springer, 1929.
- [996] M. Trautz, *Zs. f. Elektrochemie*, **25**, 297 (1919).
- [997] M. N. Saha and N. K. Sur, *Phil. Mag.*, **48**, 421 (1924).
- [998] R. T. Birge, *Nature*, **114**, 642 (1924).
- [999] P. Lewis, *Astrophis. Journ.*, **18**, 258 (1903).
- [1000] R. I. Strutt, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 86**, 262 (1912).
- [1001] H. Sponer, *Zs. f. Phys.*, **34**, 622 (1925).
- [1002] G. Herzberg, *Nature*, **122**, 505 (1929); *Zs. f. Phys.*, **46**, 878 (1928).
- [1003] R. T. Birge and R. S. Mulliken, *Nature*, **122**, 842 (1929).
- [1004] M. Pirani, *Wissenschaftliche Veröffentl. aus dem Siemens-Konzern*, т. I, тер. I (1920).
- [1005] И. А. Эльцин, *ЖТФ*, **2**, 846 (1932).
- [1006] G. Cario, *Zs. f. Phys.*, **89**, 523 (1934).
- [1007] A. G. Gandon, *Nature*, **133**, 984 (1934).
- [1008] F. H. Newman, *Phil. Mag.*, **20**, 777 (1935).
- [1009] R. H. Randall and H. W. Webb, *Phys. Rev.*, **48**, 544 (1935).
- [1010] E. M. Stoddart, *Proc. Roy. Soc., London*; **A 147**, 454 (1934); **A 153**, 152 (1935).
- [1011] V. Kondrat'jew, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **11**, 320 (1937).
- [1012] M. M. Mann and W. M. Nielsen, *Phys. Rev.*, **46**, 991 (1934).
- [1013] G. Cario und J. Kaplan, *Nature*, **121**, 906, 1928; *Zs. f. Phys.*, **58**, 769 (1929).
- [1014] G. Cario und U. Stille, *Zs. f. Phys.*, **107**, 396 (1937).
- [1015] U. Stille, *Zs. f. Phys.*, **109**, 491 (1938).
- [1016] J. Kaplan, *Phys. Rev.*, **50**, 584 (1936); **54**, 176 (1938).
- [1017] D. B. McNeill and K. F. Harvey, *Phil. Mag.*, **25**, 471 (1938); **26**, 502 (1938). (Влияние примесей на послесвечение азота.)
- [1018] D. B. McNeill and K. F. Harvey, *Phil. Mag.*, **26**, 502 (1938). Some Aspects of Nitrogen Afterglow.
- [1019] R. I. Strutt, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 85**, 219 (1911); **A 86**, 56 и 262 (1912); **A 87**, 179 (1912); **A 88**, 539 (1913); **A 91**, 303 (1915); **A 92**, 438 (1916); **A 93**, 254 (1917).
- [1020] R. I. Strutt and A. Fowler, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 85**, 377 (1911); **A 86**, 105 (1912).
- [1021] Lord Rayleigh, *Proc. Roy. Soc., London*; **A 102**, 453 (1923); **A 151**, 567 (1935).
- [1022] Lord Rayleigh, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 176**, 1 (1940). New Studies on Active Nitrogen. I Brightness of the Afterglow under Varied Conditions of Concentration and Temperature.
- [1023] B. Lewis, *Nature*, **121**, 938 (1928). (Послесвечение азота.)
- [1024] H. O. Kneser, *Ann. d. Phys.*, **87**, 717 (1928); *Phys. Zs.*, **29**, 895 (1928).
- [1025] D. E. Debeau, *Phys. Rev.*, **61**, 668 (1942). Nature of Reactions Occurring in the Production of the Afterglow of Active Nitrogen and the Effect of Temperature on the Phenomena.
- [1026] M. H. Hebb and H. Sponer, *Phys. Rev.*, **59**, 925 (1941). On the Mechanism of the Nitrogen Afterglow.

- [1027] R. C. Garth and G. E. Moore, *Phys. Rev.*, **60**, 208, 216 (1941), Studies of the Afterglow in Hg Vapor.
 [1028] J. Stark, *Ann. d. Phys.*, **14**, 520 (1904).
 [1029] R. J. Strutt, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 91**, 92 (1914).
 [1030] Lord Rayleigh, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 108**, 262 (1925), **A 114**, 620 (1927).
 [1031] L. J. Hayner, *Zs. f. Phys.*, **35**, 365 (1926).
 [1032] H. W. Webb and D. Sinclair, *Phys. Rev.*, **37**, 182 (1931).
 [1033] R. H. Randall and H. W. Webb, *Phys. Rev.*, **48**, 549 (1935). (Объяснение послесвечения Hg тройными соударениями).
 [1034] F. L. Mohler, *Nat. Bur. of Stand. Journ. of Research*, **19**, 559 (1937).
 [1035] R. Grübling, *Ann. d. Phys.*, **37**, 453 (1940). Ueber die Lebensdauer freier Elektronen im nachleuchtenden Quecksilberdampf.
 [1036] H. W. Webb and D. Sinclair, *Phys. Rev.*, **37**, 182 (1931). (Послесвечение паров ртути при деионизации).
 [1037] G. Herzberg, *Ann. d. Phys.*, **84**, 553 (1927).

К ГЛАВЕ XII

- [1038] W. Weizel, R. Rompe und M. Schön, *Zs. f. Phys.*, **115**, 179 (1940).
 [1039] W. Kaufmann, *Ann. d. Phys.*, **2**, 158 (1900).
 [1040] F. M. Penning, *Phys. Zs.*, **33**, 816 (1932); *Naturwissensch.*, **19**, 1024 (1930). (Разбор вопроса об устойчивости режима в начальных стадиях самостоятельного разряда в связи с особенностями хода вольтамперной характеристики.)

К ГЛАВЕ XIII

Монографии и обзорные статьи

- [1041] O. W. Schumann, *Elektrische Durchbruchfeldstärke in Gasen*, Berlin, 1923, стр. 101 и след.
 [1042] L. B. Loeb, *Rev. Mod. Phys.*, **8**, 277 (1936).
 [1043] W. Rogowski, *Zs. f. Phys.*, **100**, 1 (1936); **114**, 1—52 (1939); **117**, 265—284 (1941). (Обзорные статьи по теории Роговского и её дальнейшему развитию).
 [1044] В. Роговский, *Усп. физ. наук*, **13**, 593 (1933).
 [1045] A. v. Hippel, *Ergebnisse der exacten Naturwissenschaften*, **14**, 79 (1935).
 [1046] J. S. Townsend, *Phil. Mag.*, **6**, 598 (1903).
 [1047] J. S. Townsend, *Phil. Mag.*, **1**, 198 (1901); **3**, 557, (1902); **5**, 389 (1903) **8**, 738 (1904); **9**, 289 (1905); **11**, 729 (1906); **27**, 789 (1914).
 [1048] F. H. Sanders, *Phys. Rev.*, **41**, 667 (1932); **44**, 128 и 1021 (1933).
 [1049] R. Hellmann, *Zs. f. Phys.*, **91**, 556 (1934).
 [1050] D. Posin, *Phys. Rev.*, **47**, 258 (1935); **50**, 650 (1936).
 [1051] F. M. Penning and A. A. Kruithoff, *Physica*, **3**, 515 (1936).
 [1052] K. Masch, *Arch. f. Electrotechn.*, **26**, 587 (1933).
 [1053] K. T. Compton, *Phys. Rev.*, **7**, 489, 501, 509 (1916); **11**, 234 (1918).
 [1054] W. E. Bowls, *Phys. Rev.*, **51**, 147 (1937); **52**, 253 (1937); **53**, 293 (1938) (α в N_2).
 [1055] D. H. Hale, *Phys. Rev.*, **54**, 241 (1938). (α в H_2).
 [1056] A. A. Kruithoff, *Physica* **7**, 519 (1940) (α в Ne, Ar, Kr, Xe при различных $\frac{E}{p}$).
 [1057] O. Zeier, *Ann. d. Phys.*, **14**, 415 (1932). (Отступления от закона Пашена.)

- [1058] R. N. Varney, H. J. White, L. B. Loeb and D. Q. Posin, *Phys. Rev.*, **48**, 818 (1935).
- [1059] S. P. McCallum and L. Klatzow, *Phil. Mag.*, **17**, 291 (1934).
- [1060] M. Steenbeck, *Naturwiss.*, **17**, 981 (1929); *Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konz.*, **8**, тетр. 3, 84 (1930); **9**, тетр. 1, 42 (1930); *Arch. f. Elektrotechn.*, **26**, 306 (1932).
- [1061] E. L. E. Wheatowit and H. Barker, *Phil. Mag.*, **20**, 571 (1935).
- [1062] Г. А. Тягунов, *Изв. АН СССР ОМЭН*, стр. 453 (1938), О зажигании электрического разряда в газе.
- [1063] A. Köhler, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 528 (1936).
- [1064] С. К. Моралёв, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **12**, 89 (1937); *ЖТФ*, **7**, 764 (1937).
- [1065] M. J. Druyvesteyn, *Physica*, **3**, 65 (1936).
- [1066] И. И. Глотов, *ЖТФ*, **7**, 1418 (1937); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **13**, 84 (1938).
- [1067] Г. А. Тягунов, *ЖТФ*, **5**, 889 (1935). Решение стационарных уравнений Таунсенда для общего случая.
- [1068] M. Laue, *Ann. d. Phys.*, **76**, 261 (1925).
- [1069] K. Zuber, *Ann. d. Phys.*, **76**, 231 (1925); **81**, 205 (1926).
- [1070] W. Braunbeck, *Zs. f. Phys.*, **9**, 6 (1926).
- [1071] W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.*, **16**, 496 (1926); **22**, 99 (1928).
- [1072] A. v. Hippel und J. Franck, *Zs. f. Phys.*, **57**, 696 (1929).
- [1073] Н. Капцов, *ЖТФ*, **2**, 200 (1932).
- [1074] W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.*, **23**, 569 (1930).
- [1075] И. И. Глотов, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **12**, 234 (1937), *ЖЭТФ*, **7**, 1005 (1937).
- [1076] И. И. Глотов, *ЖЭТФ*, **7**, 1143 (1937), *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **12**, 256 (1937).
- [1077] W. Rogowski, *Arch. für Elektrotechn.*, **26**, 643 (1932).
- [1078] Он же, *Arch. f. Elektrotechn.*, **25**, 551 (1931).
- [1079] Он же, *Phys. Zs.*, **33**, 797 (1932).
- [1080] M. Steenbeck, *Zs. f. techn. Phys.*, **10**, 480 (1929). Die Aufbauzeit von Glimmentladungen.
- [1081] A. Güntherschulze, *Zs. f. techn. Phys.*, **11**, 76 (1930). (Замечание к [1080])
- [1082] W. Rogowski, *Phys. Zs.*, **33**, 797, 1932; *Zs. f. Phys.*, **82**, 473 (1933); *Arch. f. Elektrotechn.*, **27**, 523, 857 (1933).
- [1083] G. Holst und E. Osterhuis, *Verh. Kon. Akad. van. Wet., Amsterdam*, **29**, 849 (1920); **30**, 10 (1921).
- [1084] G. Holst and E. Osterhuis, *Physica*, **1**, 84 (1921).
- [1085] L. I. Newmann, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **15**, 259 (1929).
- [1086] R. Frey, *Ann. d. Phys.*, **85**, 381 (1928).
- [1087] E. Meyer, *Ann. d. Phys.*, **58**, 297 (1919); **65**, 335 (1921).
- [1088] F. M. Penning, *Zs. f. Phys.*, **46**, 335 (1928); **57**, 723 (1929); **72**, 338 (1931).
- [1089] L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, **38**, 1891 (1931).
- [1090] F. M. Penning and C. C. J. Addink, *Physica*, **1**, 1007 (1934).
- [1091] F. M. Penning, *Physica*, **1**, 1028 (1934).
- [1092] B. Klarfeld, *Zs. f. Phys.*, **78**, 111 (1932).
- [1093] И. И. Балог, *ЖЭТФ*, **6**, 481 (1936).
- [1094] С. К. Моралёв, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **12**, 667 (1937); *ЖЭТФ*, **7**, 1430 (1937).
- [1095] E. W. Pike, *Phys. Rev.*, **47**, 811 (1935); **49**, 513 и 515 (1936).
- [1096] И. И. Глотов, *ЖЭТФ*, **7**, 1037 (1937); *Phys. Zs. d. Sowietun.*, **12**, 234 (1937).
- [1097] R. W. Smith and O. S. Duffenda'ck, *Phys. Rev.*, **47**, 473 (1935).
- [1098] F. Lewi, *Ann. d. Phys.*, **6**, 409 (1930).

- [1099] А. В. Афанасьев и Н. А. Капцов, *ЖТФ*, **3**, 1004 (1933).
- [1100] N. R. Campbell, *Phil. Mag.*, **40**, 585 (1920); **3**, 945, 1041 (1927).
- [1101] П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, **4**, 1182 (1934).
- [1102] W. Rogowski und W. Fuchs, *Zs. f. techn. Phys.*, **29**, 362 (1935).
- [1103] W. Rogowski und A. Wallraff, *Zs. f. Phys.*, **97**, 758 (1935); **102**, 183 (1936).
- [1104] C. Deimel, *Phys. Zs.*, **37**, 610 (1936).
- [1105] H. J. White, *Phys. Rev.*, **48**, 113 (1935).
- [1106] R. Schade, *Phys. Zs.*, **37**, 817 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 391 (1936).
- [1107] W. Rogowski, *Naturwissenschaften*, **25**, 448 (1937).
- [1108] W. Fuchs, *Zs. f. Phys.*, **92**, 467 (1934); **98**, 666 (1936); *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **16**, 47 (1935).
- [1109] W. Seits und W. Fuchs, *Naturwissensch.*, **24**, 346 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 387 (1936).
- [1110] В. К. Лебединский, Возникновение электрической искры и свето-электрическое действие. *Изв. Петроградск. Политехн. Инст.*, 1916 145; *ЖРФХО*, ч. Физич., **33**, 48 (1900); *Электричество* (1900), № 7 105, № 10/11, 148.
- [1111] И. Ф. Кварцхава, *ЖТФ*, **6**, 3 (1936).
- [1112] Seeliger und Schmeckel, *Phys. Zs.*, **26**, 471 (1925).
- [1113] G. Holst und E. Osterhuis, *Phil. Mag.*, **46**, 1117 (1923); *Physica* **1**, 78 (1921).
- [1114] M. J. Druyvesteyn, *Zs. f. Phys.*, **73**, 33 (1931).
- [1115] W. O. Schumann, *Zs. f. techn. Phys.*, **11**, 131 (1936).
- [1116] W. Rogowski, *Zs. f. Phys.*, **60**, 776 (1930).
- [1117] E. Dubois, *Annales de Physique* **20**, 113 (1923).
- [1118] Г. В. Спивак и П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, **2**, 366 (1932).
- [1119] Abe Tilles, *Phys. Rev.*, **46**, 1015 (1934).
- [1120] R. R. Wilson, *Phys. Rev.*, **49**, 210 (1936); **50**, 1082 (1936).
- [1121] M. Messner, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 133 (1936).
- [1122] H. J. White, *Phys. Rev.*, **49**, 507 (1936).
- [1123] J. J. Sämmner, *Zs. f. Phys.*, **81**, 353 (1933).
- [1124] Г. А. Тягунов, *ЖТФ*, **5**, 889 (1935).
- [1125] Н. А. Капцов, *ЖЭТФ*, **4**, 405 (1934).
- [1126] Н. А. Капцов, *ЖЭТФ*, **5**, 465 (1935); *Phys. Zs. d. Sowjetun* **6**, 82 (1934).
- [1127] K. Zuber, *Ann. d. Phys.*, **12**, 665 (1932).
- [1128] H. Fricke, *Zs. f. Phys.*, **78**, 59 (1932).
- [1129] A. Palm, *Arch. f. Elektrotechn.*, **28**, 296 (1934).
- [1130] S. S. Cerwin, *Phys. Rev.*, **46**, 1054 (1934).
- [1131] G. M. Kovalenko, *ДАН СССР* **1**, 45 (1936).
- [1132] John Thomson, *Phil. Mag.*, **21**, 1057 (1935).
- [1133] N. E. Bradbury, *Phys. Rev.*, **40**, 980 (1932).
- [1134] L. A. Joung and N. E. Bradbury, *Phys. Rev.*, **43**, 34 (1933).
- [1135] M. Cravath, *Phys. Rev.*, **45**, 138 (1934).
- [1136] H. Luft, *Archiv f. Elektrotechnik*, **31**, 93 (1937). (Уменьшение U_3 при большой частоте.)
- [1137] H. Böcker, *Arch. f. Elektrotechn.* **31**, 166 (1937). (То же.)
- [1138] H. J. Lindehovius, *Physica*, **4**, 1212 (1937). (Изменение U_3 с частотой.)
- [1139] E. W. Seward, *JIEE*, **84**, 288 (1939). (То же.)
- [1140] R. Strigel, *Wiss. Verh. a. d. Siemenswerken*, **15**, ч. I, 13 (1936).
- [1141] F. M. Penning, *Physica* **3**, 563 (1936).
- [1142] R. Schade, *Zs. f. Phys.*, **104**, 487 (1937). Ueber die Aufbauzeit einer Glimentladung. (Диссертация.)
- [1143] G. Hertz, *Zs. f. Phys.*, **106**, 102 (1937). Zur Frage der Spannungsabhängigkeit des Zündverzuges.

- [1144] W. Braunbeck, *Zs. f. Phys.*, **107**, 180 (1937). (То же.)
- [1145] Müller-Ströbel, *Arch. f. Elektrotechn.*, **32**, 721 (1938); **33**, 717 (1939).
- [1146] J. Slepian and W. E. Berkay, *Journ. of Appl. Phys.*, **11**, 765 (1940). Spark Gaps with Short Time Lag.
- [1147] R. W. Engström, *Phys. Rev.*, **57**, 73 (1940).
- [1148] J. D. Cobine and E. C. Easton, *Journ. of Appl. Phys.*, **14**, 321 (1942). (При больших давлениях газа.)
- [1149] M. Newman, *Phys. Rev.*, **52**, 652 (1937).
- [1150] R. Zouckermann, *C. R.*, **204**, 964 (1937). (Влияние соударений 2-го рода на U_3 .)
- [1151] J. Kesaev, *Journ. of Techn. Phys. USSR*, **4**, 68 (1937). (Влияние паров Cd в Hg на U_3 .)
- [1152] Б. Н. Клярфельд, *Zs. f. Phys.*, **78**, 111 (1932).
- [1153] F. M. Penning, *Phil. Mag.*, **11**, 961 (1931).
- [1154] C. M. Hudson, L. E. Hoisington and L. E. Royt, *Phys. Rev.*, **52**, 664 (1937). (U_3 в смесях воздуха с CCl_2F_2 и с SO_2 .)
- [1155] Б. Клярфельд и А. Гусева, *ЖТФ*, **8**, 1034 (1938) (U_3 в парах ртути.)
- [1156] E. Finkelmann, *Arch. f. Elektrotechn.*, **31**, 282 (1937) (U_3 N_2 , CO_2 , H_2 и возд. при больших давлениях.)
- [1157] Llewellyn-Jones and W. R. Galloway, *Nature*, **138**, 973 (1936), (U_3 паров Hg).
- [1158] E. J. Lawton and K. H. Kingdon, *Phys. Rev.*, **50**, 1095 (1936) (То же.)
- [1159] M. T. Rodine and R. G. Herb, *Phys.*, **51**, 508 (1937) (U_3 в возд. с примесью CCl_4 .)
- [1160] R. R. Quinn, *Phys. Rev.*, **55**, 240 и 482 (1939). (U_3 при малых давлениях; определение γ .)
- [1161] H. H. Skilling, *Trans. AIEE*, **58**, 161 (1939). (U_3 при больших давлениях.)
- [1162] A. H. Howell, *Trans. AIEE*, **58**, 193 (1939). (То же.)
- [1163] F. L. Jones, *Nature*, стр. 854 (May 20 1939); *Phil. Mag.*, **28**, 328 (1939), Sparking Potential of Deuterium.
- [1164] F. L. Jones and J. P. Henderson, *Phil. Mag.*, **28**, 185 и 192 (1939) (U_3 в H_2 ; влияние катода.)
- [1165] I. Goldman and B. Wul, *Journ. of Techn. Phys. USSR*, **1**, 497 (1934); **3**, 16 (1936).
- [1166] E. Badarau and L. Constantinesco, *C. R.*, **207**, 217 и 279 (1938); *Bull. Soc. Roumaine de Physique*, **39**, 45 и 72 (1938); (U_3 в парах бензина.)
- [1167] H. Klempere, *Zs. f. techn. Phys.*, **19**, 270 (1938). (U_3 в He, Ar, Ne, Kr, Xe).
- [1168] G. H. Fett, *Phys. Rev.*, **54**, 589 (1938).
- [1169] М. Коваленко, *ДАН СССР*, **14**, 545 (1937). (Влияние CCl_4 на U_3 в воздухе.)
- [1170] R. Grigorovici, *Zs. f. Phys.*, **111**, 596 (1939), *Bull. Soc. Roumaine Phys.*, **38**, 7 (1937), No. 68. (U_3 в парах Hg при различных катодах.)
- [1171] H. Neuert, *Phys. Zs.*, **39**, 309 (1938).
- [1172] И. М. Гольдман, *ДАН СССР*, **18**, 89 (1938).
- [1173] F. Ehrenkrauz, *Phys. Rev.*, **54**, 239 (1938). **55**, 219 (1939). (U_3 в Ar, N_2 и H_2 при катодах из Pt и Na.)
- [1174] А. М. Бонч-Бруевич, М. В. Гликина и Б. М. Гохберг, *ЖЭТФ*, **10**, 171 (1940). (Возражения против современной теории пробоя газа.)

- [1175] H. Scholtheis, *Arch. f. Elektrotechn.*, **34**, 237 (1940). (U_0 в неравномерном поле.)
- [1176] R. Schade, *Zs. f. Phys.*, **105**, 595 (1937). (Понижение U_0 при освещении катода.)
- [1177] W. Fuchs, *Zs. f. Phys.*, **103**, 709 (1936). (Понижение U_0 при пульсирующем освещении.)
- [1178] A. A. Kruithoff and F. M. Penning, *Physica* **5**, 203 (1938). (Влияние фотоэффекта на зажигание разряда при больших давлениях в благородных газах.)
- [1179] W. Rogowski und A. W. Wallraff, *Zs. f. Phys.*, **108**, 1 (1938), *Zündung und Zündspannungsänderung*.
- [1180] R. Schade, *Zs. f. Phys.*, **111**, 437 (1939). (Влияние фотоэффекта на катоде на U_0 .)
- [1181] C. Brinkmann, *Zs. f. Phys.*, **111**, 737 (1939), *Arch. f. Elektrotechn.*, **33**, 121 (1939). (То же.)
- [1182] H. Büttner, *Zs. f. Phys.*, **111**, 750 (1939). Die Anfangscharakteristiken der Townsendentladung in Edelgasen (падающая характеристика).
- [1183] W. Fuchs und G. Schumacher, **112**, 605 (1939). (Понижение U_0 при освещении.)
- [1184] R. Schade, *Phys. Zs.*, **38**, 1021 (1937); *Zs. f. Phys.*, **108**, 353 (1938). (Понижение U_0 ; возражения Роговскому.)
- [1185] M. Toepfer, *Phys. Zs.*, **39**, 523 (1938). (Понижение U_0 при освещении.)
- [1186] W. Fuchs und H. Bongartz, *Zs. f. techn. Phys.*, **20**, 205 (1939). (То же.)
- [1187] W. Fuchs und F. Kettel, *Zs. f. Phys.*, **116**, 657 (1940). (То же.)
- [1188] J. M. Meek, *Proc. Phys. Soc.*, **52**, 547 (1940). (То же.)
- [1189] A. Leemann, *Helv. Phys. Acta*, **12**, 5 стр. 397 (1939). (U_0 в H_2 и D_2 .)
- [1190] W. Fuchs und W. Seitz, *Zs. f. Phys.*, **103**, 1 (1937), *Naturwissenschaften* **25**, 106 (1937). (Повышение U_0 при освещении.)
- [1191] W. Fuchs, *Vern. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 18 (1937). (То же.)
- [1192] R. Schade, *Naturwissenschaften*, **24**, 813 (1936). (О том же.)
- [1193] E. W. P. Gill and F. R. Pidduck, *Phil. Mag.*, **16**, 286 (1938). (α в аргоне.)
- [1194] T. L. B. Ayres, *Phil. Mag.*, **45**, 353 (1923). (То же.)
- [1195] D. Q. Posin, *Phys. Rev.*, **48**, 483 (1935). (О коэффициенте β .)
- [1196] A. A. Kruithof and F. M. Penning, *Physica*, **4**, 430 (1937). (α в смесях Ne и Ar.)
- [1197] W. S. Huxford, *Phys. Rev.*, **54**, 313 (1938); **55**, 754 (1939). (α в аргоне.)
- [1198] R. Schöfer, *Zs. f. Phys.*, **110**, 21 (1938). (Определение γ .)
- [1199] A. Grosser, *Physica*, **6**, 458 (1939). (Определение α и γ .)
- [1200] D. H. Hale, *Phys. Rev.*, **55**, 815 (1939). (Определение α .)
- [1201] K. G. Emelous, R. Winstanley-Lunt and C. A. Meek, *Proc. Roy. Soc. London*, **A 156**, 394 (1936); **A 157**, 146 (1936). (Подсчёт коэффициента α .)
- [1202] А. А. Зайцев, *ЖЭТФ*, **9**, 469 (1939); *ДАН СССР*, **23**, 229 (1939). Вычисление коэффициента α Таунседа.
- [1203] W. Rogowski, *Zs. f. Phys.*, **115**, 257 (1940). Rückwirkung durch metastabile Atome und Durchschlagsenkung bei Edelgasen.
- [1204] W. Rogowski und A. Wallraff, *Zs. f. Phys.*, **106**, 212 (1937). (О границах применимости теории Роговского.)
- [1205] G. Mierdel und M. Steenbeek, *Zs. f. Phys.*, **106**, 311 (1937). Säulenzündung und Townsendsche Theorie.
- [1206] R. Seeliger und K. Boek, *Zs. f. Phys.*, **110**, 717 (1939). Zur Theorie der Zündung langer positiver Säulen.

- [1207] W. Bartholomeyczuk, *Zs. f. Phys.*, **116**, 235 (1940). Townsendsche Zündbedingung und Aufbauzeit einer Entladung.
- [1208] Д. И. Блохинцев, Б. М. Вул и Я. М. Парнас, *ЖТФ*, **10**, 357 (1940). Пробой в сжатом газе при больших давлениях и малых расстояниях
- [1209] B. Davydov, *Phys. Rev.*, **64**, 156 (1943). The Electron Breakdown and Cumulative Ionization. (Новая теория.)
- [1210] E. W. Pike, *Phys. Rev.*, **49**, 513 и 515 (1936). Pennings New Photoeffect in Pure Neon.
- [1211] H. J. White, *Phys. Rev.*, **48**, 482 (1935). (Понижение U_0 при освещении.)
- [1212] W. Kluge, *Zs. f. techn. Phys.*, **15**, 591 (1934). Ueber Koexistenz der selbständigen und unselbständigen Entladungen.
- [1213] И. Ф. Кварихави и П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, **4**, 1698 (1934). *Journ. Techn. Phys. USSR*, **1**, No. 4, 1 (1935). (Время формирования разряда и инерция газонаполненных фотоэлементов.)
- [1214] F. Ollendorf, *Zs. f. techn. Phys.*, **13**, 606 (1932). (То же.)
- [1215] J. C. Street, *Phys. Rev.*, **35**, 1437 (1930). Time Lags in Spark Discharges at High Overvoltages.
- [1216] J. A. Tiedemann, *Phys. Rev.*, **36**, 376 (1930). (Зависимость запаздывания разряда от фототока с катода.)
- [1217] R. Geballe, *Phys. Rev.*, **63**, 138 (1943). The Production of Photons Relative to Ionization by Collision in a Townsend Gap.
- [1218] S. C. Brown, *Phys. Rev.*, **62**, 244 (1942). Theory of the Initial Avalanche in the Breakdown of a Discharge Counter in Helium.
- [1219] A. A. Kruithof, *Physica*, **7**, 519 (1940). Townsend Ionization Coefficients for Neon, Argon, Krypton and Xenon.
- [1220] P. S. Morton, *Phys. Rev.*, **64**, 187 (1943). Townsend Currents in Neon Uniform Electric Fields. (Уточнение условий, при которых применимо выражение $\ln(i/i_0) = \int \alpha dx$.)
- [1221] Б. М. Гохберг и Э. Я. Зондберг, *ЖТФ*, **12**, 65 (1942). (Исследование электрической прочности газов [Органические вещества и SF_6].)
- [1222] Д. С. Файгенбаум, *ЖТФ*, **13**, 203 (1943). Электрическая прочность воздушных конденсаторов на высокой частоте.
- [1223] В. Клярфельд и Л. Гусева, *ЖТФ*, **8**, 1034 (1938). Пробивное напряжение в парах ртути.
- [1224] Б. М. Гохберг и Я. М. Оксман, *ЖТФ*, **11**, 1058 (1941). Пробой сжатых газов в неоднородном поле.
- [1225] А. Г. Рзянкин, *ЖТФ*, **11**, 72 (1941). Пробой сжатого газа при вращающихся электродах.
- [1226] R. W. Jones, *Phys. Rev.*, **59**, 932 (1941). Forms of Discharge in Mikro-gas. (Отступления от закона Пашена.)
- [1227] J. D. Cobine and E. C. Easton, *Journ. of Appl. Phys.*, **14**, 321 (1943). Time Lag of Impulse Breakdown at High Pressures.
- [1228] Л. А. Гоухберг, *ЖТФ*, **15**, 105 (1945). Запаздывание разряда в разрядниках с активированными барьер электродами.

К ГЛАВЕ XIV

- [1229] Thomas und Heer, *Zs. f. techn. Phys.*, **13**, 464 (1932); **14**, 385 (1933); **15**, 186 (1934).
- [1230] A. v. Engel und M. Steenbeck, *Zs. f. Phys.*, **85**, 141 (1933).
- [1231] W. Krug, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 26 (1933).
- [1232] E. L. E. Wheatcroft, *Phil. Mag.*, **20**, 578 (1935).
- [1233] Th. Rummel, *Naturwissensch.*, **24**, 158 (1936).
- [1234] F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc. London*, **A 89**, 45 (1908).
- [1235] F. W. Aston and H. E. Watson, *Proc. Roy. Soc. London*, **A 86**, 168 (1912).

- [1236] A. Günterschulze und F. Keller, *Zs. f. Phys.*, **71**, 238, 246 (1931); **72**, 28 (1931); **75**, 105 (1932); **79**, 563 (1932).
- [1237] E. W. Pike, *Zs. f. Phys.*, **90**, 319 (1934).
- [1238] A. Günterschulze, *Zs. f. Phys.*, **24**, 52 (1924).
- [1239] H. Karzke, *Ann. d. Phys.*, **25**, 688 (1936); *Zs. f. Phys.*, **104**, 735 (1937).
- [1240] Brose, *Ann. d. Phys.*, **59**, 731 (1919).
- [1241] M. Reger und R. Seeliger, *Ann. d. Phys.*, **86**, 1089 (1928). (Зависимость плотности тока от давления при нормальном катодном падении.)
- [1242] A. Günterschulze und H. Fricke, *Zs. f. Phys.*, **86**, 451 и 821 (1933).
- [1243] H. Schnitger, *Zs. f. Phys.*, **96**, 551 (1935); **102**, 163 (1936).
- [1244] H. Fricke, *Zs. f. Phys.*, **92**, 728 (1934).
- [1245] F. H. Newmann, *Phil. Mag.*, **23**, 239 (1937).
- [1246] A. Günterschulze und A. Bar, *Zs. f. Phys.*, **20**, 1 (1923); **107**, 642 (1937). (Повышение температуры газа в катодном пространстве.)
- [1247] L. Vegard and K. G. Dorum, *Arch. Oslo* (1936), Nr. 1, стр. 17 (1937), *Phys. Ber.*, стр. 2379 (1937). (Температура газа в тлеющем свечении.)
- [1248] G. Rudolph, *Zs. f. Phys.*, **111**, 523 (1939).
- [1249] H. Fischer, *Zs. f. Phys.*, **110**, 197 (1938); **113**, 360 (1939). (Исследования с учётом нагревания газа в катодном пространстве.)
- [1250] R. K. Cowsik, *Indian Journ. of Physics*, **8**, ч. 3, 209 (1933).
- [1251] R. Seeliger und K. Sommermeier, *Zs. f. Phys.*, **93**, 692 (1935).
- [1252] K. Sommermeier, *Ann. d. Phys.*, **25**, 481 (1936).
- [1253] Ю. П. Маслаковец, Катодное распыление, ГТИ, Л. — М., 1934 (Обзорная монография.)
- [1254] N. D. Morgulis, M. P. Bernardiner und A. M. Patiocha, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **9**, 302 (1936).
- [1255] H. Lüder, *Zs. f. Phys.*, **97**, 158 (1935).
- [1256] A. Günterschulze, *Zs. f. Phys.*, **106**, 365 и 371 (1937). (Чистая и окислированная поверхность Mg: H₂ и D₂.)
- [1257] G. Timoshenko, *Nature*, **140**, 67 (1937). (Au в Ar.)
- [1258] H. Fischer, *Zs. f. Phys.*, **108**, 599 (1938).
- [1259] Ch. Starr, *Phys. Rev.*, **56**, 216 (1939).
- [1260] H. Fisher, *Ann. d. Phys.*, **27**, 81 (1936).
- [1261] R. H. Sloane and K. G. Emcleus, *Phil. Mag.*, **12**, 162 (1931).
- [1262] E. F. Richter, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 306 (1936).
- [1263] W. Krug, *Naturwissensch.*, **23**, 355 (1935); *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 157 (1936).
- [1264] K. T. Compton and C. M. Morse, *Phys. Rev.*, **30**, 305 (1927).
- [1265] A. v. Hippel, *Zs. f. Phys.*, **76**, 1 (1932).
- [1266] E. L. E. Wheatcroft, *Phil. Mag.*, **20**, 578 (1935).
- [1267] A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 393 (1936).
- [1268] O. Scherzer, *Arch. f. Elektrotechn.*, **33**, 207 (1939). (Теория тлеющего разряда.)
- [1269] W. Weizel und W. Olmesdahl, *Zs. f. Phys.*, **114**, 719 (1939). (Тлеющее свечение.)
- [1270] W. Weizel, R. Rompe und M. Schön, *Zs. f. Phys.*, **112**, 339 (1939); **113**, 87 и 730 (1939). Theorie der kathodischen Entladungsteile einer Niederdruckentladung.
- [1271] A. Schuster, *Proc. Roy. Soc. London*, A **47**, 526 (1890).
- [1272] P. Villard, *Journ. de Phys.*, **8**, 5 (1899).
- [1273] A. Wehnelt, *Wied. Ann.*, **67**, 421 (1899).
- [1274] F. Meyer und H. Schüler, *Ann. d. Phys.*, **56**, 507 (1918).
- [1275] R. Doppel, *Ph. Zs.*, **32**, 858 (1931). Durchgang von H-Kanalstrahlen durch Helium.

- [1276] J. M. Holm, *Phil. Mag.*, **12**, 194 (1931). On the Distribution of Electric Force and Rise of Temperature in the Glow Discharge.
- [1277] M. Steenbeck, *Zs. f. Phys.*, **72**, 535 (1931). Die Feldstärke im normalen Kathodenfall.
- [1278] R. Seeliger, *Zs. f. Phys.*, **115**, 111 (1940). (К теории тлеющего свечения.)
- [1279] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, *ЖЭТФ*, **6**, 846 (1936). *Phys. Zs. d. Sowjetun* **9**, 121 (1936).
- [1280] А. А. Зайцев, *ЖЭТФ*, **6**, 973 (1936).
- [1281] R. Ritschl, *Phys. Zs.*, **38**, 141—157 (1937). Neuere Fortschritte in den Methoden der Atom- und Ionenstrahlenforschung. (Обзор.)
- [1282] F. Kiessling, *Zs. f. Phys.*, **96**, 365 (1935).
- [1283] F. M. Penning, *Zs. f. Phys.*, **70**, 782 (1931).
- [1284] M. J. Druvesteyn, *Physica*, **4**, 669 (1938). (Анодное падение и анодные части в He, Ne, Ar.)
- [1285] J. E. Henderson and S. M. Rubens, *Phys. Rev.*, **5**, 238 (1938). A Probe Investigation of Anode Spots.
- [1286] A. Güntherschulze und H. Betz, *Zs. f. Phys.*, **81**, 283 (1933).
- [1287] W. Elenbaas, *Physica* **1**, 211 (1934).
- [1288] H. Wolfhekel und R. Seeliger, *Phys. Zs.*, **34**, 57 (1933).
- [1289] R. Seeliger und K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.*, **98**, 733 (1936).
- [1290] G. Zimmermann, *Zs. f. Phys.*, **104**, 309 (1937). (Грубчатый разряд.)
- [1291] Skaupy, *Zs. f. Phys.*, **2**, 213, 1920; *Zs. f. techn. Phys.*, **6**, 284 (1925).
- [1292] Rüttenauer, *Zs. f. Phys.*, **10**, 629 (1922).
- [1293] M. Bareiss, *Zs. f. Phys.*, **68**, 585 (1931). Gibt es eine Anodenzerstäubung?
- [1294] L. H. Dauson, *Phys. Rev.*, **30**, 119 (1927). (Измерение давления по расстоянию между стратами слоистого столба.)
- [1295] K. Sommermeyer, *Ann. d. Phys.*, **13**, 315 (1932).
- [1296] M. J. Druvesteyn, *Phys. Zs.*, **33**, 856 (1932).
- [1297] R. C. Mazon, *Electr. Eng.*, **52**, 702 (1933).
- [1298] M. J. Druvesteyn, *Physica*, **2**, 255 (1935).
- [1299] W. Pupp, *Phys. Zs.*, **33**, 844 (1932); **34**, 756 (1933); **35**, 705 (1934); **36**, 61 (1935); *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **15**, 27 (1934); *Zs. f. techn. Phys.*, **15**, 257 (1934).
- [1300] B. van Manen, *Physica*, **1**, 967 (1934).
- [1301] R. H. Sloane and C. M. Minnis, *Nature*, **135**, 436 (1935).
- [1302] A. H. van Gorsum, *Physica*, **2**, 535 (1935).
- [1303] R. Whiddington, *Journ. Frankl. Inst.*, **204**, 707 (1927). Moving Striations in Discharge Tubes.
- [1304] R. Holm, *Zs. f. Phys.*, **75**, 171 (1932).
- [1305] H. H. Paul, *Zs. f. Phys.*, **97**, 330 (1936).
- [1306] J. S. Webb and L. A. Pardue, *Phys. Rev.*, **31**, 1122 (1928). (Бегущие страты.)
- [1307] A. Güntherschulze, W. Bär und H. Betz, *Zs. f. Phys.*, **109**, 293 (1938). (Качественная теория слоистого столба; плёнки на аноде.)
- [1308] A. Güntherschulze und H. Meinhardt, *Zs. f. Phys.*, **110**, 95 (1938).
- [1309] H. Altetthum und A. Lompre, *Ann. d. Phys.*, **31**, 1 (1938). (Продольный градиент в положительном столбе в смесях газов.)
- [1310] R. Rompe und M. Schön, *Zs. f. Phys.*, **108**, 265 (1938). (Теория характеристики положительного столба.)
- [1311] J. C. Purcaru, *Bull. Math. et Phys. Bucarest*, **7**, 45, 121 (1935/36).
- [1312] Л. И. Голик и С. Д. Гвоздовер, *ЖЭТФ*, **8**, 1151 (1938). (О зависимости средних величин, характеризующих упругое рассеивание электронов в газах от эффективного поперечника для передачи импульса.)

- [1313] M. J. Druvesteyn, *Zs. f. Phys.*, **73**, 33 (1931). (Исследование слоистого положительного столба.)
- [1314] H. J. Reich and W. A. Dser, *Phys. Rev.*, **52**, 245 (1937). (Динамическая характеристика.)
- [1315] С. Д. Гвоздовер, *ЖЭТФ* **8**, 163 (1938); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **13**, 133 (1938). (Градиент в положительном столбе.)
- [1316] H. Krefitt, *Zs. f. Phys.*, **77**, 752 (1932).
- [1317] W. Kossel, *Jahrb. der Radioaktivität*, **18**, 326 (1921).
- [1318] Westphal, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **14**, 223 (1912).
- [1319] H. Naak und W. Walcher, *Zs. f. Phys.*, **111**, 174 (1939).
- [1320] T. Y. Killian und R. S. Prescott, *Phys. Rev.*, **50**, (1936). (Эмпирич. соотношения для катодного падения.)
- [1321] A. Güntherschulze und H. Schaitger, *Zs. f. Phys.*, **102**, 491, 627 (1936); **104**, 395 (1937). (Глеющий разряд в H_2 и D_2 .)
- [1322] M. J. Druvesteyn, *Physica*, **5**, 875 (1938). (Расхождения опыта с теорией Энгеля и Штенбека в He, Ne, Ar, Kr и Xe).
- [1323] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **91**, 724 (1934). Der Ionenmanteleffekt in Gasentladungen.
- [1324] W. Weizel und H. Fisher, *Ann. d. Phys.*, **14**, 209 (1935); *Zs. f. techn. Phys.*, **16**, 433 (1935).
- [1325] R. Seeliger, *Zs. f. Phys.*, **122**, 209 (1944). Bemerkungen zur Theorie des Kathodenfalls.
- [1326] H. Fisher, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 24 (1937).
- [1327] M. J. Druvesteyn, *Physica*, **1**, 273 и 427 (1934).
- [1328] K. G. Emeleus, *Proc. Roy. Irish. Acad. Dublin*, **A 42**, 31 (1935).
- [1329] W. H. Ernst, *Helv. Phys. Acta*, **8**, 381 (1935).
- [1330] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **61**, 1 (1930). Die behinderte Glimmentladung.
- [1331] L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.*, **12**, 380 (1931). (Слоистый разряд.)
- [1332] K. Meyer und A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **62**, 619 (1930); **71**, 279 (1931). (Катодное распыление при низких давлениях.)
- [1333] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **41**, 718 (1927); **42**, 763 (1927).
- [1334] A. Lompe und R. Seeliger, *Ann. d. Phys.*, **15**, 300 (1932).
- [1335] K. Alterthum und A. Lompe, *Ann. d. Phys.*, **31**, 1 (1937/8). (Градиент в положительном столбе в смесях.)
- [1336] F. Blechschmidt, *Ann. d. Phys.*, **81**, 999 (1912).
- [1337] V. Kohlschütter, *Jahrb. f. Radioaktiv. u. Elektronik*, **9**, 355 (1912); *Zs. f. Elektrochemie*, **12**, 869 (1906).
- [1338] L. Holborn u. L. Austin, *Wiss. Abhandl. d. Phys. Techn. Reichsanstalt IV*, 101 (1904).
- [1339] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **36**, 563 (1926).
- [1340] A. Hippel, *Ann. d. Phys.*, **80**, 671 (1926).
- [1341] A. Hippel, *Ann. d. Phys.*, **81**, 1043 (1926).
- [1342] A. Hippel und E. Blechschmidt, *Ann. d. Phys.*, **86**, 1006 (1928).
- [1343] T. Baum, *Zs. f. Phys.*, **40**, 686 (1936).
- [1344] R. Seeliger und K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.*, **93**, 692 (1935).
- [1345] Ch. H. Townes, *Phys. Rev.*, **65**, 319 (1944). Theory of Cathode Sputtering in Low Voltage Gaseous Discharges.
- [1346] W. Hittorf, *Ann. d. Phys.*, **21**, 126 (1884).
- [1347] J. Stark, *Zs. f. Elektrochemie*, **14**, 752 (1908); **15**, 509 (1909).
- [1348] G. Holst, *Physika*, **4**, 68 (1924).
- [1349] A. Berliner, *Ann. d. Phys.*, **33**, 291 (1888).
- [1350] V. Busch and G. C. Smith, *Journ. Amer. Instit. Electr. Eng.*, **41**, 627 (1922).
- [1351] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **31**, 1121 (1928). Interaction of Electron and Ion Space Charges in Cathode Sheaths.

- [1352] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **15**, 8 (1923). Die Energieverteilung an der Kathode der Glimmentladung.
- [1353] G. Mierdel, *Zs. f. Phys.*, **122**, 614 (1944). (Новый метод исследования жестчения газа в тлеющем разряде.)
- [1354] H. P. Warran, *Phil. Mag.*, **12**, 397 (1931). A Thermal Theorie of Cathode Desintegration.
- [1355] K. Meyer und A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **71**, 279 (1931). Kathoden zerstäubung in Hg-Dampf bei sehr geringen Drucken.
- [1356] W. L. Brown and E. E. Thomson, *Phil. Mag.*, **8**, 918 (1929). (Метод определения распределения потенциала в тёмном катодном пространстве.)
- [1357] Morse, *Phys. Rev.*, **31**, 1003 (1928). (Теория катодных частей тлеющего разряда.)
- [1358] N. M. Carmichael and K. G. Emcleus, *Phil. Mag.*, **8**, 909 (1929). On Conditions near the Cathode of a Glow Discharge.
- [1359] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **8**, 393 (1929). (Соотношение между катодным падением, длиной тёмного катодного пространства и плотностью тока в тлеющем разряде.)
- [1360] R. Seeliger und J. Schmekel, *Phys. Zs.*, **26**, 441 (1926). (Переходная форма разряда от таунсендовского к тлеющему.)
- [1361] G. Zimmermann, *Zs. f. Phys.*, **91**, 767 (1934). (Нормальный градиент потенциала в положительном столбе и диффузия.)
- [1362] F. Köppen, *Zs. f. Phys.*, **75**, 654 (1932). (Исследование тлеющего разряда в парах ртути.)
- [1363] Cl. Münster, *Zs. f. Phys.*, **75**, 716 (1932). Ueber Anomalien bei Kathodenzerstäubung.
- [1364] M. Steenbeck, *Arch. f. Elektrotechn.*, **26**, 306 (1932). Die seitliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Glimmentladungen.
- [1365] A. Güntherschulze und F. Keller, *Zs. f. Phys.*, **77**, 703 (1932). Der Normalgradient der Gase.
- [1366] W. Weizel, *Phys. Zs.*, **33**, 886 (1932). (Теория тёмного катодного пространства.)
- [1367] W. Pike, *Phys. Zs.*, **33**, 457 (1932). (О катодных частях тлеющего разряда.)
- [1368] A. Rüttenauer, *Zs. f. Phys.*, **15**, 33 (1923). Ueber Hysteresiserscheinungen in Glimmlichtröhren.
- [1369] H. Costa, *Zs. f. Phys.*, **113**, 531 (1939); **116**, 508 (1940). Ueber die Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer unselbständigen H-Entladung.
- [1370] C. H. Thomas and O. S. Duffendack, *Phys. Rev.*, **35**, 72 (1930). Anode Spots and Their Relations to the Absorption and Emission of Gases by the Electrodes of a Geissler Discharge.
- [1371] A. Güntherschulze und K. Mayer, *Zs. f. Phys.*, **62**, 607 (1930). (Катодное распыление при очень малых давлениях.)
- [1372] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **62**, 619 (1930). Экспериментальное определение отношения ионного тока к электронному в катодных частях разряда.)
- [1373] T. C. Chow, *Phys. Rev.*, **37**, 574 и 1020 (1931) (Бегущие страты.)
- [1374] Н. Д. Моргулис, *ЖЭТФ*, **9**, 1484 (1939); **11**, 300 (1941). К вопросу о природе катодного распыления и кинетической эмиссии вторичных электронов.
- [1375] K. G. Emcleus and D. Kennedy, *Phil. Mag.*, **18**, 874 (1934). Note on Electron Energies in the Negative Glow.

К ГЛАВЕ XV

Обзорные статьи и монографии

- [1376] Р. Ромпе и М. Штенбек, Газы в состоянии плазмы, *УФН*, **25**, 190—229, 310—339, 466—498; там же список литературы по плазме (575 названий), 499—509 (1941). Оригинал: *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften*, **18**, 257 (1939).
- [1377] Б. Н. Клярфельд, Положительный столб газового разряда и его использование для получения света. Диссертация, Москва ФИАН, 1939, а также в сборнике «Электронные и ионные приборы», под редакцией П. В. Тимофеева, Труды ВЭИ, вып. **41**, стр. 165—235, Госэнергоиздат, М.—Л., 1940.
- [1378] G. Mierdel, *Phys. Zs.*, **28**, 244—360 (1927). (Обзорная статья о низковольтной дуге.)
- [1379] M. Steenbeck, *Phys. Zs.*, **33**, 809 (1932). *Energetik der Gasentladungen* (Обзорная статья об обмене энергией в плазме.)
- [1380] E. Lücke, *Phys. Zs.*, **33**, 890 (1932). (Обзор исследования разряда в парах ртути.)
- [1381] А. А. Власов, *ЖЭТФ*, **8**, 291 (1938). О вибрационных свойствах электронного газа.
- [1382] D. Gabor, *Zs. f. Phys.*, **84**, 474 и 493 (1933); *Zs. f. techn. Phys.*, **13**, 560 (1932); *Phys. Zs.*, **34**, 38 (1933).
- [1383] I. Langmuir, *Proc. Nat. Acad. Am.*, **14**, 634 (1928).
- [1384] S. Y. Pekar, *ДАН СССР*, **4**, 467 (1938).
- [1385] L. H. Thomas, *Proc. Roy. Soc., London A*, **121**, 464 (1928).
- [1386] С. Д. Гвоздовер, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **12**, 180 (1937).
- [1387] W. Shottky, *Phys. Zs.*, **25**, 342 (1924).
- [1388] R. Seeliger, *Phys. Zs.*, **33**, 273, 313 (1932).
- [1389] R. Seeliger und A. Kraschke, *Phys. Zs.*, **34**, 883 (1933).
- [1390] H. B. Dorgelo, H. Altling und C. J. Boers, *Physica*, **2**, 959 (1935).
- [1391] D. R. Kanaskow, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **8**, 119 (1935).
- [1392] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **33**, 954 (1929).
- [1393] L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **34**, 876 (1929).
- [1394] I. J. Killian, *Phys. Rev.*, **35**, 1238 (1931).
- [1395] M. J. Druyvesteyn and N. Warmholtz, *Phil. Mag.*, **17**, 1 (1934).
- [1396] I. Langmuir, *Journ. of Fran' l. Inst.*, **195**, 571 (1933).
- [1397] M. J. Druyvesteyn, *Zs. f. Phys.*, **81**, 571 (1933).
- [1398] Г. Спивак и Э. Рейхрудель, *Physica*, **3**, 101 (1936).
- [1399] W. Uyterhoeven et C. Verburg, *C. R.*, **202**, 1498 (1936).
- [1400] I. Langmuir, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **14**, 627 (1928).
- [1401] Ссылка [7], т. II, стр. 354.
- [1402] L. Tonks, *Phys. Rev.*, **37**, 1458 (1931).
- [1403] J. Kunz, *Phys. Rev.*, **39**, 183 (1932).
- [1404] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **11**, 697 (1931).
- [1405] F. M. Penning, *Physika*, **6**, 241 (1926).
- [1406] E. Gerber, *Ann. d. Phys.*, **20**, 529 (1934).
- [1407] E. G. Linder, *Science*, **84**, 353 (1934); *Phys. Rev.*, **49**, 753 (1936).
- [1408] H. Mohler, *Bureau of Stand. Journ. of Research*, **9**, 493 (1932).
- [1409] А. А. Зайцев, *ЖЭТФ*, **8**, 569 (1938). О роли ионизации ударами второго рода в положительном столбе тлеющего разряда.
- [1410] I. Langmuir, and L. Tonks, *Phys. Rev.*, **33**, 195 (1929); **37**, 1020 (1931).
- [1411] E. G. Linder, *Phys. Rev.*, **49**, 753 (1936).
- [1412] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **26**, 585 (1925); *Zs. f. Phys.*, **48**, 271 (1927).
- [1413] K. T. Compton and C. Eckart, *Nature*, **114**, 51 (1924); *Phys. Rev.*, **25**, 139 (1925).

- [1414] М. И. Родин, *ЖГФ*, **6**, 1502 (1936).
- [1415] Б. Н. Клярфельд, *Journ. of Physics USSR*, **5**, 155 (1941).
- [1416] Б. Н. Клярфельд, *Journ. Techn. Phys. USSR*, **5**, 914 (1938).
- [1417] Б. Н. Клярфельд, *Journ. Techn. Phys. USSR*, **4**, 1 (1937).
- [1418] Б. Н. Клярфельд, *Journ. Techn. Phys. USSR*, **4**, 44 (1937).
- [1419] Б. Клярфельд и И. Полетаев, *ДАН СССР*, **23**, 460 и 465 (1939).
(Разрежение газа в месте сужения трубки.)
- [1420] Б. Н. Клярфельд, *ДАН СССР*, **24**, 250 (1939); **26**, 870 (1940). (Расчёт характеристики положительного столба); **19**, 471 (1938). (Влияние эффекта Рамзауера.)
- [1421] Х. А. Джарпетов и Г. В. Спивак, *ЖЭТФ*, **6**, 1125 (1936).
- [1422] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, *ДАН СССР*, **18**, 181 (1938).
- [1423] В. Л. Грановский, *ДАН СССР*, **28**, 38 (1940).
- [1424] Х. М. Фаталиев, *ЖЭТФ*, **9**, 813 (1939). *ДАН СССР*, **23**, 891 (1939).
- [1425] М. И. Родин и Г. В. Спивак, *ДАН СССР*, **24**, 246 (1939). (Холл-эффект в плазме.)
- [1426] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, *ЖЭТФ*, **10**, 1408 (1940), *ДАН СССР*, **28**, 610 (1940); *Journ. of Phys. USSR*, **4**, 211 (1940). (Контрагирование плазмы в магнитном поле.)
- [1427] Х. М. Фаталиев, Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель, *ЖЭТФ*, **9**, 167 (1939). (О дрейфе электронов в плазме.)
- [1428] А. А. Зайцев и Е. И. Янковская, *ДАН СССР*, **29**, 563 (1940).
Влияние плотности тока на температуру электронов и на продольный градиент потенциала в положительном столбе.
- [1429] С. Д. Гвоздовер и Ф. С. Коновалов, *ДАН СССР*, № **9**, 1 (1934).
(Воздействие медленных электронов на плазму.)
- [1430] С. Д. Гвоздовер, *ЖЭТФ*, **8**, 163 и 168 (1938). (Подвижность электронов при упругом рассеянии.)
- [1431] С. Д. Гвоздовер, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **12**, 164 (1937); *ЖЭТФ*, **7**, 867 (1937). (Подвижность и средняя длина свободного пути электронов в положительном столбе.)
- [1432] G. Mierdel, *Zs. f. Phys.*, **121**, 574 (1943). Das Abklingen von Trägerdichte und Elektronentemperatur in verflöschenden Niederdruckentladungen.
- [1433] С. Д. Гвоздовер, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **7**, 274, 8, 582 (1935). (Отношение ионного тока к электронному на раскалённом катоде в парах ртути.)
- [1434] Д. Р. Конасков, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **8**, 119 (1935). (Диффузия электронов в парах ртути.)
- [1435] В. А. Фабрикант, *ДАН СССР*, **24**, 531 (1939). (Распределение электронов по сечению положительного столба.)
- [1436] F. Ollendorf und R. Seeliger, *Phys. Zs.*, **33**, 577 (1932).
- [1437] R. Seeliger, *Phys. Zs.*, **33**, 273, 313 (1932).
- [1438] F. L. Mohler, *Phys. Rev.*, **53**, 683 и 923 (1938), Bureau of Standards Journ. of Research, **21**, 697 и 871 (1938). (Разряд в Cs при полной ионизации.)
- [1439] W. Funk und R. Seeliger, *Zs. f. Phys.*, **110**, 271 (1938). (Развитие теории Шоттки.)
- [1440] L. Tonks, *Phys. Rev.*, **56**, 350 (1939). (Теория действия магнитного поля на плазму.)
- [1441] В. N. Singh, *Phil. Mag.*, **26**, 244 (1938). (Влияние продольного магнитного поля на страты.)
- [1442] M. Steenbeck, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **16**, 48 (1935). *Wiss. Verh. v. Siemenswerk*, **15**, тер. 2, 1 (1935) (диамагнетизм плазмы).
- [1443] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **33**, 954 (1929). (То же.)
- [1444] Е. Лифшиц, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **11**, 141 (1937). (Электронный газ в магнитном поле.)

- [1445] G. D. Yarnold and S. Holmes, *Phil. Mag.*, **22**, 988 (1936). (Радиальное распределение электронов в положительном столбе.)
- [1446] G. Mierdel und W. Schmalenberg, *Wiss. Verh. a. d. Siemenswerk*, **13**, тетр. 3, 60 (1936). (Градиент в Hg при очень малых плотностях тока.)
- [1447] E. Q. Adams and B. T. Barnes, *Phys. Rev.*, **53**, 545 и 556 (1938). (Положительный столб.)
- [1448] W. Uytterhoven, *Philips. Techn. Rev.*, 197—204 (1938). (Излучение положительного столба.)
- [1449] R. Rompe und M. Schön. *Zs. f. Phys.*, **108**, 265 (1938); **111**, 345 (1938). (Положительный столб.)
- [1450] H. Fetz, *Ann. d. Phys.*, **37**, 1 (1940). (Сужение разряда в ячейках сетки.)
- [1451] W. Uytterhoven and C. Verburg, *C. R.*, **207**, 1386 (1938); **208**, 269 и 503 (1939). (Температура электронов.)
- [1452] L. P. Smith and P. L. Hartmann, *Phys. Rev.*, **55**, 1145 (1939). (Распределение электронов и минимум потенциала около анода.)
- [1453] G. Mierdel, *Wiss. Verh. a. d. Siemenswerk*, **17**, тетр. 3, 71 (1938). (Плазма.)
- [1454] R. Rompe, *Zs. f. Phys.*, **101**, 214 (1936). (Разряд в парах теллура.)
- [1455] L. S. Ornstein, H. Brinkmann and T. Hamada, *Proc. Amsterdam*, **39**, 315 (1936). (Механизм положительного столба.)
- [1456] C. Henty, *Journ. of Appl. Phys.*, **9**, 765 (1938). (Жестчение паров Hg.)
- [1457] M. Steenbeck, *Phys. Zs.*, **37**, 823 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 397 (1938). (Подтверждение диффузионной теории положительного столба.)
- [1458] C. G. Suits and H. Poritsky, *Phys. Rev.*, **55**, 1184 (1939). (Энергетическая теория положительного столба.)
- [1459] H. J. Merill and H. W. Webb, *Phys. Rev.*, **55**, 1191 (1939). Electron Scattering and Plasma Oscillations.
- [1460] R. Seeliger und M. Steenbeck, *Zs. f. Phys.*, **113**, 526 (1939) **118**, 618 (1941). (Давление электронного газа и колебания в плазме.)
- [1461] W. O. Schumann, *Zs. f. Phys.*, **121**, 7 (1943). Über Plasmalaufzelschwingungen.
- [1462] B. Davydov, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **8**, 59 (1935); **9**, 433 (1936).
- [1463] M. J. Druyvesteyn, *Physics.*, **10**, 61 (1930).
- [1464] M. Didlauskis, *Zs. f. Phys.*, **74**, 624 (1932); **82**, 709 (1933).
- [1465] Н. Д. Моргулис, *ЖЭТФ* **8**, 707 (1938). К вопросу о влиянии ионизации ударами второго рода на процессы в положительном столбе разряда.
- [1466] А. А. Слуцкий, *ЖТФ*, **7**, 1862 (1937). Температура электронов в магнитном поле.
- [1467] О. Н. Репкова и Г. В. Спивак, *Journ. of Physics*, **9**, 222 (1945), Mercury Arc Plasma in a Magnetic Field.
- [1468] Г. В. Спивак и О. Н. Репкова, *Изв. АН СССР, сер. Физич.* **8**, 275 (1944). Поведение электронно-ионной плазмы в магнитном поле.
- [1469] А. Е. Аскинази, *ЖТФ*, **8**, 2107 (1938). О больших металлических электродах в плазме газового разряда.
- [1470] W. Funk and R. Seeliger, *Zs. f. Phys.*, **113**, 203 (1939). (Колебание в низковольтной дуге.)
- [1471] А. А. Власов, *Изв. АН СССР, сер. Физич.*, **8**, 248 (1944), Обобщения концепции электронной плазмы.
- [1472] A. Vlasov, *Journ. of Physics*, **9**, 25 (1944), On the Kinetic Theory of an Assembly of Particles with Collective Interaction.
- [1473] А. А. Власов, *Учен. Зап. МОЛГУ*, вып. **77**, Физика. III, часть 3 (1945). К проблеме многих тел: Вибрационные свойства, кристаллическая структура, недиссипативные потоки и спонтанное возникновение этих свойств в «Газе».

- [1474] А. А. Слущкии и А. Н. Майданов, *ЖТФ*, **14**, 99 (1944). Факторы, определяющие интенсивность колебаний в плазме газового разряда.
- [1475] С. S. Cunnings and L. Tonks, *Phys. Rev.*, **59**, 514 (1941). (Плазма в слабом продольном магнитном поле.)
- [1476] L. Tonks, *Phys. Rev.*, **59**, 522 (1941). Transmission of an Electron Density Disturbance along a Positive Column in a Longitudinal Field.
- [1477] E. Gerber, *Ann. d. Phys.*, **20**, 45 (1934). Wechselstromwiderstandsmessungen und Plasmaschwingungen im Gleichstromlichtbogen.
- [1478] R. Seeliger und Ph. Handt, *Ann. d. Phys.*, **3**, 575 (1929). Ueber die Ungeordnetheit der Elektronenbewegung in Gasen. (Подтверждение из оптических данных.)
- [1479] Ю. М. Каган и С. Э. Франк, *ЖЭТФ*, **11**, 286 (1941); **12**, 342 (1942). (Изучение ионов в плазме по их излучению.)
- [1480] Х. М. Фаталиев, *ЖЭТФ*, **11**, 290 (1941). Об анизотропии свободных пробегов электронов в плазме, возмущённой слабым магнитным полем.
- [1481] Я. И. Френкель, *ЖТФ*, **14**, 97 (1944). О связанных колебаниях плазмы и вакуумного резонатора.

К ГЛАВЕ XVI

Монографии и обзорные статьи

- [1482] Известие о гальвани-вольтовых опытах, которые производил профессор физики Василий Петров, посредством огромной наиплаче батарей, состоявшей иногда из 4200 медных и цинковых кружков и находящейся при Санкт-Петербургской Медико-Хирургической Академии. СПб. 1803 года (переиздано в 1934 году Энергоиздатом).
- [1483] Г. Т. Третьяк, *Электрическая дуга*, Госэнергоиздат, Л.—М., 1932.
- [1484] П. Н. Яблочков, Об электрическом освещении. Публичная лекция, изд. ИРТО, СПб, 1879.
- [1485] H. Ayrton, *The Electric Arc*, London, 1902.
- [1486] W. Spraragen and B. A. Lengyel, *Physics of the Arc and the Transfer of Metal in Arc Welding*, *Journ. Amer. Welding Soc.*, 1s—42s, January (1943). (Обзор со списком литературы.)
- [1487] *ЖРФХО, часть Физич.*, **9**, 215 (1877). (Протокол заседания.)
- [1488] Th. J. Killian, *Phys. Rev.*, **31**, 1122 (1928), Phenomena at the Cathode of a Mercury Arc.
- [1489] H. Stoltz, *Zs. f. Phys.*, **26**, 95 (1924), **31**, 240 (1925).
- [1490] H. Plesse, *Ann. d. Phys.*, **22**, 473 (1935).
- [1491] O. Becken und R. Seeliger, *Ann. d. Phys.*, **24**, 609 (1935), *Zs. f. Phys.*, **102**, 551 (1936).
- [1492] I. Langmuir, *Gen. Electr. Rev.*, **26**, 731 (1923).
- [1493] K. P. Compton and C. C. Van Voorhis, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **13**, 336 (1927).
- [1494] I. Slepian, *Journ. Frankl. Inst.*, **201**, 79, 217 (1926); *Phys. Rev.*, **27**, 249, 407 (1926); **31**, 1123 (1928).
- [1495] R. Risch und F. Lüdi, *Zs. f. Phys.*, **75**, 812 (1932).
- [1496] R. Seeliger, *Phys. Zs.*, **27**, 22 (1926).
- [1497] M. Wehrli, *Zs. f. Phys.*, **44**, 301 (1927); *Helv. Phys. Acta*, **1**, 323 (1928).
- [1498] R. Seeliger und J. Schmeckel, *Phys. Zs.*, **27**, 730 (1926).
- [1499] K. Gaulrapp, *Ann. d. Phys.*, **25**, 705 (1936).
- [1500] J. D. Cobine, *Physics*, **7**, 137 (1936).
- [1501] L. Tonks, *Phys. Rev.*, **47**, 638 (1935); **50**, 226 (1936); *Physics*, **6**, 294 (1935).

- [1502] A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.*, **13**, 378 (1923); **31**, 509 (1925).
- [1503] F. Lüdi, *Zs. f. Phys.*, **82**, 815 (1933).
- [1504] W. B. Nottingham, *Journ. Amer. Instit. Electr. Eng.*, **42**, 12 (1923); *Phys. Rev.*, **27**, 806; **28**, 764 (1926).
- [1505] A. Wallraff, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 44 (1936).
- [1506] O. Lummer, *Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik*, Oldenburg, 1917.
- [1507] Он же, *Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur*, изд. Vieweg, 1914.
- [1508] H. Kohn und M. Guckel, *Zs. f. Phys.*, **27**, 305 (1924).
- [1509] W. T. Gray, *Phys. Rev.*, **48**, 474 (1935).
- [1510] Ch. G. Suits, *Physics*, **6**, 190 и 196 (1935).
- [1511] E. S. Lamar, *Phys. Rev.*, **43**, 169 (1933).
- [1512] E. C. Easton, F. B. Lucas and F. Creedy, *Electr. Eng.*, **53**, 1454 (1934).
- [1513] F. Lüdi, *Helv. Phys. Acta*, **8**, 272 (1935).
- [1514] H. Scharff, *Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik*, **48**, 22 (1936).
- [1515] G. Mierdel, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 452 (1936).
- [1516] C. G. Suits and J. P. Hocker, *Phys. Rev.*, **53**, 670 (1938), Role of Oxidation in Arc Cathodes.
- [1517] W. S. Huxford, S. G. Eskin and R. W. Jones, *Phys. Rev.*, **55**, 1146 (1939). (Автоэлектронная эмиссия в металлических дугах.)
- [1518] F. H. Newman, *Phil. Mag.*, **25**, 187 (1938); **18**, 241 (1934); **28**, 544 (1939); **22**, 463 (1935); **23**, 181 (1937). (Влияние плёнок на электродах на образование дуги.)
- [1519] W. Ramberg, *Ann. d. Phys.*, **12**, 569 (1932).
- [1520] L. S. Ornstein und H. Brinkman, *Physica*, **1**, 797 (1934).
- [1521] D. Th. J. Ter Horst, H. Brinkman und L. S. Ornstein, *Physica*, **2**, 652 (1935).
- [1522] M. J. Druyvesteyn, *Nature*, **137**, 580 (1936); *Phil. Mag.*, **23**, 240 (1937).
- [1523] N. Warmholtz, *Nature*, **138**, 36 (1936).
- [1524] P. Rossbach und R. Seeliger, *Zs. f. Phys.*, **116**, 267 (1940). (Новая форма дуги.)
- [1525] B. Kirschstein, *Wiss. Verh. aus den Siemenswerk.*, **16**, тетр. 3 (1938). (Потери на электродах.)
- [1526] H. J. Höfert, *Ann. d. Phys.*, **35**, 547 (1939). (Переход из тлеющего разряда в дуговой при коротких импульсах тока.)
- [1527] F. A. Maxfield, H. R. Hegbar and J. R. Eaton, *Phys. Rev.*, **55**, 592 (1939). (Специфические явления при переходе из тлеющего разряда в дуговой.)
- [1528] Hsu Jun Fan, *Phys. Rev.*, **55**, 769 (1939). (Переход от тлеющего разряда к дуговому.)
- [1529] H. P. Fink, *Wiss. Verh. a. d. Siemenswerk*, **17**, тетр. 3, 45 (1938) (Зажигание дуги при разрыве цепи.)
- [1530] J. Bethenod, *CR*, **208**, 562 (1939). (Математическая трактовка условий горения дуги Петрова на переменном токе.)
- [1531] J. von Salket, *Zs. f. techn. Phys.*, **20**, 55 (1939). (Приспособление для зажигания дуги.)
- [1532] P. L. Betz and S. Karer, *Phys. Rev.*, **49**, 860 (1936). (Начальная вольтамперная характеристика дуги.)
- [1533] J. D. Cobine, *Phys. Rev.*, **53**, 911 (1938). (Существенная роль окисленных плёнок на металлических электродах при образовании дуги.)
- [1534] A. B. White, *Phys. Rev.*, **53**, 935 (1938). (Характеристика дуги с Си-электродами в воздухе.)

- [1535] F. A. Maxfield and G. L. Fredendall, *Journ. of Appl. Phys.*, 9, 600 (1938). (Характеристика при переходе из тлеющего разряда в дуговой.)
- [1536] T. Katagama, *ETJ*, 3, 40 (Febr. 1939). (Динамическая характеристика дуги.)
- [1537] C. G. Suits, *Journ. of Appl. Phys.*, 10, 203, 728 и 730 (1939). *Phys. Rev.*, 55, 561 (1939). (Характеристика дуги при силе тока в 1000 А; температура дуги при больших давлениях.)
- [1538] H. P. Fink, *Naturwissenschaft.*, 25, 284 (1937). (Осциллографирование характеристик дуги.)
- [1539] B. M. Robertson, *Phys. Rev.*, 49, 461 (1936); 53, 578 (1938).
- [1540] C. Kenty, *Journ. of Appl. Phys.*, 10, 714 (1939). Note on the Behavior of High Intensity Mercury Arcs Falling Freely under Gravity.
- [1541] S. Нор, *ETJ*, 3, 99 (1939). (Распыление электродов в дуге.)
- [1542] B. Kirschtein, *Wiss. Veröf. a. d. Siemenswerk*, 16, тетр. I, 72 (1937).
- [1543] W. Lochte-Holtgreven und H. Maecker, *Zs. f. Phys.*, 105, 1 (1937), *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 18, 14 (1937). (Определения температуры в шнуре дуги по полосатому спектру CN дают 6700—8760° K.)
- [1544] И. Б. Беляков, Бодин и С. Л. Мандельштам, *ЖТФ*, 10, 332 (1940). Температура дуги между Fe-электродами.
- [1545] R. C. Mason, *Physica*, 5, 777 (1938).
- [1546] H. B. Lobstein, *Physica*, 6, 581 (1939).
- [1547] L. Tonks, *Am. Electrochem. Soc. Trans.*, 72, 167 (1937). (Обрыв дуги при малых давлениях и сильных токах.)
- [1548] I. Langmuir, *Gen. El. Rev.*, 27, 770 (1924). Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures.
- [1549] В. Н. Клярфельд и Н. А. Полетаев, *ДАН СССР*, 23, 465 (1939). (Разрежение газа в местах сужения положительного столба.)
- [1550] W. Finkelburg, *Zs. f. Phys.*, 112, 305 (1939); 113, 562 (1939); 114, 734 (1939); 116, 214 (1940). Untersuchungen ueber Hochstromkohlebögen.
- [1551] C. Kenty, *Journ. of Appl. Phys.*, 9, 600 (1938). Поглощение ртутных паров в разряде при низком давлении.
- [1552] M. Steenbeck, *Phys.*, *Zs.* 38, 1019 (1937). Untersuchungen am Luftlichtbogen im schwerereften Raum.
- [1553] A. S Fry, *Phys. Rev.*, 51, 63 (1937). (Четыре специальные формы дуги.)
- [1554] B. Kirschtein und F. Koppelman, *Wiss. Veröf. a. d. Siemenswerk.*, 16, тетр. 1, 51 и 16, тетр. 3, 26 (1937).
- [1555] R. W. Schmidt, *Zs. f. Phys.*, 106, 35 (1937). (Излучение различных частей дуги.)
- [1556] A. M. Stone, E. S. Lamar and K. T. Compton, *Phys. Rev.*, 55, 1145, 1235, (1939); 57, 212 (1940). (Дуга в N₂.)
- [1557] J. D. Cobine, R. B. Power and L. P. Winsor, *Phys. Rev.*, 54, 312 (1938); *Journ. of Appl. Phys.*, 10, 420 (1939). (Короткая дуга при давлениях до 8 атм.)
- [1558] F. Koppelman, *Wiss. Verh. a. d. Siemenswerk.*, 16, тетр. 3, 1 (1937) (Импульсная дуга.)
- [1559] B. Kirschtein und F. Koppelman, *Wiss. Verh. a. d. Siemenswerk.*, 16, тетр. 3, 56 (1937). (Теория положительного столба дуги и её экспериментальная проверка.)
- [1560] C. G. Suits, *Phys. Rev.*, 55, 198 (1939), Convection Currents in Arcs in Air.
- [1561] В. А. Кизель, *ЖТФ*, 9, 2023 (1939). (Дуга в вакууме.)
- [1562] М. Д. Габович, *ЖТФ*, 9, 2104 (1939). (Образование дуги.)
- [1563] S. G. Eskin, *Journ. of Appl. Phys.*, 10, 631 (1939). Energy Measurements of Reigniting A. C. Arcs.
- [1564] C. G. Suits, *Journ. of Appl. Phys.*, 10, 648 (1939). (Дуга в H₂; три режима.)

- [1565] S. Fukuda and S. Hoh, *ETJ*, 3, 195 (1939). (Измерение диаметра шнура дуги.)
- [1566] W. Lochte Holtgreven und H. Maecker, *Zs. f. Phys.*, 116, 267 (1940). (Новая форма дуги.)
- [1567] E. Padozus, *Zs. f. Phys.*, 116, 352 (1940). (Побочные явления в дуге.)
- [1568] H. B. Lobstein, *Physica* 6, 581 (1939). Variation of Temperature in a Metal-Carbon Arc.
- [1569] W. Mathiesen, *Untersuchungen über den elektrischen Lichtbogen*, Leipzig, 1921.
- [1570] W. Weizel, *Zs. f. Phys.*, 122, 620 (1944). Über den Einfluss der Konvektion auf einen Lichtbogen. (О различных факторах, стабилизирующих дугу.)
- [1571] R. Mannkopf, *Zs. f. Phys.*, 76, 396 (1932); 86, 161 (1933). (Теория дуги.)
- [1572] D. Th. J. ter Horst, *Physica*, 3, 131 (1936). (Динамическая характеристика дуги.)
- [1573] E. Podszus, *Zs. f. Phys.*, 115, 651 (1941). Siedepunkt, Schmelzpunkt der Kohle und die Temperatur des positiven Kraters.
- [1574] N. Warmholtz, *Physica*, 7, 209 (1940). (Фиксированное катодное пятно на поверхности ртути.)
- [1575] J. Slepian, W. E. Beckey and M. J. Kofoid, *Journ. of Appl. Phys.*, 13, 113 (1942). Arc Cathodes of Low Current Density at High Amperage.
- [1576] C. G. Smith, *Phys. Rev.*, 62, 48 (1942); 67, 201 (1945). (Исследования катодного пятна на поверхности ртути.)
- [1577] Л. Проскурьевский, *ЖЭТФ*, 15, 459 (1945). Фонтанирование ртути в фиксированном катодном пятне ртутной дуги низкого давления.
- [1578] F. Kesselring, *ETZ*, 55, 92, 116 и 165 (1934). (Исследование электрической дуги при атмосферном давлении.)
- [1579] H. Witte, *Zs. f. Phys.*, 88, 415 (1934). Experimentelle Trennung von Temperaturanregung und Feldanregung im elektrischen Lichtbogen.
- [1580] J. Köttmick, *Ann. d. Phys.*, 15, 273 (1932). (Большой экспериментальный материал о дуговом разряде в парах ртути.)
- [1581] J. Köttmick und E. Lübcke, *Phys. Zs.*, 33, 214 (1932). (Измерение катодного падения в дуговом разряде в парах ртути.)
- [1582] H. Schmick und R. Seeliger, *Zs. f. Phys.*, 29, 168 (1928). (Переход различных стадий дугового разряда одна в другую.)
- [1583] R. Seeliger und H. Wulkegel, *Ann. d. Phys.*, 6, 87 (1930). (Распыление металлического катода дугового разряда.)
- [1584] A. W. Hull and F. E. Elder, *Journ. of Appl. Phys.*, 13, 171 (1942). The Phase of Arcbac.
- [1585] J. E. White, *Journ. of Appl. Phys.*, 13, 265 (1942). A new Approach to the Study of Arcbacs.
- [1586] F. H. Newman, *Phil. Mag.*, 7, 830 (1934). The Cathode Fall in the Hydrogen Arc.
- [1587] H. G. McPherson, *Phys. Rev.*, 66, 357 (1944). The Energy Balance of the Positive Crater of the Carbon Arc.
- [1588] P. L. Copeland and C. Lufey, *Phys. Rev.*, 65, 66 (1944). The Stability of a Mercury Arc as a Funktion of Cathode Pool Area.
- [1589] J. C. Barnes, *Phys. Rev.*, 65, 356 (1944). (Дуга при вращении одного электрода.)
- [1590] Л. Сена, *ЖЭТФ*, 15, 427 (1945). О механизме возникновения дуги при разрыве цепи (возможная причина — автоэлектронная эмиссия.)
- [1591] Г. А. Кукеков, *ЖТФ*, 11, 229 и 972 (1941). (Дуга в магнитном поле.)
- [1592] C. G. Smith, *Phys. Rev.*, 63, 217 (1943). (Подвижная дуга между медными электродами.)

К ГЛАВЕ XVII

Обзорная статья

- [1593] G. Heller, *Philips Technical Rev.*, 1, 2, 62, 70, 87, 97, 120 и 129 (1936).
- [1594] W. Elenbaas, *Physica*, 1, 211 (1934); 2, 155, 169, 757 и 787 (1935); 3, 12, 219, 484, 859, 947 (1936); 4, 279, 413, 747 (1937); *Rev. d'Opt.*, 15, 343 (1934); *Phys. Rev.*, 55, 294 (1939); *Zs. f. techn. Phys.*, 17, 61 (1936).
- [1595] H. Hörmann, *Zs. f. Phys.*, 97, 539 (1935).
- [1596] E. S. Lamar, *Phys. Rev.*, 49, 861 (1936).
- [1597] W. Elenbaas, *Physica*, 2, 169 (1935). Аенlichkeitsgesetze der Hochdruckentladung.
- [1598] V. Voss, *Phil. Mag.*, 26, 1000 (1938). Arcs in Various Metals in Capillary Tubes.
- [1599] E. Olson, *Arkiv f. Math., Astron. och Physik*, Stockholm, 26, B. 4, (1938).
- [1600] C. Kenty, *Phys. Rev.*, 51, 1025 (1937); *Journ. of Appl. Phys.*, 9, 53 (1938). Convection Currents in Mercury Arcs.
- [1601] C. G. Suits and H. Poritzky, *Phys. Rev.* 52, 136, 245 (1937). Interpretation of High Pressure Arc Data (Ar, N₂, He, H₂ до 1200 атм).
- [1602] T. Harada, *ETJ*, 3, 33 (1939). Characteristics of A. C. Mercury Arcs.
- [1603] R. Rompe und P. Schulz, *Zs. f. Phys.*, 113, 10 (1939). Ueber die Wärmeverteilung in der Hochdrucksäule.
- [1604] W. Elenbaas und W. de Groot, *Physica*, 2, 807 (1935). Die Totalstrahlung der Super-Hochdruck-Quecksilberentladung.
- [1605] W. de Groot, *Zeeman Verh.*, (1935), 312. Das Emissions- und Absorptionsspektrum des Quecksilbers bei sehr hohen Drucken (до 300 атм).
- [1606] R. Rompe und W. Thouret, *Phys. Zs.*, 37, 803 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, 17, 377 (1936). Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen Drucken.
- [1607] H. Krefft, K. Larche und F. Rössler, *Phys., Zs.* 37, 800 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, 17, 374 (1936). Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken.
- [1608] W. Elenbaas, *Physica*, 3, 859 (1936). Die Intensitätsverteilung und die Gesamtstrahlung der Superhochdruck-Quecksilber Entladung.
- [1609] W. Elenbaas, *Zs. f. techn. Phys.*, 17, 61 (1936). Ueber die mit der wassergekühlten Hg-Superhochdruckröhre erreichbaren Leuchtdichte.
- [1610] Unsöld, *Ann. d. Phys.*, 33, 607 (1938). (Теория).
- [1611] W. Elenbaas, *Physica*, 6, 298 (1939). Ueber das kontinuierliche Spektrum des Quecksilberbogens.
- [1612] R. Rompe und P. Schulz, *Zs. f. Phys.*, 108, 654 (1938). Die Breite der Spektrallinien in der Hg-Hochdruckentladung.
- [1613] J. Kern, *Zs. f. techn. Phys.*, 19, 249 (1938). Die Strahlung der Hochdruckentladung in Quecksilberdampf in verschiedenen Bereichen des Spektrums.
- [1614] J. Kern und P. Schulz, *Zs. f. Phys.*, 111, 454 (1938/39); *Zs. f. techn. Phys.*, 20, 148 (1939). (Распределение энергии по отдельным спектральным линиям.)
- [1615] Г. М. Янкин, *ЖТФ*, 8, 45 (1938). Зондовые статические измерения в трубках газового разряда при высоком давлении.
- [1616] P. Schulz, *Phys., Zs.* 39, 899 (1938); *Zs. f. techn. Phys.*, 19, 585 (1938). (Ширина и смещение спектральных линий.)
- [1617] R. Rompe, P. Schulz und W. Thouret, *Zs. f. Phys.*, 112, 369 (1939). Ueber das Verhalten der kontinuierlichen Quecksilberstrahlung bei hohen Dichten.

К ГЛАВЕ XVIII

- [1618] E. Hiedemann, *Ann. d. Phys.*, **85**, 649 (1928); **2**, 221 (1929); *Phys. Rev.*, **37**, 978 (1931).
- [1619] D. Banerji and R. Ganguli, *Phil. Mag.*, **11**, 410 (1931); **13**, 494 (1932).
- [1620] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **2**, 696 (1926); J. S. Townsend, *C.R.*, **186**, 55 (1928).
- [1621] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, **4**, 1128 (1927); **2**, 674 (1926).
- [1622] J. S. Townsend and R. H. Donaldson, *Phil. Mag.*, **5**, 178 (1928); J. S. Townsend and W. Nethercot, *Phil. Mag.*, **7**, 600 (1929).
- [1623] W. Hittorf, *Wied. Ann.*, **21**, 137 (1884).
- [1624] K. A. Mac Kinnon, *Phil. Mag.*, **8**, 605 (1929).
- [1625] G. Mierdel, *Ann. d. Phys.*, **85**, 612 (1928).
- [1626] R. Zouckermann, *C. R.*, **201**, 649 (1935).
- [1627] F. Kirchner, *Ann. d. Phys.*, **77**, 287 (1925).
- [1628] L. Rohde, *Ann. d. Phys.*, **12**, 569 (1932).
- [1629] O. Stuhlman Jr. and M. S. Cay, *Journ. Frankl. Inst.*, **219**, 37 (1935).
- [1630] H. Beck, *Zs. f. Phys.*, **97**, 355 (1935).
- [1631] F. H. Crawford and C. G. Smith, *Phys. Rev.*, **48**, 477 (1935).
- [1632] O. Stuhlman Jr., *Phys. Rev.*, **49**, 861 (1936).
- [1633] P. Johnson, *Phil. Mag.*, **10**, 921 (1930).
- [1634] Ch. J. Brasefield, *Phys. Rev.*, **37**, 82 (1931).
- [1635] E. W. B. Gill and R. H. Donaldson, *Phil. Mag.*, **12**, 719 (1931). The Sparking Potential of Air for High Frequency Discharges.
- [1636] J. Roig, *C. R.*, **202** (1044). Temperature de l'hélium dans la décharge à haute fréquence.
- [1637] J. J. Thomson, *Nature*, **136**, 300 (1935). Initiation of the High-Frequency Discharge.
- [1638] Sh. Githéus Jr., *Phys. Rev.*, **51**, 688 (1937). (Зависимость U_3 от частоты.)
- [1639] W. Nöller, *Zs. f. Phys.*, **110**, 320 (1938). (Температура электронов в высокочастотном разряде.)
- [1640] Ch. G. Smyth, *Phys. Rev.*, **59**, 997 (1941). Studies of a Ring Discharge.
- [1641] E. W. B. Gill and B. H. Donaldson, *Phil. Mag.*, **2**, 129 (1926). (Разряд на ультравысокой частоте.)
- [1642] C. et H. Gutton, *C. R.*, **178**, 467 (1924); **186**, 303 (1928). (Разряд в водороде на частотах от $\lambda = 5690$ м до 3,2 м.)
- [1643] T. Knipp, *Phys. Rev.*, **37**, 1704 (1931). (Измерение силы тока в высокочастотном разряде.)
- [1644] O. Stuhlman Jr. and H. Z. Bary, *Phys. Rev.*, **37**, 1704 (1931). (Потенциалы зажигания высокочастотного разряда в H_2 и N_2 .)
- [1645] A. Székely, *Ann. d. Phys.*, **3**, 112 (1929). (Исследование электропроводности воздуха при больших частотах.)
- [1646] B. D. Chatterjee, *Zs. f. Phys.*, **62**, 712 (1930). (Высокочастотный разряд в воздухе, N_2 , O_2 .)
- [1647] B. C. Mukherji, *Zs. f. Phys.*, **64**, 698 (1930). Спектр излучения высокочастотного разряда в азоте.
- [1648] J. Thomson, *Nature*, **136**, 200 (1935). (Эмпирические формулы для $U_{эфф}$ высокочастотного разряда.)
- [1649] J. Kunz, *Phil. Mag.*, **13**, 964 (1932). (Теория.)
- [1650] Tykocinski-Tykociner, *Phil. Mag.*, **13**, 953 (1932). Measurement of Current in Electrodeless Discharges by means of Frequency Variations.
- [1651] J. S. Townsend, *Phil. Mag.*, **13**, 745 (1932). (Теория.)
- [1652] G. D. Jarnold, *Phil. Mag.*, **15**, 924 (1933). (Проверка теорин.)
- [1653] S. P. Mc Callum, *Phil. Mag.*, **15**, 829 (1933). Electrodeless Discharges in Argon.

- [1654] J. S. Townsend and S. P. McCallum, *Phil. Mag.*, **5**, 695 (1928).
 [1655] Л. Найман, *Phil. Mag.*, **7**, 586 (1929). (Высокочастотный разряд в гелии и неоне.)
 [1656] G. Herzberg, *Ann. d. Phys.*, **84**, 553 (1927); C. G. Smyth, *Phys. Rev.*, **59**, 997 (1941). (Исследование кольцевого разряда.)

К ГЛАВЕ XIX

Обзорные статьи и монографии

- [1657] А. С. Зингерман, Теория и механизм пробоя газа, *УФН*, **25**, 55—97 (1941) (со списком литературы).
 [1658] М. А. Бак и Н. Н. Николаевская, Молния и её физическая природа, *УФН*, **22**, 294—356 (1939) (со списком литературы).
 [1659] L. B. Loeb and A. F. Kip, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 142 (1939).
 [1660] L. B. Loeb and T. Meek, *Journ. of Appl. Phys.*, **11**, 438 и 459 (1940).
 [1661] Л. И. Сиротинский и др., Техника высоких напряжений, вып. I, ОНТИ, М.—Л., 1940.
 [1662] Сборник: Изучение молнии, искрового разряда и защитного действия молниеотводов, *Труды ВЭИ*, вып. **36**, Госэнергоиздат, 1940—статья И. С. Стекольников, А. П. Белякова и А. А. Акопяна.
 [1663] И. С. Стекольников, Молния. *Изд. АН СССР*, М.—Л. (1940).
 [1664] И. С. Стекольников, Физика молнии и грозозащита. *Изд. АН СССР*, М.—Л., 1943.
 [1665] L. B. Loeb and T. Meek, *The Mechanism of the Electric Spark*, Oxford, 1941.
 [1666] B. Walter, *Ann. d. Phys.*, **34**, 644—664 (1938). Ueber die Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes und die weiteren Vorgänge in ihm (по-лемнический обзор).
 [1667] S. Franck, *Messentladungsstrecken*, Springer, 1931.
 [1668] K. B. Eachorn and W. A. Mc Morris, *Gen. El. Rev.*, **39**, 487—496 (1936). The Lightning Stroke: Mechanism of Discharge (обзор о молнии).
 [1669] B. L. Goodlet, *Journ. I. E. E.*, **81**, 1—26 (1937), Lightning (то же).
 [1670] H. J. White, *Phys. Rev.*, **46**, 330 (1934).
 [1671] H. Norinder, *Journ. of Frankl. Inst.*, **218**, 717 (1934).
 [1672] R. Schiering, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 455 (1936).
 [1673] F. Frey, *Phys. Zs.*, **37**, 688 (1936).
 [1674] M. Toepler, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 663 (1936).
 [1675] H. Müller, *Elektrotechn. Zs.*, **56**, 1379 (1935).
 [1676] A. v. Hippel, *Zs. f. Phys.*, **80**, 19 (1933).
 [1677] H. Kroemer, *Arch. f. Elektrotechn.*, **28**, 703 (1934).
 [1678] U. Nakaya and F. J. Masaki, *Nature*, **134**, 496 (1934); *Proc. Roy. Soc., London*, **A 148**, 446 (1935).
 [1679] H. Kroemer, *Arch. f. Elektrotechn.*, **29**, 782 (1935); *Zs. f. Phys.*, **92**, 647 (1935).
 [1680] Ch. D. Bradley, *Phys. Rev.*, **47**, 802 (1935).
 [1681] T. E. Allibone and B. F. J. Schonland, *Nature*, **134**, 736 (1934).
 [1682] U. Nakelga, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 153**, 542 (1936).
 [1683] R. Holm, *Zs. f. Phys.*, **102**, 138 (1936).
 [1684] U. Nakaya and F. J. Masaki, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 153**, 542 (1936).
 [1685] A. B. Lewis, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 573 (1939). Effects of Irradiation Humidity and Sphere Material on the Sparkover Voltage of the Two-Centimeter Sphere Gap.
 [1686] Ch. D. Bradley and L. B. Snoddy, *Phys. Rev.*, **47**, 541 (1935).

- [1687] M. Kornetzki, V. Fomin und R. Steintz, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 274 (1933).
- [1688] J. Clausnitzer, *Phys. Zs.*, **34**, 791 (1933).
- [1689] W. Mc Farlane, *Phil. Mag.*, **16**, 865 (1933).
- [1690] S. Franck, *Zs. f. Phys.*, **87**, 323 (1934).
- [1691] J. C. Purkaru, *C. R.*, **198**, 158 (1934); *Zs. f. Phys.*, **93**, 315 (1935).
- [1692] М. А. Левитская, *ЖЭТФ*, **2**, 258 (1934).
- [1693] M. Laporte, *C. R.*, **201**, 1108 (1935); M. Laporte et M-lle Pierriean, *C. R.*, **202**, 643 (1936).
- [1694] E. Kluss, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 18 (1936).
- [1695] J. Müller-Ströbel, *Archiv f. Elektrotechn.*, **31**, 233 и 609 (1937); **33**, 347 (1939). (Скользящий искровой разряд.)
- [1696] F. H. Merrill and A. v. Hippel, *Phys. Rev.*, **55**, 1122 (1939). *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 873 (1939). (То же.)
- [1697] L. B. Snoddy and J. W. Beams, *Phys. Rev.*, **55**, 663 (1939). (То же.)
- [1698] G. Praetorius, *Archiv f. Elektrotechn.*, **34**, 83 (1940). (То же.)
- [1699] F. G. Dunnigton, *Phys. Rev.*, **37**, 230 (1931); **38**, 1535 (1931).
- [1700] L. v. Hamos, *Ann. d. Phys.*, **7**, 857 (1930).
- [1701] J. H. White, *Phys. Rev.*, **46**, 99 (1934).
- [1702] A. de Stefano and B. Feretti, *N. Cimento*, **16**, 20 (1939).
- [1703] R. N. Varney, *Phys. Rev.*, **57**, 72 (1940). (Затруднения теории Таунсенда.)
- [1704] E. Flegler und H. Raether, *Zs. f. Phys.*, **99**, 635, (1936); **103**, 315 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **16**, 435 (1935).
- [1705] H. Raether, *Zs. f. Phys.*, **94**, 567 (1935); **107**, 91 (1937); **112**, 464 (1939); *Phys. Zs.*, **37**, 560 (1936); *Archiv f. Elektrotechn.*, **34**, 49 (1940).
- [1706] A. M. Cravath and L. B. Loeb, *Physics* **6**, 125 (1935).
- [1707] J. M. Meek, *Phys. Rev.*, **57**, 247 и 722, (1940); **58**, 195 и 196 (1940); *Journ. Frankl., Inst.*, **230**, 229 (1940); *Journ. I. E. E.*, **89**, ч. I, 335 (1942).
- [1708] F. Ollendorf, *Arch. f. Elektrotechn.*, **26**, 193 (1932).
- [1709] S. Whitehead, *Dielectric Phenomena*, New York, 1927, стр. 42.
- [1710] T. E. Allibone, *Journ. I. E. E.*, **82**, 513 (1938). The Mechanism of the long Spark.
- [1711] T. E. Allibone and J. M. Meek, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 166**, 97 (1938); **A 169**, 246 (1938). The Development of the Spark Discharge (камера Бойса).
- [1712] И. С. Маршак, *ЖТФ*, **13**, 59 (1943).
- [1713] J. Zeleny, *Journ. of Appl. Phys.*, **13**, 444 (1942).
- [1714] U. Neubert, *Zs. f. Phys.*, **114**, 705 (1939). (Особая форма искры.)
- [1715] С. М. Райский, *ЖТФ*, **9**, 1719 (1939); **10**, 431 (1940).
- [1716] Fahlenbroch, *Umschau Wiss. Techn.*, **41**, 383 (1937).
- [1717] C. F. Bareford, *Phil. Mag.*, **20**, 825 (1935).
- [1718] J. A. Chiles Jr. *Phys. Rev.*, **49**, 860 (1936).
- [1719] H. A. Robinson, *Zs. f. Phys.*, **101**, 658 (1936).
- [1720] J. Thomson, *Phil. Mag.*, **13**, 824 (1932); **15**, 682 (1933). (Высоочастотная искра.)
- [1721] Д. А. Рожанский, *Ann. d. Phys.*, **36**, 281 (1911). (То же.)
- [1722] H. Kaiser und A. Wallraff, *Ann. d. Phys.*, **34**, 297 (1939). (То же.)
- [1723] J. J. Sämmner, *Zs. f. Phys.*, **83**, 814 (1933). (Теория.)
- [1724] E. Blum und W. Finkelburg, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 3 (1937); *Zs. f. techn. Phys.*, **18**, 61 (1937). (Определение максимального значения тока в искровом разряде по методу намагничивания.)
- [1725] B. F. J. Schonland, *Phil. Mag.*, **23** 503 (1937).
- [1726] A. M. Cravath and L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, **47**, 259 (1935).
- [1727] И. Стекольников и А. Беляков, *ЖЭТФ*, **8**, 444 (1938). Экспериментальное изучение искрового разряда,

- [1728] B. F. J. Schonland and H. Collens, *Proc. Roy. Soc., London*, A 143, 654 (1934). Progressive Lightning I. (Предварительные результаты.)
- [1729] B. F. J. Schonland, D. J. Malan and A. Collens. Там же, A 152, 595 (1935). Progressive Lightning II.
- [1730] D. J. Malan and H. Collens, Там же, A 162, 175 (1937). Progressive Lightning III. The Fine Structure of Return Lightning Strokes.
- [1731] B. F. J. Schonland, Там же, A 164, 132 (1938). Progressive Lightning IV. The Discharge Mechanism.
- [1732] B. F. J. Schonland, D. B. Hodges and H. Collens, там же A 166, 56 (1938). Progressive Lightning V. A Comparison of Photographic and Electrical Studies of the Discharge Process.
- [1733] B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens, там же A 168, 435 (1938). (Аномальные случаи молнии.)
- [1734] J. Meek, *Phys. Rev.*, 55, 972 и 1122 (1939). The Mechanism of the Lightning Discharge.
- [1735] A. B. Lewis, *Journ. of Appl. Phys.* 10, 573 (1939). Effects of Irradiation, Humidity and Sphere Material on Sparkover Voltage of 2-cm Sphere Gap.
- [1736] L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, 55, 1121 (1939). The Definition of the Sparking Potential.
- [1737] J. M. Meek, *Journ. of Frankl. Inst.*, 230, 229 (1940). A Theoretical Determination of Breakdown Voltage for Sphere Gaps.
- [1738] J. M. Meek, *Proc. Phys. Soc., London*, 52, 547 (1940). The Variation of Sparking Potential with Initial Photoelectric Current.
- [1739] К. С. Вульфсон, *Изв. АН СССР, сер. Физич.*, 9, 239 (1945). (Об импульсном разряде в инертных газах.)
- [1740] L. B. Snoddy and J. W. Beams, *Phys. Rev.*, 57, 63 (1940). A Laboratory Study of Spark Discharge between Conducting Clouds.
- [1741] Th. Neugebauer, *Zs. f. Phys.*, 106, 474 (1936). (Теория шаровой молнии.)
- [1742] Я. И. Френкель, *ЖЭТФ*, 10, 1424 (1940). О природе шаровой молнии.
- [1743] L. B. Loeb, *Journ. of Frankl. Inst.*, 210, 15 (1936). The Problem of the Mechanism of Spark Discharge.
- [1744] S. Franck, *Arch. f. Elektrotechn.*, 28, 485 (1934). Der Staubeinfluss bei Funkenstrecken.
- [1745] L. B. Snoddy, *Phys. Rev.*, 37, 1678 (1931). (Искра в высоком вакууме между металлическими электродами.)
- [1746] L. H. Fischer, *Phys. Rev.*, 65, 153 (1944). Экспериментальная проверка теории Мика; $\bar{U}_a$ для воздуха.)
- [1747] J. W. Flowers, *Phys. Rev.*, 64, 225 (1943). Channel of the Spark Discharge.
- [1748] Н. Н. Соболев, *ЖЭТФ*, 13, 137 (1943). (Исследование оптическим методом зависимости температуры искры от различных условий.)
- [1749] K. E. Fitzimmons, *Phys. Rev.*, 61, 175 (1942). (Проверка теории Мика.)
- [1750] И. С. Абрамсон и И. С. Маршак, *ЖТФ*, 12, 632 (1942). О мощной электрической искре в воздухе при атмосферном давлении.
- [1751] В. Г. Корицкий и С. М. Райский, *ЖТФ*, 12, 558 (1942). Некоторые результаты изучения конденсированного искрового разряда.
- [1752] J. W. Flowers, *Phys. Rev.*, 64, 225 (1943). (Возражения против теории Лёба и Мика.)
- [1753] L. H. Fischer and G. L. Weissler, *Phys. Rev.*, 66, 95 (1944). (Объяснение расхождений эксперимента с теорией Мика.)
- [1754] L. H. Fischer, *Phys. Rev.*, 64, 187 (1943). (То же.)
- [1755] А. Бабушкин, *ЖЭТФ*, 14, 279 (1944). О температуре, степени ионизации и давлении паров в конденсированном разряде через канал узкой трубки.

- [1756] И. С. Стекольников и А. А. Ламдон, *ЖТФ*, 12, 204 (1942). Результаты магнитозаписи токов молнии в энергообъединениях СССР за 1937—1942 гг.
- [1757] В. С. Комельков, *ЖТФ* 12, 273 (1942) Полевые регистрации максимальной крутизны фронта волн токов молнии.
- [1758] H. Norinder, *Journ. of Frankl. Instit.*, 218, 717 (1934). (Исследование изменений градиента потенциала при помощи антенны и осциллографа—[190 осциллограмм].)
- [1759] С. И. Пекарь и Л. И. Шер, *ЖТФ*, 14, 623 (1944). Применение метода подобия к искровому разряду на поверхности диэлектрика.
- [1760] H. L. Brose and E. H. Saauman, *Ann. d. Phys.*, 5, 797 (1930).
- [1761] B. F. Schonland, J. S. Elder, D. B. Hodges, W. E. Phillips and J. W. van Wyk, *Proc. Roy. Soc., London*, A 176, 180 (1940). The Waves Form of Atmosphericics at Night.

К ГЛАВЕ XX

Руководства и монографии

- [1762] Н. В. Оболенский, Метеорология. Часть II, отд. 2-й, Электрические явления в атмосфере, Гидрометеорологическое изд., М.—Л., 1939, стр. 232—385.
- [1763] П. Н. Тверской, Курс Геофизики, гл. VI, Электрические явления в атмосфере и земной коре, Гостехиздат, Л.—М., 1939, стр. 212—260.
- [1764] Г. Бенндорф, Атмосферное электричество, Г.Т.Т.И., М., 1934.
- [1765] Г. Рукоп, К. Штёрмер и др. Электрофизика высоких слоёв атмосферы. М., 1934.
- [1766] К. Штёрмер, Проблема полярных сияний, Г.Т.Т.И., М., 1933.
- [1767] Е. Швейдлер, Сохранение электрического заряда земли, ОНТИ, М.—Л., 1936.
- [1768] С. Чепмен, Некоторые явления верхних слоёв атмосферы, Г.Т.Т.И., М.—Л., 1934.
- [1769] М. Бонч-Бруевич, Изучение и распространение радиоволн, Гос. изд. по технике связи, М., 1934.
- [1770] G. C. Simpson, *Proc. Roy. Soc., London*, A 114, 376 (1927). The Mechanism of a Thunderstorm.
- [1771] G. C. Simpson and F. J. Scrase, *Proc. Roy. Soc., London*, A 161, 309 (1937). The Distribution of Electricity in Thunderclouds.
- [1772] C. Störmer, *Astrophys. Norweg*, 1, 115 (1935). Trajectories of Electric Particles in the Fields of a Magnetic Dipole with Applications to the Theory of Cosmic Radiation.
- [1773] C. Störmer, *Elektr. Nachricht. Technik*, 10, 41 (1933).
- [1774] Maris and Hulburt, *Phys. Rev.*, 34, 344 (1929); 36, 1560 (1930).
- [1775] I. A. Pierce, *Phys. Rev.*, 59, 625 (1941). (Ионизация верхних слоёв земной атмосферы при пролёте метеоров.)

К ГЛАВЕ XXI

Монографии

- [1776] Ф. Пик, Диэлектрические явления в технике высоких напряжений, Госэнергоиздат, Л., 1934.
- [1777] Н. А. Капцов, Коронный разряд и его применения в электрофильтрах, Гостехиздат, М.—Л., 1947.
- [1778] J. D. Stephenson, *Proc. Roy. Soc., London*, A 145, 20 (1933).
- [1779] J. D. Stephenson, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, 73, 69 (1933).

- [1780] E. L. E. Wheatcroft and H. Barker, *Phil. Mag.*, **20**, 562 (1935).
 [1781] W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.*, **29**, 130 (1935).
 [1782] Н. А. Капцов, *Изв. АН СССР, ОМЕИ*, стр. 441 (1938).
 [1783] Н. Капцов, *ЖЭТФ*, **6**, 135 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **11**, 95 (1937).
 [1784] М. Меер, Ю. Мороховский и Н. Капцов, *ЖТФ*, **9**, 1364 (1939).
 [1785] K. Masch, *Arch. f. Elektrotechn.*, **26**, 587 (1932).
 [1786] F. H. Sanders, *Phys. Rev.*, **44**, 1024 (1933).
 [1787] C. de Fassi, *L'Electrotechnica*, **10/VIII** (1935).
 [1788] H. Prinz, *Arch. f. Elektrotechn.*, **32**, 114 (1938).
 [1789] V. Schaffers, *Phys. Zs.*, **14**, 981 (1913); **15**, 405 (1914).
 [1790] C. S. Fazel and S. R. Parsons, *Phys. Rev.*, **23**, 598 (1924).
 [1791] O. Mayr, *Arch. f. Elektrotechn.*, **18**, 270 (1927).
 [1792] A. v. Engel and M. Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen*, т. 2, § 10, стр. 13, Berlin (1934).
 [1793] W. Deutsch, *Ann. d. Phys.*, **16**, 568 (1933); *Phys. Zs.*, **34**, 448 (1933).
 [1794] Н. А. Капцов и И. И. Глазов, *Вестник МОЛГУ* (в печати).
 [1795] I. Satoh, *Journ. of the Inst. of Electr. Eng. of Japan*, Aug., 1932; *Memor. Ryojun Coll. Eng.*, **5**, 205 (1932).
 [1796] J. H. Bruce, *Phys. Zs.*, **36**, 391 (1935).
 [1797] R. Holm, *Arch. f. Elektrotechn.*, **18**, 567 (1927).
 [1798] W. G. Hoover, *Electr. Eng. (A. I. E. E.)*, **55**, 448 (1936).
 [1799] S. P. Zebrowski, *Arch. f. Elektrotechn.*, **25**, 649 (1931).
 [1800] W. M. Thornton, *Phil. Mag.*, **28**, 666 (1939). The Electric Strength of Gases Measured by Corona Discharge.
 [1801] M. Radonjitch und A. Thoma, *Arch. f. Elektrotechn.*, **29**, 692 (1935).
 [1802] J. Kunz, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 410 (1936).
 [1803] A. Gemant, *Journ. of Frankl. Inst.*, **224**, 603 (1937).
 [1804] L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.*, **5**, 721 (1928). The Corona Discharge in Helium and Neon.
 [1805] A. Güntherschulze und H. Betz, *Zs. f. Phys.*, **100**, 269 (1936).
 [1805a] A. Güntherschulze und H. J. Hesse, *Zs. f. Phys.*, **98**, 476 (1936).
 [1806] H. Teichmann, *Zs. f. Phys.*, **103**, 738 (1936). (Koronarotationseffekt.)
 [1807] J. M. Gauguain, *Annales de Chimie et de Physique*, **8**, (1866).
 [1808] Baillie, *Annales de Chimie et de Physique*, **25** (1882).
 [1809] E. A. Watson, *The Electrician* (1910), 11/11.
 [1810] J. S. Townsend and P. J. Edmunds, *Phil. Mag.*, **27**, 789 (1914).
 [1811] J. S. Townsend, *Phil. Mag.*, **28**, 83 (1914).
 [1812] L. G. H. Huxley and J. H. Bruce, *Phil. Mag.*, **23**, 1096 (1937). The Stability and some other Properties of the Corona Discharge.
 [1813] A. F. Kip, *Phys. Rev.*, **54**, 139, 1938; **55**, 549 (1939).
 [1814] G. W. Trichel, *Phys. Rev.*, **1078** (1938); **55**, 382 (1939).
 [1815] G. G. Hudson, *Phys. Rev.*, **55**, 1122 (1939).
 [1816] L. B. Loeb, G. G. Hudson and A. F. Kip, *Phys. Rev.*, **58**, 195 (1940).
 [1817] W. H. Bennet, *Phys. Rev.*, **58**, 992 (1940).
 [1818] L. B. Loeb, A. F. Kip, G. G. Hudson and W. H. Bennet, *Phys. Rev.*, **60**, 714 (1941).
 [1819] G. L. Weissler, *Phys. Rev.*, **57**, 253 и 340 (1940); **59**, 217 (1941).
 [1820] K. S. Fitzsimmons, *Phys. Rev.*, **57**, 251 (1940); **61**, 175 (1942).
 [1821] K. S. Fitzsimmons, L. B. Loeb and J. M. Meek, *Phys. Rev.*, **58**, 187 (1940).
 [1822] St. Goril, *Phys. Rev.*, **55**, 1121 (1939). Cloud Chamber Studies of Positive Point to Plane Discharge in Air at Atmospheric Pressure.
 [1823] H. Hinderer und A. Walter, *Zs. f. Phys.*, **117**, 213 (1941).
 [1824] V. B. Waithman and W. R. Baker, *Phys. Rev.*, **57**, 252 (1940). Probe Measurements in Point to Plane Corona Discharge in Air.

- [1825] S. Jadoff, *Rev. Génér. Electr.*, **46**, 179 (1939). (Корона с острия; электрический ветер.)
- [1826] R. Uenisi, *ETJ*, **2**, 61 (1938).
- [1827] H. C. Pollock and F. S. Cooper, *Phys. Rev.*, **55**, 953, 56, 170 (1939). Pressure on the Positive Point to Plane Discharge in N_2 , O_2 , CO_2 , SO_2 , SF_6 , CCl_2F_2 , Ar, He and H_2 .
- [1828] H. Kaiser und A. Wallraff, *Zs. f. Phys.*, **112**, 215 (1939). Uebergangsformen zwischen Bogen- und Glimmentladung bei Funkenfolgen.
- [1829] S. Zebrowsky and Popkoff, *Phys. Zs. d. Sowjetun.*, **11**, 667 (1937).
- [1830] F. Borgnis, *Ann. d. Phys.*, **31**, 745 (1938). (Интегрирование уравнения Пуассона с учётом диффузии.)
- [1831] J. S. Carroll and M. M. Rockwell, *Electr. Eng.*, **56**, 558 (1937). (Эмпирический метод подсчёта потерь на корону, основанный на экспериментальных данных.)
- [1832] J. Satoh, M. Nakayawa and C. Asada, *ETJ*, **3**, 66 (март 1939).
- [1833] W. Stockmeyer, *Wiss. Verh. d. Siemens-Konzern*, **13**, тетр. 2, 27 (1934).
- [1834] И. К. Федченко, *ЖТФ*, **8**, 633 (1938). Новый метод исследования импульсной короны (фотографирование стримеров импульса).
- [1835] B. Cozzens and W. S. Peterson, *Trans. AIEE*, **58**, 137 и 156 (1939).
- [1836] J. Satoh and M. Nakayawa, *ETJ*, **4**, 123 (June 1940).
- [1837] R. Strigel, *Wiss. Veröf. aus d. Siemenswerk*, **15**, тетр. 1, 68 (1936). Vergleichende Messungen über Gleich- und Wechselspannungskorona an Doppelleitungen.
- [1838] H. F. Bulind, *Phil. Mag.*, **18**, 909 (1934); **20**, 68 (1935).
- [1839] J. Zeleny, *Journ. of Frankl. Inst.*, **218**, 685 (1934).
- [1840] O. Daubenspeck, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **16**, 47 (1935).
- [1841] H. Lange, *Arch. f. Elektrotechn.*, **31**, 411 (1937).
- [1842] J. H. Bruce, *Phys. Zs.*, **35**, 412 (1934).
- [1843] A. v. Engel, *Zs. f. Phys.*, **68**, 768 (1931). Ueber die Wechselspannungskoronaentladung an oxydierten Kupferelektroden.
- [1844] F. M. Penning, *Phil. Mag.*, **12**, 961 (1931). (Различие в U_0 положительной и отрицательной короны в неоне.)
- [1845] J. H. Bruce, *Phil. Mag.*, **10**, 476. (Коронный разряд в водороде).
- [1846] W. H. Bennett, *Journ. of Appl. Phys.*, **13**, 199 (1942). Streamering in Negative Corona.
- [1847] G. L. Weissler and L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, **62**, 300 (1942). (Pre-onset стримеры).
- [1848] J. D. Craggs and J. M. Meck, *Phys. Rev.*, **64**, 249 (1943). (Осциллографическое исследование прерывистых явлений в короне при низких давлениях.)
- [1849] W. H. Bennett, *Phys. Rev.*, **61**, 53 (1942). Angular Distribution of Current from a Point in Hydrogen.
- [1850] G. L. Weissler, *Phys. Rev.*, **63**, 96 (1943). Positive and Negative Point to Plane Corona in Pure and Impure Hydrogen, Nitrogen and Argon.
- [1851] J. Zeleny, *Journ. of Frankl. Inst.*, **218**, 685 (1934). (Разряды с острым при атмосферном давлении.)
- [1852] С. И. Зилинтиневич, *Телеграфия и Телефония без проводов*, **9**, 652 (1928). Электрическое факельное истечение.
- [1853] K. Baxter, *Radio News* (1928, май), стр. 1204-1276 (о факельном разряде).
- [1854] А. М. Прокофьев, *ЖЭТФ*, **7**, 987 (1937). Влияние постороннего постоянного электрического поля на факельное истечение.
- [1855] А. М. Прокофьев, *ЖЭТФ*, **7**, 990 (1937). Факельный счётчик ионов.

- [1856] Я. Матвеев, *ЖТФ*, **11**, 1054 (1941). Развитие электрического факела с изменением давления.
 [1857] O. Daubenspeck, *Arch. f. Elektrotechn.*, **30**, 581 (1936). Experimentelle Untersuchung der Koronaentladung in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure.

К ГЛАВЕ XXII

Монографии

- [1858] А. Б. Шехтер, Химические реакции в электрическом разряде, ОНТИ, Л.—М., 1935.
 [1859] А. Г. Белянкин, О синтезе двуокиси азота в высокочастотном тлеющем разряде. Диссертация, Москва, НИИФ МГУ, 1938.
 [1860] Г. Кертис, Связанный азот, Госхимиздат, М.—Л., 1934.
 [1861] Сборник обзорных статей «Крекинг углеводородов», под редакцией М. Б. Марковича, ОНТИ, Л.—М., 1935.
 [1862] М. Леблан, Руководство по электрохимии, изд. 2-е, ГНТИ, М.—Л., 1931, стр. 26—34.
 [1863] Warburg, *Zs. f. techn. Phys.*, **6**, 625 (1925).
 [1864] Regener, *Ann. d. Phys.*, **20**, 1033 (1906).
 [1865] Kenty and Turner, *Phys. Rev.*, **32**, 799 (1926).
 [1866] Dalton, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, **51**, 2366 (1929).
 [1867] Leipunsky und Schechter, *Zs. f. Phys.*, **59**, 857 (1930).
 [1868] A. Schechter, *Zs. f. Phys.*, **75**, 671 (1932).
 [1869] Моган, Рогинский, Фёдоров и Шехтер, *ДАН СССР*, **2** (1934).
 [1870] Н. И. Некрасов, *ЖФХ*, **8**, 736 (1936).
 [1871] Willey, *Nature*, **138**, 1054 (1936).
 [1872] С. С. Васильев, Н. И. Кобозев и Е. Н. Ерёмин, *ЖФХ*, **7**, 619 (1936), Кинетика реакций в газовых разрядах.
 [1873] Е. Н. Ерёмин, С. С. Васильев и Н. И. Кобозев, *ЖФХ*, **8**, 814 (1936), Исследование реакции окисления азота в высокочастотном тлеющем разряде I.
 [1874] Н. И. Кобозев, С. С. Васильев и Е. Н. Ерёмин, *ЖФХ*, **10**, 543 (1937); **11**, 45 (1938), Об активационном процессе при реакциях в электрических разрядах.
 [1874а] А. С. Предводителев, *Учен. Зап. МОЛГУ*, вып. 75, Физика, кн. 2, ч. II, 59 (1945). Опыт построения кинетики окисления сернистого газа в электрическом разряде.
 [1875] Joschi, *Trans. Farad. Soc.*, **25**, 137 (1929).
 [1876] Brewer and Westhaver, *Journ. Phys. Chem.*, **33**, 883 (1929); **34**, 554 (1930).
 [1877] Haber, *Zs. f. Elektrochem.*, **16**, 789 (1910).
 [1878] Peters und Küster, *Brennstoffchemie*, **12**, 122 (1931).
 [1879] Hunt and Shumb, *Jour. Amer. Chem. Soc.*, **51**, 30 (1929).
 [1880] Krüger, *Ann. d. Phys.*, **78**, 113 (1925).
 [1881] Kirkby, *Proc. Roy. Soc., London*, **A 85**, 151 (1911).
 [1882] Güntherschulze, *Zs. f. Elektrochem.*, **30**, 637 (1930).
 [1883] Finch и др., *Proc. Roy. Soc. London*, **A 111**, 257 (1926); **A 116**, 524 (1927); **A 124**, 303 и 532 (1929); **A 129**, 656 (1930); **A 133**, 173 (1931).
 [1884] Linder, *Phys. Rev.*, **38**, 679 (1931).
 [1885] Lunt, *Trans. Farad. Soc.*, **23**, 57 (1927).
 [1886] Schumb and Goldmann, *Proc. Am. Acad. Arts and Science*, **69** (1934).
 [1887] P. A. Thiessen und H. Barfel, *Zs. f. Techn. Phys.*, **16**, 285 (1935). Gasreaktionen in der stillen Entladung bei Atmosphärendruck.

- [1888] Storch and Olson, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, 45, 1605 (1923).
- [1889] Alsfeld und Wilhelm y, *Ann. d. Phys.*, 8, 89 (1931).
- [1890] Berthelot, *C. R.* 82, 1360 (1876).
- [1891] Fischer und Peters, *Brennstoffchemie.*, 10, Nr. 6 (1929).
- [1892] Peters und Franschke, *Brennstoffchemie.*, 11, 239 (1930).
- [1893] Fester und Christen, *Zs. f. Elektrochemie.*, 36, 17 (1930).
- [1894] Rowland, *Elektr. Eng.* (April, 1931).
- [1895] Peters und Küster, *Brennstoffchemie.*, 12, 329 (1931).
- [1896] Küster, *Brennstoffchemie* 12, 329 (1931).
- [1897] A. M. Zarem, *Phys. Rev.*, 65, 153 (1944), The Explosion of Ether-Air, Mixtures by Electric Sparks.
- [1898] J. D. Morgan, *Phil. Mag.*, 18, 827 (1934). Эксперимент, имеющий в виду термическую и электрическую теорию возбуждения химической реакции искрой.
- [1899] V. Hardung, *Assoc. Suisse Electr. Bull.*, 29, 714 (Dec. 9, 1938) (Получение озона в электрическом разряде.)
- [1900] W. Holtz und R. Müller, *Ann. d. Phys.*, 34, 489 (1939), Untersuchungen über die Vereinigung von Stickstoff und Sauerstoff in der Glimmentladung.
- [1901] S. C. Lind, *Journ. Chem. Phys.*, 7, 790 (1939), Chemical Activation by Gaseous Ionisation.
- [1902] K. G. Emeleus and J. W. Beck, *Roy. Irish. Acad. Proc.*, A 46, 5 стр. 49—63 (июль 1940). Electrochemistry of Gases.

К ГЛАВЕ XXIII

- [1903] А. А. Шапошников, Электронные и ионные приборы, 3-е изд., Связьтехиздат, М.—Л., 1938.
- [1904] И. Л. Каганов, Электронные и ионные преобразователи, 2-е изд., Госэнергоиздат, М.—Л., 1940.
- [1905] Власов, Электронные лампы, Физические процессы и элементы расчёта, 2-е изд., Связьтехиздат, М.—Л., 1933.
- [1906] Д. Г. Финк, Электроника. Теория и применение электронных приборов. Госэнергоиздат, М.—Л., 1941.
- [1907] Э. Л. Чеффи, Теория электронных ламп, Связьтехиздат, 1937.
- [1908] К. Хенней, Электронные и ионные приборы в промышленности, ОНТИ, М.—Л., 1937.
- [1909] А. К. Трапезников, Просвечивание материалов лучами Рентгена. Оборонгиз, М.—Л., 1939.
- [1910] Ф. Н. Хараджа, Общий курс рентгенотехники. Оборонгиз, М., 1940.
- [1911] И. Б. Боровский и М. А. Блохин, Рентгеноспектральный анализ, ГОНТИ, М.—Л., 1939.
- [1912] Г. С. Жданов, Основы рентгеноструктурного анализа, Гостехиздат, М.—Л., 1940.
- [1913] Г. С. Жданов и Я. С. Уманский, Рентгенография металлов, 2-е изд., ГНТ, Изд. по чёрн. и цветн. металлургии, М., 1941.
- [1914] В. П. Вологдин, Выпрямители, Издательство НКТП, М. 1932.
- [1915] H. Barkhausen, *Lehrbuch der Elektronen-Röhren*, 4-е изд. Leipzig, т. I (Общие основы), 1931; т. II (Усиление), 1933; т. III (Генерация колебаний), 1935; т. IV (Детектирование; приём), 1936. (Есть русский перевод отдельных частей в более ранних изданиях.)
- [1916] H. G. Möller, *Die Elektronenröhren und ihre technische Anwendungen*, 2-е изд., Braunschweig, 1922.
- [1917] Б. А. Введенский, Катодные лампы, М. ГТТИ, 1932.
- [1918] П. В. Тимофеев, «Фотоэлементы» в сборнике Электронные и ионные приборы, под редакцией П. В. Тимофеева, Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 59—97.

- [1919] Г. Симон и Г. Зурман, Фотоэлементы и их применение, ОНТИ, М.—Л., 1936.
- [1920] Б. Ланге, Фотоэлементы в науке и технике, *УФН*, 11, 747—769 (1931).
- [1921] В. Ключе, Новейшие достижения в области фотоэлементов, *УФН*, 15, 1025—1040 (1935).
- [1922] Н. С. Хлебников, Электронные умножители, *УФН*, 24, 358—397 (1940).
- [1923] Л. О. Гронлаль, Меднозакисные выпрямители и фотоэлементы, *УФН*, 14, 253—282 (1934) со списком литературы.
- [1924] И. Курчатов, Вентильные фотоэлементы, *УФН*, 12, 365—387 (1937).
- [1925] А. Л. Юз, О фотопроводимости кристаллов, *УФН*, 17, 55—92 (1937) (со списком литературы).
- [1926] М. М. Гуревич, Световые измерения при помощи фотоэлементов, *УФН*, 17, 261—279 (1937).
- [1927] А. П. Иванов, Электрические источники света, часть I, Лампы накаливания, ОНТИ, М.—Л. 1938.
- [1928] А. П. Иванов, Электрические источники света, часть II, Газосветные лампы, Госэнергоиздат, М.—Л., 1947.
- [1929] E. Brüche und O. Scherzer, *Geometrische Elektronenoptik*, Springer (1934).
- [1930] Д. Зёрнов, Электронная оптика и её применения, *УФН*, 21, 162—210 (1939).
- [1931] Г. Буш, Е. Брюхе, О. Шерцер и В. Шаффернихт, Электронная оптика, *УФН*, 17, 470—500 (1937).
- [1932] В. К. Зворыкин, Электронооптические системы и их применения, *УФН*, 16, 814—836 (1936).
- [1933] A. Hull, *Phys. Rev.*, 18, 31 (1921); 23, 112 (1923); 25, 654 (1925). The Effect of an Uniform Magnetic Field on the Motion of Electrons between Coaxial Cylinders.
- [1934] С. В. Беллюстин, *ЖТФ*, 7, 829 (1937); 9, 742; 840, 857 и 1188 (1939); 10, 190 и 455 (1940); *Phys. Zs. d. Sowjetun*, 10, 251 (1936); *Journ. of Physics*, 1, 251 (1939); *ДАН СССР*, 26, 307 (1937).
- [1935] С. В. Беллюстин, О токах в вакууме, Диссертация на учёную степень д-ра физико-математических наук, Горьковский Институт Инженеров водного транспорта, рукопись, 1945 с обширным списком литературы.
- [1936] Г. А. Гринберг, *ЖТФ*, 12, 463 (1942). К теории прохождения электронного тока через триоды и многосеточные лампы и к обоснованию понятия управляющего напряжения при наличии в лампе объёмных зарядов (приближённый расчёт силы тока).
- [1937] С. Я. Брауде, *ЖТФ*, 10, 217 (1940); 15, 107 (1945). К вопросу о действии магнитного поля на пространственный заряд в плоском и цилиндрическом диодах.
- [1938] W. Schottky, *Archiv f. Elektrotechn.*, 8, 21 (1919).
- [1939] M. Abraham, *Archiv f. Elektrotechn.*, 8, 42 (1919).
- [1940] V. B. Vodges, *Phys. Rev.*, 24, 683 (1924); 25, 255 (1925).
- [1941] I. Hartshorn, *Wireless Engen.*, 8, 413 (1931).
- [1942] W. E. Benham, *Phil. Mag.* 11, 457 (1931); *Wireless Engen.*, 21, 320 (1944).
- [1943] J. Müller, *Zs. f. Hochfrequenz und Elektroakustik*, 41, 156 (1933); 46, 145 (1935).
- [1944] Ю. А. Кацман, *ЖТФ*, 8, 1824 (1938); *Электросвязь* № 7, 47 (1940).
- [1945] E. B. Moullin, *Journ. Inst. El. Eng.*, 81, 607 (1937).
- [1946] L. C. Peterson, *Techn. Journ. of the Bell Syst.*, 18, 465 (1939).
- [1947] M. Ponte et R. Warnecke, *L'Onde électrique*, 13, 432 (1934).

- [1948] D. H. Sloan and R. L. Thornton, *Rev. of Scient. Instr.*, **6**, No. 3. (1935).
- [1949] L. Mouromtzeff, A New Water Coupled Power Vacuum Tube, *PIRE*, **20**, No. 5—8 (1935).
- [1950] А. Л. Минц и Н. И. Оганов, *Извест. электротром. слабого тока*, № 10 (1935). Мощные генераторные разборные лампы.
- [1951] B. Lange, *Phys. Zs.*, **31**, 139, 964 (1930); *Naturwiss.*, **19**, 527 (1931).
- [1952] B. D. H. Tellegen, *Physika* (голландск.) **6**, 113—116 (1926). (Распределение эмиссионного тока с катода между сеткой и анодом.)
- [1953] M. Abraham, *Zs. f. techn. Phys.*, **6**, 437 (1925). (То же.)
- [1954] Г. В. Спивак и М. Е. Зребинь, *ДАН СССР*, **24**, 242 и 287 (1939).
- [1955] С. А. Богуславский, *Труды Гос. Эксперимент. Электротехнич. Института*, вып. 3, 18 (1924).
- [1956] J. J. Müller, *Rev. Gén. d'Électricité*, **42**, 389 (1937).
- [1957] E. G. Linder, *Journ. of Appl. Phys.*, **9**, 331 (1939).
- [1958] С. В. Беллюстин, *ЖТФ*, **9**, 1188 (1939).
- [1959] Habann, *Zs. f. Hochfrequenztechnik*, **24**, 115 (1924).
- [1960] K. Okabe, *PIRE*, **20**, 1741 (1932). Production of Intense Extra Short Electromagnetic Waves by a Split Anode Magnetron.
- [1961] E. S. Megaw, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, **72**, 326 (1933).
- [1962] A. Slutzkin and P. Lejako, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **2**, 579 (1932); **1**, 798 (1932).
- [1963] A. Slutzkin und Steinberg, *Ann. d. Phys.*, **1**, 658 (1932).
- [1964] A. A. Slutzkin, *Phys. Zs. d. Sowjetun*, **2**, 519 (1932).
- [1965] White, *Gen. El. Rev.*, **36**, 394 (1933).
- [1966] Cleeton and Williams, *Phys. Rev.*, **44**, 421 (1933); **45**, 234 (1934); **50**, 1091 (1936).
- [1967] McArthur and Spitzer, *PIRE*, **19**, 1911 (1931).
- [1968] G. R. Kilgore, *PIRE*, **20**, 1741 (1932); **24**, 1140 (1936).
- [1969] Muromtzeff, Kilgore and Noble, *Elektronics*, Sept. (1932), 278.
- [1970] Н. Ф. Алексеев и Д. Т. Маляров, *ЖТФ*, **10**, 1297 (1941); *PIRE*, **32**, 136 (1944). Генерация мощных колебаний при помощи магнетрона в сантиметровом диапазоне.
- [1970a] «Radar Technique». Обзор, статья *Wireless World*, **52**, 146 (May 1946).
- [1971] Muler, *Zs. f. Hochfrequenz*, **42**, 194 (1933).
- [1972] E. G. Linder, *PIRE*, **27**, 732 (1939). The Anode Tank-Circuit Magnetron.
- [1973] А. А. Слуцкий, *ЖТФ*, **5**, 632 (1935). Теория магнетронного генератора с разрезанным анодом.
- [1974] И. А. Вышинский, Е. А. Копилов, П. П. Лебяков, А. А. Слуцкий и А. Я. Усиков, *ЖТФ*, **5**, 844 (1935). Получение электромагнитных колебаний с длиной волны менее 50 см при помощи магнетронов с разрезанным анодом.
- [1975] В. М. Бовшеверов и М. Т. Грехова, *ЖТФ*, **5**, 69 (1935). Экспериментальное наблюдение пути электронов в магнетроне.
- [1976] M. Grechova, *Techn. Phys. of the USSR*, **8**, 633 (1936), Untersuchungen der Elektronbahnkurven im Magnetron.
- [1977] Г. А. Гринберг и В. С. Лукошков, *ЖТФ*, **5**, 1426 (1935).
- [1978] В. Лукошков и В. Ильинский, *ЖТФ*, **8**, 1996 (1938). Исследование природы образования отрицательного сопротивления в двухразрезном магнетроне.
- [1979] С. Я. Брауде и А. М. Иванченко, *ЖТФ*, **14**, 611, (1944). Магнетрон с сеточным управлением.
- [1980] А. А. Сивков, *ЖТФ*, **8**, 11 (1938). О приготовлении таллофидов методом Михельсона.
- [1981] В. Лукошков и В. Ильинский, *ЖТФ*, **8**, 1996 (1938).

- [1982] L. Brillouin, *Phys. Rev.*, **60**, 385 (1941); **62**, 166 (1942); **63**, 127 (1943), Theory of the Magnetron. Русский перевод в сборнике Теория магнетрона (по Брилюэну), Издательство Советское Радио, М., 1946.
- [1982a] F. Lüdi, *Helv. Phys. Acta* **19**, 59 (1943), Zur Theorie der geschlitten Magnetfeldröhre.
- [1982b] F. Lüdi, *Helv. Phys. Acta* **19**, 3 (1946), Zur Theorie des Magnetfeldgenerators für Mikrowellen.
- [1982в] F. Lüdi, *Helv. Phys. Acta* **17**, 429 (1944), Eigenfrequenzen des E-Typus eines kapazitätsbelasteten zylindrischen Hohlraumes.
- [1982г] В. И. Калинин, *Изв. А. Н. СССР, сер. физич.* **10**, 93 (1946). Основы общей теории генерирования электронных колебаний сверхвысоких частот.
- [1982д] В. И. Калинин и И. И. Вассерман, *Изв. А. Н. СССР, сер. физич.* К вопросу об электронных колебаниях магнетрона.
- [1982e] Leight Page and N. I. Adams Jr., *Phys. Rev.* **69**, 492 и 494 (1946) (Теория магнетрона).
- [1983] А. Н. Чернец, *ЖТФ*, **11**, 619 (1941). Теория магнетронного генератора с разрезанным анодом.
- [1984] М. О. Гуревич, *ЖТФ*, **11**, 753 (1941). Новый тип вольфрамового катода для магнетронов.
- [1985] Е. П. Сытая, *ЖТФ*, **11**, 762 (1941). Влияние параметров питания на частоту колебаний в разрезанном магнетроне.
- [1986] М. Т. Грехова, В. И. Гапонов, Р. П. Васильев, *ЖТФ*, **11**, 1146 (1941). Магнетронный генератор с концентрической линией.
- [1987] С. Я. Брауде, *ЖТФ*, **10**, 1993 (1940); **13**, 431 (1943); **14**, 328 (1944). Влияние внешней э. в. с. на магнетрон с разрезанным анодом.
- [1988] В. Л. Грановский, Демонизация разреженного газа. Сборник «Электронные и ионные приборы», под редакцией П. В. Тимофеева, Труды ВЭИ, вып. **41**, стр. 98—139, Госэнергоиздат, М.—Л., 1940.
- [1989] В. Л. Грановский, *Journ. of techn. Phys. USSR*, **8**, 76 (1944); **3**, 145 (1940). *ДАН СССР*, **23**, 880 (1939); **26**, 873 (1940); **28**, 37 (1941).
- [1990] A. W. Hull, *G. E. Rev.* **32**, 213 и 390 (1929). (Тиратроны.)
- [1991] A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.*, **13**, 303 (1932). (Тиратроны.)
- [1992] E. L. E. Wheatcroft, *Phil. Mag.*, **26**, 684 (1938). Prestriking Conditions in a Thyatron.
- [1993] A. L. Whiteley, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, **78**, 516 (1936). (Обзорная статья о тиратронах.)
- [1994] E. Lübcke, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 61 (1933). (Управление разрядом при помощи сетки.)
- [1995] Н. Н. Петухов, *ЖТФ*, **11**, 235 (1941). Об обратных зажиганиях в ртутных выпрямителях (до 1000 А).
- [1996] В. Грановский и Л. Ревердатто, *ЖТФ*, **14**, 324 (1944), Некоторые явления в дуге ртутного выпрямителя.
- [1997] В. Грановский и Л. Ревердатто, *ЖТФ*, **14**, 314 (1944). Обратные токи многофазного ртутного выпрямителя.
- [1998] G. Wehner, *Zs. f. techn. Phys.*, **21**, 53 (1940). Die periodische Löschung und Steuerung eines Quecksilberdampfogens mit Glittern im Plasma.
- [1999] H. T. Ramsay, *G.E.C. Journ.*, **10**, 53 (1939). The High Power Hot Cathode Mercury Vapour Rectifier.
- [2000] I. Siepfan and L. Ludwig, *Transactions Amer. Inst. Electr. Eng.* **52**, 693 (1933). New Method of Starting an Arc.
- [2001] J. M. Cage, *Gener. Electr. Rev.* за 1935, стр. 38 и 464.
- [2002] L. Mierdel, *Wissensch. Veröff. a. d. Siemens Werken*, **15**, 35 (1936).

- [2003] А. Ф. Иоффе, *Техника физического эксперимента*, Госиздат, М. — Л., 1929.
- [2004] Векслер, Грошев и Добротин, *Экспериментальные методы ядерной физики*, Издательство А. Н. СССР, 1940.
- [2005] S. Werner, *Zs. f. Phys.*, **90**, 384 (1934); **92**, 705 (1934).
- [2006] A. v. Hippel, *Zs. f. Phys.*, **97**, 445 (1935).
- [2007] Henning und Schade, *Zs. f. Phys.*, **90**, 605 (1934).
- [2008] R. Schade, *Phys.*, *Zs.* **39**, 908 (1938).
- [2009] A. N. May, *Proc. Phys. Soc.*, **51**, 26 (1939). Extinction of Discharges in Geiger-Müller Counters.
- [2010] W. Christoph, *Ann. d. Phys.*, **26**, 145 (1936).
- [2011] A. Trost, *Zs. f. Phys.*, **105**, 399 (1937).
- [2012] M. Cosynset J. de Bruyn, *Bull. Acad. Roy. Belgique* (14 April), **371** (1934).
- [2013] Medicke, *Ztsr. f. Phys.*, **103**, 76 (1936).
- [2014] W. D. Spatz, *Phys. Rev.*, **64**, 236 (1943). Factors Influencing the Plateau Characteristics of Self-Quenching Geiger-Müller Counters.
- [2015] Evans and Mugele, *Rev. Sc. Instr.*, **7**, 441 (1936).
- [2016] O. S. Duffendack, H. Lifschutz and M. M. Slawsky, *Phys. Rev.* **51**, 1027 (1937); **52**, 1231 (1937). Production, Characteristics and Reliability of Geiger-Müller Counters.
- [2017] H. Lifschutz and O. S. Duffendack, *Phys. Rev.* **54**, 714 (1938). The Counting Losses in Geiger-Müller Counter Circuits and Records.
- [2018] G. L. Locher, *Phys. Rev.*, **55**, 675 (1939). The Design and Construction of Reliable Geiger-Müller Counters.
- [2019] A. N. May, *Proc. Phys. Soc., London*, **51**, 26 (1939). Extinction of Discharges in Geiger-Müller Counters.
- [2020] J. N. Shive, *Phys. Rev.*, **56**, 579 (1939). Practice and Theory of Modulation of Geiger Counters.
- [2021] A. Jodlbauer, *Zs. f. Phys.*, **92**, 116 (1934). Der dunkle Vorstrom- und Zählrohrwirkung der zylindrischen Entladung bei Atmosphärendruck.
- [2022] J. A. Simpson, Jr., *Phys. Rev.* **66**, 39 (1944). Reduction of the Natural Insensitive Time in G.-M. Counters.
- [2023] S. A. Korff and R. D. Prescott, *Phys. Rev.*, **65**, 253 и 274 (1944). On the Role of Polyatomic Gases in Fast Counters.
- [2024] H. G. Stever, *Phys. Rev.*, **61**, 38 (1942). Discharge Mechanism of Fast G.-M. Counters from the Dead Time Experiment.
- [2025] T. P. Kohman, *Phys. Rev.*, **65**, 63 (1944). Counter Corrections at High Counting Rates.
- [2026] R. T. K. Murray, *Phys. Rev.*, **65**, 63 (1944). Recording Ions and Electrons in a Gas with a Geiger-Müller Counter.
- [2027] G. D. Rochester and L. Janossy, *Phys. Rev.*, **63**, 52 (1943). Preparation and Efficiency of the Fast Geiger-Müller Counters.
- [2028] S. A. Korff, *Rev. of. Mod. Phys.*, **14**, No. 1 (1942). The Operation of Proportional Counters.
- [2029] P. Weisz, *Phys. Rev.*, **62**, 477 (1942). Note on the Nature of the Gas Mixture in Self Quenching Geiger-Müller Tubes.
- [2030] M. H. Wilkening and W. R. Kanne, *Phys. Rev.*, **62**, 534 (1942). Localization of the Discharge in G.-M. Counters.
- [2031] C. G. Montgomery and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.*, **57**, 1030 (1940). The Discharge Mechanism of Geiger-Müller Counters.
- [2032] Seidelbach, *Electrotechn. Zs.*, **56**, 299 (1935).
- [2033] A. Hinzpeter, *Hochfrequenztechn. und Elektroakust.*, **48**, 56 (1936).
- [2034] А. Парфентьев, *ЖТФ*, **9**, 1433 (1939). Исследование катодного осциллографа тлеющего разряда.

- [2035] N. R. Campbell, *Photoelectric Cells and their Applications*, London, 1960.
- [2036] Weiss, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 623 (1936); *Fernsehen und Tonfilm*, **4**, 41 (1936).
- [2037] T. W. Case, *Phys. Rev.*, **15**, 290 (1917).
- [2038] W. W. Coblentz, *Bullet. of the U. S. Bureau of Standards*, **16**, 254 (1920).
- [2039] I. Kaplan, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, **14**, 253 (1927).
- [2040] R. M. Holme and N. L. Walbridge, *Phys. Rev.*, **33**, 281 (1929).
- [2041] W. Schottky, *Phys. Zs.*, **31**, 913 (1930).
- [2042] O. V. Anwers und H. Kerschbaum, *Ann. d. Phys.*, **7**, 129 (1930).
- [2043] H. Kerschbaum, *Naturwiss.*, **18**, 832 (1930).
- [2044] П. В. Тимофеев, *ЖТФ*, **10**, 47 (1940). Фотоэлементы с многокаскадным усилением фототока при помощи вторичной эмиссии электронов.
- [2045] П. В. Тимофеев и Е. Г. Кормакова, *ЖТФ*, **10**, 63 (1940). О движении электронов между двумя плоскими электродами, расположенными под углом.
- [2046] J. S. Allen, *Phys. Rev.*, **55**, 966, 1133 (1938). The Detection of Single Positive Ions, Electrons and Photons by a Secondary Electron Multiplier.
- [2047] F. Preisach, *Wireless Engineer*, **16**, 169 (1939). Noise Reduction by Means of Photoelectric Multipliers.
- [2048] Ю. Л. Маслаковец, *ЖЭТФ*, **10**, 393 (1940). Распределение скоростей фотоэлектронов в фотоэлементах с запирающим слоем и механизм действия таких фотоэлементов.
- [2049] C. G. Fink and J. S. Mackey, *Trans. of the Electrochem. Soc.*, **77**, 299 (1940). Photoelectric Cells Sensitive to Long Wavelength Radiation (70 000 Å; применение Bi_2S_3).
- [2050] Е. Пудейко, *ЖТФ*, **11**, 485 (1941). Селеновый фотоэлемент для световых измерений.
- [2051] F. Rother und H. Bomke, *Phys. Zs.*, **35**, 692 (1934). Ueber Entladungsformen in gasgefüllten Photozellen.
- [2052] R. Geballe, *Phys. Rev.*, **66**, 316 (1944). The Production of Photons Relative to Ionization by Collision in a Townsend Gap (определение коэффициента θ Лёба в H_2).
- [2053] W. Kluge, *Zs. f. techn. Phys.*, **16**, 184 (1935). (Обзорная статья по фотоэлементам.)
- [2054] И. И. Славин, *ЖТФ*, **11**, 645 (1941). Катодный осциллограф для исследования нестационарных колебаний.
- [2055] И. С. Стекольников, Катодный осциллограф, Госэнергоиздат, М. (1934).
- [2056] М. Ардине, Электроионлучевые трубки и их применение в технике слабых токов, Радиоиздат, М., 1936.
- [2057] Е. Альберти, Катодный осциллограф ГТТИ, М. — Л., 1933.
- [2058] R. G. E. Hutter, *Phys. Rev.*, **67**, 248 (1945). The Electronoptics of Mass-Spectrographs and Velocity Focussing Devices.
- [2059] Дж. Б. Джонсон, Катодный осциллограф, *УФН*, **12**, 691—717 (1932).
- [2060] F. P. Burch and Q. V. Whelpor, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, **71**, 350 (1932). Technique of the High Speed Cathode Ray Oscillograph.
- [2061] Н. С. Хлебников, *УФН*, **24**, 293—296 (1940). Новейшие усовершенствования иконоскопов.
- [2062] В. К. Зворыкин, *УФН*, **14**, 778—807 (1934). Телевидение.
- [2063] E. G. Ramberg and G. A. Morton, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 465 (1939), *Electron Optics*. (Обзор.)
- [2064] C. J. Calbick, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 685 (1944). Historical Background of Electron Optics.

- [2065] E. Brüche, *Arch. f. Elektrotechn.*, **29**, 79 (1935). Die Grundlagen der angewandter geometrischer Elektronenoptik. (Обзорная статья.)
- [2066] Cotte, *Annales de Physique*, **10**, 333 (1938). (Обзорная статья по электронной оптике.)
- [2067] А. Г. Власов, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 235 (1944). Магнитная линза с минимальной сферической аберрацией.
- [2068] А. Г. Власов, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 240 (1944). Расчёт полей простейших электростатических линз.
- [2069] В. С. Лукошков, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 243 (1944). Некоторые электростатические свойства сеточных электродов.
- [2070] J. Dosse, *Zs. f. Phys.*, **115**, 530 (1940). Theoretische und experimentelle Untersuchungen über Elektronenstrahler.
- [2071] J. R. Pierce, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 715 (1939). О предельно возможной плотности тока в электронном пучке.
- [2072] E. Ruska und H. O. Müller, *Zs. f. Phys.*, **116**, 366 (1940). Ueber Fortschritte bei der Abbildung elektronenbestrahlten Oberflächen.
- [2073] H. S. Stefaniak, *Ann. d. Phys.*, **37**, 541 (1940). Messung der Aufbauzeit von gaskonzentrierten Elektronenstrahlen.
- [2074] G. N. Plass, *Journ. of Appl. Phys.*, **13**, 49 (1942). Electrostatic Electron Lenses with a Minimum of Spherical Aberration.
- [2075] A. M. Skelliet, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 704 (1944). The Magnetically Focused Radial Beam Vacuum Tube.
- [2076] Г. А. Гринберг, *ЖТФ*, **13**, 361 (1943). Основы общей теории фокусирующего действия статических электрических и магнитных полей.
- [2077] M. Ardenne, *Zs. f. Phys.*, **115**, 339 (1940). (Электронный микроскоп).
- [2078] V. K. Zworykin and J. Hiller, *Journ. of Appl. Phys.*, **14**, 658—673 (1943). A Compact High Resolving Power Electron Microscope. (Подробное описание.)
- [2079] A. Bibliography of Electron Microscopie Compiled by C. Morton and S. Sass, *Journ. of Appl. Phys.* **14**, 522—531 (1943); **15**, 575—579 (1944); **16**, 373—378 (1945).
- [2080] В. Н. Верцнер, *Изв. АН СССР*, сер. Физич., **8**, 232 (1944). Электронный микроскоп Государственного Оптического Института.
- [2081] Н. Д. Моргулис, *УФН*, **17**, 504—528 (1937). Электронооптические исследования катодов.
- [2082] E. Brüche und H. Johanson, *Ann. d. Phys.*, **15**, 145 (1932). Kinetographische Elektronenmikroskopie von Oxydkathoden.
- [2083] С. Л. Пупко, *УФН*, **24**, 487—513 (1940). Электронный микроскоп (со списком литературы).
- [2084] Н. Д. Моргулис и А. Т. Нагорский, *ЖЭТФ*, **7**, 483 (1937). К вопросу об электронооптическом исследовании оксидных катодов.
- [2085] F. Keller and A. H. Gelsler, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 696 (1944). Extending Microscopic Examination of Metals.
- [2086] R. C. Williams and R. W. G. Wyckoff, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 712 (1944). The Thickness of Electron Microscopic Objects.
- [2087] L. Marton, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 726 (1944). Stereoscapy with the Electron Mikroscope.
- [2088] B. D. Hindenreich and L. Sturkey, *Journ. of Appl. Phys.*, **16**, 97 (1945). Crystal Interference Phenomena in Electron Microscope Images.
- [2089] L. Marton and R. G. E. Hutter, *Phys. Rev.*, **65**, 161 (1944). On Apertures of Transmission Type Electron Magnetic Lenses.
- [2090] I. M. Abrams and J. W. Mc Benn, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 607 (1944). Closed Cell for Electron Microscopy.

- [2091] G. B. Levy, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 623 (1944). Dark Field Illumination in Electron Microscopy.
- [2092] J. Hillier and R. F. Baker, *J. of Appl. Phys.*, **16**, 469 (1945). A Discussion of the Illuminating System of the Electron Microscope.
- [2093] W. Glaser, *Zs. f. Phys.*, **121**, 647 (1943). Bildenstehung- und Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops vom Standpunkt der Wellenmechanik.
- [2094] C. H. Bachman and S. Ramo, *Journ. of Appl. Phys.*, **14**, 69, 155 (1943). Electrostatic Electron Microscopy.
- [2095] E. E. Fallam, *Journ. of Appl. Phys.*, **14**, 677 (1943). Magnification Calibration of the Electron Microscope.
- [2096] R. D. Heidenreich and L. A. Matheson, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 423 (1944). Electron Microscopic Determination of Surface Elevations and Orientations.
- [2097] R. G. Picard, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 678 (1944). Studies with the Electron Microscope Diffraction Adapter. (Объединение электронного микроскопа с электронографическим анализом.)
- [2098] Е. М. Студенков, *УФН*, **23**, 417—441 (1940). Электроннолучевые генераторы ультравысоких частотных колебаний.
- [2099] R. H. and S. F. Varian, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 321 (1939). (Клайстрон и румбатрон.)
- [2100] W. W. Hansen, *Journ. of Appl. Phys.*, **9**, 654 (1938). (Эндовибраторы.)
- [2101] D. L. Webster, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 864 (1939). The Theory of Klystron Oscillations.
- [2102] С. Д. Гвоздовер, *Изв. АН СССР, сер. Физич.*, **8**, 267 (1944). Прохождение высокочастотных токов через электронные приборы.
- [2103] E. U. Condon, *Rev. of Mod. Phys.*, **14**, 341—389 (1942). Principles of Micro-Wave Radio (1 м — 1 мм; обзорная статья).
- [2104] A. E. Harrison, *Journ. of Appl. Phys.*, **15**, 704 (1944). (Отражательные клистроны.)
- [2105] С. Гвоздовер и Л. Лошаков, *Учён. Зап. МОЛГУ*, вып. **74**, Физика I, 87 (1944). О самовозбуждении электромагнитных колебаний в клистроне.
- [2106] Я. П. Терлецкий, *Учён. Зап. МОЛГУ*, вып. **77**, Физика III (1945) 142. Расчёт условий возбуждения электроннолучевого генератора с тормозящим полем.
- [2107] Я. П. Терлецкий, *Учён. Зап. МОЛГУ*, вып. **77**, Физика III, 152 (1945). Вычисление стационарной амплитуды для простейшего электроннолучевого генератора с тормозящим оомем.
- [2108] D. Middleton, *Phys. Rev.*, **63**, 352 (1943). Ultra High Frequency Oscillations of Cylindrical Cavity Resonators Containing Two and Three Dielectric Media.
- [2109] K. R. Makinson, *Phil. Mag.*, **35**, 355 (1944). Two Methods of Measuring Ultra High Frequency Electric Fields.
- [2110] А. Л. Драбкин, *ЖТФ*, **12**, 610 (1942). Сравнение распространения электромагнитных волн в свободном пространстве и по радиогиду.
- [2111] А. Л. Драбкин, *ЖТФ*, **12**, 614 (1942). Об э. в. с. в приёмном проводе внутри цилиндрического радиогидра.
- [2112] А. Л. Драбкин, *ЖТФ*, **12**, 621 (1942). Проводник внутри цилиндрического радиогидра как элемент связи.
- [2113] W. Hahn and G. F. Metcalf, *PIRE*, **27**, 106 (1939). (Электроннолучевой генератор.)

- [2114] Я. П. Терлецкий, А. А. Власов и С. Д. Гвоздовер, *ЖЭТФ*, **13**, 104 (1943). Области длин волн электромагнитных колебаний, возбуждаемых электроннолучевыми генераторами типа Ханна
- [2115] В. П. Гуляев, *ЖТФ*, **11**, 101 (1941). К теории клистрона.
- [2116] В. Я. Савельев, *ЖТФ*, **10**, 1365 (1940). (То же.)
- [2117] F. Lüdi, *Helv. Phys. Acta*, **13**, 122 (1940). Der Ultrakurzwelligengenerator mit Phasenfocussierung. (Klystron).
- [2118] Л. Н. Лошаков, *ЖТФ*, **15**, 129 (1945). К теории электроннолучевого генератора.
- [2118a] «Клистрон», Изд. Советское радио, М. 1946.
- [2118б] С. Гвоздовер и В. Лопухин, *ЖЭТФ*, **16**, 528 (1946). Теория монотрона.
- [2118в] С. Гвоздовер и В. Лопухин, *Изв. АН СССР, сер. Физич.*, **10**, 29 (1946). О самовозбуждении эндовибратора, пронизываемого электронным потоком.
- [2118г] С. Д. Гвоздовер, *Изв. А. Н. СССР сер. Физич.*, **10**, 75 (1946). Самовозбуждение отражательного клистрона.
- [2118д] Л. Н. Лошаков и С. Д. Гвоздовер, *Изв. АН СССР, сер. Физич.*, **10**, 79, (1946). Теория одноконтурного продольного клистрона.
- [2118е] В. М. Лопухин, *Изв. АН СССР, сер. Физич.*, **10**, 111 (1946). Простейший расчёт некоторых эндовибраторов.
- [2119] А. Л. Ходаков, *ЖТФ*, **11**, 767 (1941). Электромметр для измерения напряжений в метровом диапазоне волн.
- [2120] H. Schöber und H. Jung, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 84 (1936).
- [2121] J. H. Partridge, *Journ. Soc. Glass. Techn.*, **19**, 266 (1935).
- [2122] R. C. Chirnside, *Journ. Soc. Glass. Techn.*, **19**, 279 (1935).
- [2123] W. Uytterhoeven et C. Verburg, *C. R.*, **201**, 647 (1936).
- [2124] Kohler und Rompe, Die elektrischen Leuchtröhren, Braunschweig (1933).
- [2125] L. J. Buttolf, *Journ. O. S. A.*, **29**, 124 (1939).
- [2126] S. B. Gaylor, *Gen. El. Rev.*, **42**, 102 (1939, March).
- [2127] J. E. Stanworth, *Soc. Glass. Technol., Journ.*, **23**, 268 (1939). (Специальные стёкла для аргонных ламп.)
- [2128] R. Rompe, (S. A.) *Licht und Lampe*, **29**, 27 (1934); *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 21 (1936).
- [2129] P. Clausen, *Physica*, **2**, 731 (1935).
- [2130] G. H. Wilson, E. L. Damant and J. M. Waldram, *Journ. Inst. Elektr. Eng.*, **79**, 241 (1936).
- [2131] W. Elenbaas and W. de Groot, *Physica*, **2**, 807 (1935).
- [2132] F. Lauster, *Elektrot. Zs.*, **57**, 517 (1936).
- [2133] R. Rompe und W. Thouret, *Phys. Zs.*, **37**, 803 (1936); **39**, 994 (1938); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 377 (1936).
- [2134] In. G. B. Van der Werfhorst, *Bullét. Assoc. Suisse des Électriciens*, **27**, 887 (1936).
- [2135] D. S. Gustin, *Trans. of the Illumin. Eng. Soc.*, **32**, 282 (1937).
- [2136] E. G. Dorgelo, *Philipp's Techn. Rundschau*, **2**, 165 (1937), No. 6, Wassergekühlte Quecksilberdampflampen.
- [2137] F. B. Noel, *Journ. of Appl. Phys.*, **11**, 325—336 (1940). The Development of Water Cooled Quartz Mercury Lamps.
- [2138] E. Hasche, *ETZ*, **59**, 119 (1938). (Старение кварцевых ламп.)
- [2139] J. Kern und H. Krefft, *Phys. Zs.*, **39**, 947 (1938). (Многоэлектродные шаровые лампы СВД).
- [2140] H. Krefft, *Zs. f. techn. Phys.*, **19**, 345 (1938).
- [2141] V. J. Francis and G. H. Wilson, *Trans. Illum. Eng. Soc., London*, **4**, 59—75—80 (Apr. 1939); *Light and Lighting*, **39**, 97 (May 1939).
- [2142] G. Heller, *Philipp's Techn. Rundschau*, **1**, 129 (1936, No. 5).

- [2143] R. Rompe und P. Schulz, *Zs. f. Phys.*, **108**, 654 (1938).
- [2144] H. K. Bourne, *Journ. Britisch. Kinematographic. Soc.*, **4**, 15—38 (1941, No. 1). Characteristics of Electric Discharge Lamps for Projection.
- [2145] M. Pirani, *Elektrotechn. Zs.*, **51**, 889 (1930); *Technisch. Wissensch. Abhandl. aus dem Osram-Konzern*, **11**, 33 (1931).
- [2146] N. L. Harris and Jenkins, *G. E. C. Journal (England)* **2**, 63, No. 2 (August 1931).
- [2147] H. Krefft, H. Reger und R. Rompe, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 242 (1933).
- [2148] H. Krefft und M. Pirani, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 393 (1933).
- [2149] W. Uyterhoeven, J. Brugnes et C. Verburg, *C. R.* **196**, 1653 (1933).
- [2150] W. Gerlach und K. Sieberg, *Zs. f. Phys.*, **90**, 37 (1934).
- [2151] H. Krefft, *Phys. Zs.*, **35**, 978 (1934).
- [2152] S. Dushman, *G. E. R.*, **37**, 260 (1934).
- [2153] N. T. Gordon, *G. E. R.*, **37**, 338 (1934).
- [2154] W. F. Westendarp, *G. E. R.*, **37**, 368 (1934).
- [2155] R. Gordon, Fonda and A. H. Joung, *G. E. R.*, **37**, 331 (1934).
- [2156] S. Dushman, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, **27**, 1 (1937) (обзорная статья).
- [2157] R. C. Kelting and L. J. Buttolph, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.* **33**, 643 (1938). (Пругные лампы низкого давления.)
- [2158] H. Krefft, K. Larche und F. Rössler, *Phys. Zs.*, **37**, 800 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 374 (1936).
- [2159] J. B. McMath, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.*, **33**, 619 (1938), Development and Use of Gaseous Conductor Tubes.
- [2160] J. Kern, *Zs. f. Phys.*, **114**, 552, (1939). (Теория процессов пругного разряда при больших давлениях и переменных токах.)
- * [2161] W. Uyterhoeven, J. Brugnes et C. Verburg, *C. R.*, **196**, 1653 (1933). L'émission de lumière par un mélange de gaz et de vapeur dans la colonne positive d'une décharge lumineuse.
- [2162] B. T. Barner, W. E. Forsythe and W. J. Karasch, *G. E. R.*, **42**, 540 (1939). (Спектральное распределение излучения ламп различных типов.)
- [2163] C. G. Found, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.*, **33**, 161 (Febr. 1938). (Обзор явлений в газосветных лампах.)
- [2164] A. Claude, *C. R.*, **203**, 1203 (1936), Sur la production de la lumière blanche à l'aide d'un tube luminescent unique.
- [2165] M. Laporte, *C. R.*, **203**, 1341 (1936); *Journ. de Phys. et le Radium*, **8**, 125 (1937); Production de la lumière blanche par luminescence électrique des gaz, *C. R.*, **204**, 240 (1937) (ксенон).
- [2166] V. Tomberg, *Strahlentherapie*, **59**, 371 (1937). (Высокочастотная ультрафиолетовая лампа, питаемая от коротковолнового передатчика.)
- [2167] Lichterzeugung und Lichtumwandlung durch Leuchtphosphore, *Licht und Lampe*, **24**, 158 (1935).
- [2168] E. Tide, *Chem. Zs.*, **59**, 105 и 127 (1935).
- [2169] W. H. Kohl, *Canad. Journ. Research.*, **13**, 126 (1936).
- [2170] S. Rothschild, *Phys. Zs.*, **37**, 757, 1936; **35**, 557 (1934).
- [2171] H. Fischer, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 337 (1936).
- [2172] A. Rüttenauer, *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 384 (1936).
- [2173] R. Frerichs, *Naturwiss.*, **26**, 681 (1938). (Обзорная статья по физике люминофоров.)
- [2174] A. Claude, *Bull. Soc. Franc. Electr.*, **9**, 309 (1939). (Обзорная статья.)
- [2175] G. R. Fonda, *Trans. A. I. E. E.*, **57**, 677 (1938). Fundamental Principles of Fluorescence. (Обзор.)

- [2176] N. Riehl, *Ann. d. Phys.*, **30**, 636 (1937), Aufbau und Wirkungsweise leuchtfähiger Zinksulfide und anderer Luminophore.
- [2177] M. Servigne, *C. R.*, **203**, 581 (1936). Sur la luminescence de substances solides provoquée par excitation directe dans une ampoule à gaz de Geissler.
- [2178] M. Servigne, *C. R.*, **203**, 1247 (1936). (Получение белого света при помощи люминофоров.)
- [2179] A. Rüttenauer, *Phys. Zs.*, **37**, 810 (1936); *Zs. f. techn. Phys.*, **17**, 964 (1936), *S. A. Licht* **7**, 4 (1937), Ueber die Anregung der Phosphore in der Neonentladung.
- [2180] K. Kamm, *Ann. d. Phys.*, **30**, 333 (1937), Ueber die Zinksulfid-Cadmiumsulfid Phosphore.
- [2181] A. Rüttenauer, *Zs. f. techn. Phys.*, **19**, 148 и 359 (1938). (О выходе люминесценции цинк-силикат-фосфора.)
- [2182] J. W. Marden and G. Meister, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.*, **34**, 503, 1095 (1939). Effects of Impurities on Fluorescent Compounds.
- [2183] G. R. Fonda, *Journ. Phys. Chem.*, **43**, 561 (1939). *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 408 (1939). (Силикатные фосфоры; силикат пинка.)
- [2184] H. W. Leverenz and F. Seitz, *Journ. of Appl. Phys.*, **10**, 479 (1939). Luminescent Materials.
- [2185] N. Riehl und M. Schön, *Zs. f. Phys.*, **114**, 682 (1939). Der Leuchtmechanismus von Kristallphosphoren.
- [2186] A. Claude, *C. R.*, **207**, 1206 (1938) (люменесцентные лампы).
- [2187] J. W. Marden, N. C. Beese and G. Meister, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.*, **34**, 55 (1939). (Влияние внешней температуры на флуоресцентные лампы.)
- [2188] G. E. Juman, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.*, **34**, 55 (1939). (Параметры флуоресцентных ламп.)
- [2189] R. P. Johnson, *J. Opt. Soc. Am.*, **29**, 387 (1939). (Модельная теория фосфоресценции.)
- [2190] G. W. Ryde, *Trans. Illum. Eng. Soc., London*, **3**, 114 (Aug. 1938), Luminescent Materials and Application to Light Sources.
- [2191] S. G. Hibben, *Electr. Journ.*, **35**, 269 (1938).
- [2192] H. G. Jenkins and C. D. Brown, *G. E. C. Journ.*, **9**, 163 (Aug. 1938).
- [2193] M. Schön, *Phys. Zs.*, **39**, 940 (1938). (Теория фосфоресценции.)
- [2194] A. Schleede und B. Bartels, *Phys. Zs.*, **39**, 936 (1938). (Зависимость фосфоресценции от времени облучения.)
- [2195] W. de Groot, *Physica*, **6**, 275 (1939). Luminescence Decay and Related Phenomena.
- [2196] F. A. Kröger, *Physica*, **6**, 869 (1939). Luminescence and Absorption of ZnS-MnS Mixed Crystals (там же, стр. 764 — цинк-силикат).
- [2197] R. N. Thager and B. T. Barnes, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **29**, 131 (1939), Basis for High Efficiency in Fluorescent Lamps.
- [2198] A. B. Oday and K. F. Cissel, *Trans. Amer. Illum. Eng. Soc.*, **34**, 1165 (1939).
- [2199] H. G. Jenkins and J. N. Bowtell, *Trans. Farad. Soc.*, **35**, 1 (Jan. 1939), The Ratio of Primary to Secondary Light Emitted in Fluorescent Discharge Tubes Containing Neon.
- [2200] J. Marden and Cr. Meister, *Illum. Eng. No.* **16**, 1285 (1941). High and Low Voltage Fluorescent Lamps.
- [2201] E. W. Beggs, *Lighting and Lamps*. (Sept. 1942), стр. 22.
- [2202] М. К. Иванова, *ЖТФ*, **11**, 1140 (1941). (Низковольтная водородная дуговая лампа.)
- [2203] R. Fox, J. A. Hipple and T. W. Williams, *Phys. Rev.*, **65**, 353 (1944). Mass-Spectrometer with a Small Magnet.
- [2204] R. G. E. Huttes, *Phys. Rev.*, **67**, 248 (1945). The Electron Optics of Mass-Spectrographs and Velocity Focussing Devices.

- [2205] И. Маттаух, Методы и результаты исследования изотопов, *УФН*, **15**, 85—127 (1935).
- [2206] Астон, Изотопы, перевод с 1-го английского издания, Mathesis, Одесса, 1924.
- [2207] F. W. Aston, Mass-spectra and Isotopes, London, 1933.
- [2208] *Journ. of Appl. Phys.*, **13**, No. 9 (Sept. 1942), посвященный новейшим типам масс-спектрографа со списками литературы.
- [2209] С. Калашников и А. Предводителев, *Ж. Прикл. физ.* VII, вып. 1, 127; вып. 2, 109 (1930). (Обзор физических явлений, лежащих в основе действия электрофильтров.)
- [2210] S. Kalaschnikoff, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 267 (1933).
- [2211] Р. Ладенбург, Электрическая очистка газов в книге Эйкен, Электрические и магнитные способы разделения материалов, стр. 42—102, ОНТИ, Харьков, 1938.
- [2212] W. Deutsch, *Zs. f. techn. Phys.*, **7**, 623 (1926). Die Reinigung der Gase durch Stossionisation.
- [2213] R. Seeliger, *Zs. f. techn. Phys.*, **7**, 49 (1926). (Физические основы электрической очистки газов.)
- [2214] Шнеерсон и Егоров, Электрическая очистка газов, Госхимиздат, 1933.
- [2215] G. Mierdel, *Zs. f. techn. Phys.*, **15**, 169 (1934). (Физические основы электрической очистки газов.)
- [2216] G. Mierdel und R. Seeliger, *Trans. Farad. Soc.*, **32**, 1284—1289 (1936). (То же.)
- [2217] C. A. Meek and R. Wistanley Lunt, *Trans. Farad. Soc.*, **32**, 1273—1284 (1936). The Energy Efficiency of Ionisation in Electrical Precipitation.
- [2218] A. Delasable, *Rev. Gén. d'Électr.*, **45**, 851—860 (1939).
- [2219] М. Н. Буров, Народно-хозяйственное значение очистки промышленных газов, в сборнике: *Труды Совещания по очистке промышленных газов*, стр. 2—5, Металлургиздат, 1941.
- [2220] Б. Л. Шнеерсон, Электрический, химический, механический методы очистки промышленных газов, там же, стр. 5—12.
- [2221] С. П. Жебровский, Физические основы электрической очистки газов, там же, стр. 75—89.
- [2222] А. М. Цвиллинг, Электрическая очистка дымовых газов, там же, стр. 124—144.
- [2223] H. Rohman, *Zs. f. Phys.*, **17**, 253 (1923).
- [2224] M. Pauthenier et Mme Moreau-Hanot, *Journ. d. Phys. et le Radium*, **3**, 590 (1932); *C. R.* **195**, 213 (1932).
- [2225] M. Pauthenier, *Rev. Gén. d'Électr.*, **45**, 588 (1936).
- [2226] W. Deutsch, *Ann. d. Phys.*, **68**, 335 (1922); **4**, 823 (1930); *Zs. f. techn. Phys.*, **6**, 420 (1925).
- [2227] P. Arndt und H. Kallman, *Zs. f. Phys.*, **35**, 421 (1926).
- [2228] R. Ladenburg, *Ann. d. Phys.*, **4**, 863 (1930); **14**, 510 (1932).
- [2229] Н. А. Капцов, *Учён. Зап. МОЛГУ*, т. 75, Физика, вып. 2, кн. 2а, 81 (1945).
- [2230] G. Mierdel und R. Seeliger, *Archiv f. Elektrotechn.*, **29**, 149 (1935).
- [2231] W. Deutsch, *Ann. d. Phys.*, **10**, 847 (1931).
- [2232] С. П. Жебровский, Н. Ф. Олофинский, П. М. Рывкинд и Е. М. Балабанов, *Журн. Электричество*, № 4, 29 (1940).
- [2233] Е. М. Балабанов, Физические основы сепарации материалов при помощи коронного разряда, *Диссертация НИИФ МОЛГУ*, 1945.
- [2234] R. Rüdenberg, *Elektrische Schaltvorgänge*, 3-е изд., Springer, 1933.
- [2235] F. Kesserling und F. Koppelman, *Archiv f. Elektrotechn.*, **29**, 1 (1935). Das Schaltproblem der Hochspannungstechnik.

К ГЛАВЕ XXIV

- [2236] M. Knoll, F. Ollendorf und R. Rompe, Gasentladungstabellen, Springer, 1935.
- [2237] P. T. Бердж, *Rev. of Mod. Phys.*, **13**, 233 (1941); *УФН*, **26**, 74—86 (1944). Новая таблица значений общих физических констант (состояние на август 1941 г.).
- [2238] Физический словарь, Главн. редактор проф. П. Н. Бeldков, ОНТИ, М., 1937.
- [2239] H. A. Jones, I. Langmuir and G. M. J. Mackay, *Phys. Rev.*, **30**, 201 (1927); Rates of Evaporation and Vapour Pressures of W, Mo, Pt, Ni, Fe, Cu and Ag.
- [2240] I. Langmuir, *Journ. of Frankl. Inst.*, **182**, 742 (1916).
- [2241] R. W. Ditchburn and J. C. Gilmour, *Rev. of Mod. Phys.*, **13**, 310 (1941), The Vapour Pressure of Monoatomic Vapours.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Азота фиксация 638
- Азот активный 373—374, 631
- Активация азота 633
 - кислорода 633
- Анализ масс-спектрографический 631, 641
- Анодное падение потенциала 462, 508
 - тёмное пространство 439
 - части разряда 462, 463
- Аномальная связь 317, 328, 359
- Астоново тёмное пространство 438, 442
- Атомарные газы 631
- Атомный водород 674
 - остаток 315
- Атмосферики 577
- Атомы возбуждённые 199—202
 - метастабильные 201
- Баланс тепловой анода электронной лампы 647
 - энергии в плазме 483
 - — на аноде дуги 508
 - — на катоде дуги 509
- Бойсограммы 564, 567—570, 573
- Вакуум высокий 25, 30
 - прилипания 53, 61
 - чёрный 61
- Векторная модель атома 315 и сл., 327
- Вероятность возбуждения 188, 194, 211, 349
 - излучения 235, 339, 349
 - ионизации 188, 194, 196, 211, 410, 483
 - образования отрицательного иона 237
 - перехода 199
 - рекомбинации 458
 - соударений II рода 204, 208
 - фотоионизации 213, 240
- Вертикальные токи в атмосфере 579—582
- Внешняя область коронного разряда 587, 601—607, 609 и сл., 625, 628, 690, 691, 696
- Возбуждение атомов 23, 339, 386, 458, 484
 - — ступенчатое 199, 334, 337, 343 и сл., 486
 - — термическое 24, 220, 224, 337, 350, 384
- Волновое число 330, 359, 372
- Вольтова дуга 498
- Вращающееся зеркало 71, 462, 463, 530
- Время запаздывания разряда 418—421
 - жизни возбуждённых атомов 199, 244, 345, 349
 - — метастабильных атомов 202
 - релаксации в плазме 490—492
 - формирования разряда 419
- Выпрямители 649—660
 - Маркса 659
 - ртутные 502, 514, 656, 657
 - тлеющего разряда 660
- Газотрон 649
- γ-процессы 561
- Геттер 47, 647
- Гистерезис 494, 503, 511, 530
- Гитторфово тёмное пространство 438
- Градиент потенциала в атмосфере 580 и сл.
 - — в положительном столбе продольный 338, 422, 425, 467, 480, 483, 508
 - — в шнуровом разряде 521, 682
 - — нормальный 464
 - — поперечный 467
- График Майра 722
- Двукратно заряженные ионы 193
- Денонизация газа 248, 373, 374, 420, 476, 505, 651, 657, 658, 697
- Диссоциация молекул в разряде 372—374, 636

Диффузия амбиполярная 248, 465,
 — 477, 478, 484, 505, 529
 — возбуждённых атомов 346, 348
 — заряженных частиц 249, 414, 459
 — излучения 200, 334, 345, 348
 и сл.

— ионов 250, 610
 — электронов 251, 255, 408, 461,
 552, 557, 575

Длина пробега заряженной частицы
 226 и сл., 461

Длина релаксации в плазме 490—
 492

Длина свободного пути 259, 451, 699

— — — иона 262, 265, 266

— — — электрона 270, 271, 298,
 336, 425, 485, 492, 502, 553, 631,
 669, 718

Дрейф электронов 267, 300, 472

Дуга в вакууме 499

— вольтова 499

— длинная 499

— Дудделя (поющая) 519

— короткая 499, 509, 674

— низковольтная 492 и сл., 649 и сл.

— Петрова 499, 510, 516, 528, 673,
 674

— с холодным катодом 498, 502

— термоэлектронная 499, 517

— шипящая 499, 511

— Штольца 501

— электрическая 499, 632, 674, 676

Дуги образование 502—505

— разрыв 658

— температура 515

Дуговой генератор 517—518

— фонарь 674, 676

Жестчение газа 61, 456, 539, 677,
 689

Закон Астона 444

— Больцмана 482, 486

— Геля 444, 459, 662

— Гольдштейна 470

— действия масс 221, 634 и сл.

— Кирхгофа 304

— Ламберта 305

— нарастания лавины 399, 423, 552

— Пашена 412, 532, 555

— Планка 305

— подвижности Ланжевена 262, 483

— Пуазейля 700

— распределения скоростей Макс-
 велла 79, 107, 205, 289, 291

— смещения Вина 305

Закон смещения в спектроскопии
 328

— Стефана Больцмана 304

— Стокса 257, 694

— Столетова 126

— трёх вторых, « $3/2$ » Ленгмюра
 280, 714

— Эйнштейна 126, 133

Законы диффузии 700

— подобия газовых разрядов Таун-
 сенда 414, 424

— — — Эленбаса 524

Запаздывание зажигания разряда
 417—419

Запирание короны 696

Зарницы 577

Заряды поверхностные 288, 383, 467,
 478

— пространственные (объёмные) 24,
 275, 292, 396, 407, 421, 422, 463, 477,
 493, 530, 538, 558, 588, 612, 643,
 646

Зонд 286, 461, 467, 491, 609

— Ленгмюра 290 и сл.

— накалённый 72

— простой (холодный) 66, 298

— Сато 610

Излучатели больцмановские 350—
 351

— селективные 307

— серые (тела) 306

— чёрные (тела) 303 и сл., 351

Излучение дугового разряда 514—
 517

— космическое 230, 579

— равновесное 201, 224, 303, 308

— радиоактивное 230

— резонансное 338, 340, 342, 522,
 685

Излучение спонтанное 374

— твёрдых тел 306

— термическое 308

— чёрного тела 220, 303, 305

Излучения интенсивность 200, 308,
 318, 349, 350, 377

Иконоскоп 669

Интеркомбинационный запрет 325,
 353, 359, 364

— переход 330

Ионизатор внешний 16, 19 и сл.,
 224, 245, 399, 404, 405, 417, 418,
 422, 433, 579, 581, 617

Ионизации степень 223

Ионизационное нарастание 22, 374,
 423, 434, 545, 586

- Ионизация газа 19, 23, 185, 225, 350,
386 и сл., 396, 404, 429, 475
— многократная 193
— объёмная 23, 337, 339, 407
— остаточная 229, 433
— относительная 197, 228
— поверхностная 23, 184, 397, 399,
538
— положительными ионами 208, 211
— радиоактивными излучениями 226
— рентгеновскими лучами 224—226
— собственным излучением газа 217
— соударениями II рода 429
— ступенчатая 199, 200, 215, 346,
414, 467, 486, 494, 532
— термическая 23, 29, 220, 224, 337,
381, 384, 388, 466, 520, 541
— удельная 197
Ионов возраст (старение) 256
Ионный катализ 633
Ионы лёгкие (атомные, молекуляр-
ные) 264
Ионы многократно заряженные 502
— отрицательные 19, 185, 232, 243,
250, 378, 428, 473, 477, 529, 575,
594 и сл., 599, 611
— положительные 19, 85, 250, 287,
378, 397, 407, 459
— тяжёлые (комплексные) 257, 581
Искровой пробой 17, 383
— перекрытие 621, 697
- Камера Бойса 71, 540, 564
— Вильсона 71, 218, 225, 230, 546,
559
— ионизационная 662
— Ретера 218, 219
Канал искрового разряда 386, 388,
540—543, 549, 552, 560, 563, 576, 619
— молнии главный 388, 568—572
Катодная кисть 507
Катодное падение 25, 504
— пятно 382, 503, 506, 516, 549,
657, 658
— дугового разряда 494, 498, 502
— тлеющего разряда 438, 441—
447
— — — аномальное 442—447,
450, 451, 503
— — — нормальное 442, 444, 449,
459, 661
— распыление 62, 450—456, 666
— тёмное пространство 442, 444,
456, 460
КатоднOLUMИнесценция 641
Катодный скачок потенциала 448
- Катоды бариевые 112
— вольфрамовые
— кислородно-цезиевые 157, 159, 163,
165, 167, 177, 178, 180
Катоды окисные 112, 114, 380, 448,
495, 497, 643, 650
— полые 458, 688
— раскалённые (подогретые) 300,
494, 497, 650
— самокалящиеся 114
— с косвенным подогревом 651
— сложные 157, 161, 165, 177
— сурьмяно-цезиевые 165—167
— торированные 108, 112, 850
— холодные 654
— электровакуумных приборов 642,
650, 655
Квантовое число внутреннее 316,
321, 359
— — вращательное 365
— — главное 316, 322
— — колебательное 365
— — магнитное 316, 324, 359
— — побочное 316, 321
— — спина 316
Квантовый выход фотоэффекта 127
Кенотрон 642, 649
Кинескоп 669
Клидонограф 566
Клистрон 672 и сл.
Комбинационный принцип Ритца 313,
325
Комптоновское рассеяние 225
Константа, см. постоянная
Контактная разница потенциалов
97—99
Контрагирование разряда 680
Корона импульсная 618
— несамостоятельная 618
Корона обратная в электрофилт্রে
696
— отрицательная 534, 537, 598, 600,
615, 617, 626, 691
— положительная 598 и сл., 615,
617, 624, 626
Коронирующий провод 595, 691
— слой 386, 587, 589, 596—601, 610
и сл., 620, 625, 628, 696
— электрод 587, 589
Кроны начальное напряжение 618
— начальная напряжённость поля
587, 590—593, 601, 609, 611
Коэффициент аккомодации 335
— внутреннего трения 700
— вторичной эмиссии 169, 171, 177
— диффузии 249, 251, 264, 346, 347,
478, 479, 553, 610

- Коэффициент объёмной ионизации для воздуха 716
 — поверхностной ионизации 180, 182
 — рекомбинации ионов 242, 244
 — электронов 243
 — Таунсенда α 378, 397, 400, 409, 414, 416, 426 и сл., 545, 605, 716
 — β 398, 400, 409, 422
 — γ 180, 182, 378, 397 и сл., 426, 427, 497
 Кратер дуги положительный 500, 507, 510, 515, 673
 Крекинг углеводородов в газовом разряде 639
 Кружково-тёмное пространство 438, 449
- Лавины электронов 22, 378, 386, 397, 407, 416, 547, 550, 552, 600, 617, 620
 — — дочерние 556, 559
 Лавинные импульсы 617
 Лампы белого света 684
 — дневного света 684
 — люминесцентные 677, 683—685, 690
 — накаливания 675, 676
 — натриевые 677
 — ртутные шаровые 380, 679, 690
 — С. В. Д. (сверхвысокого давления) 337, 380 и сл., 466, 678—683
 — сигнальные 685—687
 — солнечного света 689
 — точечные 688
 — электронные 642—647
 Лидер молнии пилотирующий 572, 575, 583
 — — стрельчатый 569, 570, 572
 — — ступенчатый 569, 571—574
 Линзы магнитные 670
 — электрические 670
 Лихтенберга фигуры 543, 544, 566
 Лучи анодные 463
 — альфа 228, 633
 — бета 226, 633
 — гамма 225, 226
 — каналовые 13, 460
 — катодные 25
 — космические 230
 — электронные 667—671
 Люминесценция 309, 683
 Люминофоры 684, 687, 689
- Магнетон Бора 316
 Магнетрон 643, 647
 Манометр ионизационный 54—60
 Манометр Мак-Леода 50—54
 — механический 50
 — Пирани 54, 56
 — радиометрический 54
 — ртутный 49
 — с термопарой 57
 Масс-спектрографический анализ заряженных частиц 631, 641
 Метод задерживающего потенциала 130, 172, 238
 — зондов Ленгмюра 67, 289, 379, 476, 491, 493, 495
 — оптический исследования разряда 68, 338—340, 345, 630
 — спектральный определения температуры газа 68, 320, 368
 — Фаулера и Дюбриджа 141, 146—148, 721
 Микрополя 492
 Молния 28, 386, 541, 544, 563—577
 — ленточная 577
 — отрицательная 567, 568, 585
 — плоская 577
 — положительная 576
 — чёточная 577
 — шаровая 576, 577
- Напряжение горения 653
 — зажигания разряда 16, 373, 383, 408—411, 414, 425, 544, 556, 662
 — обратного зажигания 651, 658, 697
 — искрового перекрытия короны 620, 621
 Напряжение зажигания понижение 433—436
 Насос высокого вакуума 31
 — Гедде-стальной 41, 43
 — диффузионно-конденсационный 31, 43, 45
 — — — Ленгмюра-ртутный 38—41, 66
 — — — масляный 44
 — молекулярный Гольвека 34, 36, 37
 — ротационный масляный 31—33
- Образование озона в разряде 632
 — отрицательных ионов 233, 235, 239, 414, 464
 Обратное зажигание разряда 657, 658, 697
 Огни святого Эльма 583
 Озонатор 637
 Окисление азота в разряде 632, 638
 Опыты Биркеланда 586
 — Вина 200

- Опыты катодных теней 180, 456
 — Лейпунского и Латышева 206
 — Пеннинга 429
 — Рамзауера 270, 273
 — Ретера 218, 547
 — Франка и Герца 187
 Ореолы 461, 499, 508
 Ортоголий 326, 354, 355
 Остаток разряда 439, 463, 465
 Осциллограф Герке 662
 — катодный 69, 70, 420, 564, 617, 667, 670
 — со ждущей развёрткой 668
 Отрицательного разряда земли сохрание 582
 Отрицательное пламя 507, 508
 Очистка газа 64, 641

 Парагелий 326, 353—355
 Паули запрет 325, 330
 Пентод 642, 647, 667
 Первая катодная плёнка 438, 443
 Переход коронного разряда в искровой 591
 — глеющего разряда в дуговой 503
 Переходные формы разряда 25, 436, 442, 504
 Печь Муассана 673
 Плазма 28, 286, 291, 300, 333, 376, 474—479, 558
 — влияние магнитного поля на 487
 — изотермическая 382, 388, 475—477, 520
 — ионные колебания в 489, 490
 — деизотермическая (газоразрядная) 382, 388, 475, 584, 680
 — электронные колебания в 475, 487—490
 Поверхность минимального потенциала 281, 282
 Подвижность ионов 20, 24, 217, 251, 255, 607
 — в атмосфере 581
 — , зависимость от напряжённости поля 258
 — электронов 24, 254, 255, 547
 Положительное пламя дуги 507
 Положительного столба излучение 332, 379, 677
 Положительный столб 299, 379, 388, 439, 463, 466, 474, 481, 531, 620
 — — слоистый 468—473
 — — отщипанный 381, 466, 474, 476, 499, 525, 528, 542, 673
 Полярные сияния 585
 Послесвечение газа 373—376, 539
 Постоянная Больцмана 698, 726

 Постоянная газовая 726
 — Планка 84, 133
 — Ридберга 313
 — Столетова 417
 Потенциал возбуждения 188, 192, 206, 341, 360, 633
 — зажигания разряда 420, 430, 432, 436, 494, 532, 539, 652, 685
 — дуги 518
 — ионизации 158, 186, 192, 212, 353, 409, 427, 633
 — искрового перекрытия короны 620
 — искровой 383, 427, 544, 545
 — наименьший горения разряда 492, 493, 532
 — резонансный 200
 Потенциальный барьер 86, 93, 94, 104, 105, 159
 Правила отбора 321, 328, 360, 369, 371
 Правило пространственного квантования 316
 — Франка-Кондона 161, 373
 Принцип соответствия 318, 366
 Пробой 16, 425, 548, 697
 — импульсный 562
 — искровой 383, 556, 557, 560, 588, 619, 620, 626
 — незавершённый 627
 — статический 562
 Процесс перезарядки 184, 209, 228, 237, 460
 Псевдовакуум 288

 Работа выхода 79, 80, 87—94, 97—100, 137, 148, 427, 446, 517
 Раднозондирование 580
 Разряд безэлектродный 25, 388, 474
 — в высоком вакууме 25, 288, 386
 — высокочастотный 24, 376, 380, 388, 420, 530—539, 638
 — грозовой 544, 564, 565, 574, 577, 583
 — дуговой 17, 374, 379, 380, 388, 433, 474, 498—519, 635, 657
 — импульсный 26, 386
 — искровой 17, 28, 287, 380, 383, 384, 386, 388, 474, 540—563, 620, 638, 639
 Разряд искровой конденсированный 362, 376, 541, 542, 636, 690
 — — скользящий 542, 543, 544, 566
 — квазистационарный 26, 471
 — кистевой 25, 386, 531, 619, 620
 — кольцевой высокочастотный 362, 531

Разряд коронный 17, 287, 287, 386, 545, 587—630, 639
 — несамостоятельный 16, 22, 23, 383, 386, 512, 632, 652
 — тихий 386, 587, 638, 639
 — с острой 609, 615—619
 — с подогретым катодом, см. дуга
 — самостоятельный 16, 23, 404, 422, 425, 433, 435, 587
 — слоистый 436, 441, 468—473
 — таунсендовский 23, 386, 396—409, 416, 417
 — тлеющий 12, 287, 374, 386, 388, 421, 422, 433, 438—473, 503, 634, 635, 638, 639, 654
 — аномальный 442, 445
 — затрудненный 440
 — нормальный 445, 661
 — трубчатый 466, 689
 — факельный 25, 629, 630, 638
 — шнуровой 380, 466, 520, 678
 Разрядники 652
 — шаровые 545
 Разряды подобные 413, 524
 Рассеяние электронов неравномерное 268, 269, 273
 Реабсорбция излучения 345, 349—352, 522
 Рекомбинация ионов 20, 221, 241, 244, 458, 575, 599, 614
 — на стенках 336, 414, 477
 — электронов 221, 241, 374, 379, 458, 486
 Руссельтсипперовская (нормальная) связь 317
 Света источники белые 676
 — газоразрядные 674—690
 — для спектрального анализа 690
 — холодные 683
 Светоотдача 677, 678, 683—685
 Свеча Яблочкова 675
 Свечение анодное 439, 460
 — возбуждения 199
 — первое катодное 438, 442, 456
 — положительного столба 465, 688
 — рекомбинации 198, 243, 247, 465
 — тлеющее 438, 444, 456, 457, 460—462, 530, 661, 677, 685 и сл.
 Серия Бальмера 313, 358
 — Брэкетта 313
 — Лаймана 313, 358
 — Пашена 313
 — Пиккеринга 358
 — Пфунда 313
 — Фаулера 359

Скорость частиц в газе средняя квадратичная 261, 265, 699
 — — — арифметическая 250, 261, 291, 408, 699
 — — — наиболее вероятная 261, 698
 — развёртки осциллографа 667
 Слой Хевисайда 579
 Состояния метастабильные 201, 202, 206
 Соударения упругие 192, 251, 283, 476
 — неупругие 193, 269, 476
 — I рода 192, 197, 207, 210, 348—351, 721
 — II рода 192, 197, 203, 207, 336, 338, 341, 345—351, 374—376, 380, 414, 430, 460
 — тройные 75, 633, 634, 637
 Спектр водорода 313
 — аргона 359—362
 — гелия 353—359
 — дуговой 198, 328, 690
 — искровой 197, 363, 534
 — линейчатый 309, 372
 — молекулярный 68, 362, 466
 — натрия 329, 353
 — неона 359—361
 — непрерывный (сплошной) 199, 235, 309, 372
 — поглощения 202, 360, 366, 367
 — полосатый 309, 369—373
 — ртути 330—333
 — свечения рекомбинации 198, 199, 458
 Спектральные линии 197, 220, 398
 — дуговые 198, 534
 — запрещённые 202
 — искровые 198, 534
 — нерезонансные 336—338, 679
 — поглощения 343
 — резонансные 207, 330, 336—338, 340, 342, 353, 360
 Спектральные полосы линейчатые 366—368, 370
 — сплошные 372
 Спектральных линий интенсивность 68, 339—344
 — — расширение 68, 319, 320
 — — расщепление 315
 — — серии 186, 324
 Спин электрона 315, 316
 Спонтанные переходы 199—201, 343, 346, 350
 Стабилизаторы напряжения 661, 662
 Страты 437, 441, 468, 472

Стример 28, 384, 386, 547—556, 559,
562, 571—575, 591, 616—620
Счётчики Гейгера 230, 618, 662

Температура цветная 307

— чёрная 307
— электронов в плазме 243, 293,
336, 340, 342, 350, 378, 379, 381,
476, 481, 482, 497, 553, 635, 723

Теория вторичной электронной эмиссии 175, 176

— газового разряда 377—383
— газоразрядной плазмы 378
— грозы 383—385
— зондов 290, 298
— искрового пробоя (Мика и Лёба)
552—559, 562
— катодного распыления 455
— коронного разряда 589, 591, 592,
601, 626

— плазмы Власова 473
— — Ленгмюра и Тонкса 481—486
— — Шоттки 477—481
— рекомбинации ионов 247
— Роговского 421—425
— Сага 223
— стримеров, 383, 384, 549—559, 620,
624, 627

— Таунсенда 180, 377, 396—405,
409—411, 419
— Таунсенда-Роговского 378 и сл.,
421—425, 545 и сл., 590, 625, 627
— фотоэффекта 148—157, 159—162
— химических реакций в разряде
632—637

— Штерна и Биркеланда 586

— Эленбаса 382, 520—529

Термы спектральные 313

— — вращательные 365—368
— — колебательные 365—368
— — молекулярные 362
— — смещённые (штрихованные)
327
— — электронные в молекуле 362,
364, 369

Тиратрон 649, 651, 656, 660

Ток насыщения 22, 276, 280, 290, 497

Триболюминесценция 309

Триол 642

Триплеты 324

Трубки Игар 466

— интенсивного горения 678

— Мура 676

— электронно-лучевые 666—672

Тунгары 656

Туннель-эффект 104

Тушение возбуждённых состояний
207, 208, 336, 341, 343, 345, 350

Уравнение Больцмана 523, 525

— Лапласа 474

— подвижности Ланжевена 262, 264,
483

— Пуассона 275, 377, 421, 474, 481,
594, 602, 604, 608

— Сага 382, 522, 525

Условие перехода разряда в само-
стоятельный (условие стационар-
ности разряда) 404, 406, 411,
413, 426, 446, 459, 595, 597

Условие устойчивости разряда внеш-
нее 395, 396, 505

Фактор обхода 251

Фарадеево тёмное пространство 460
и сл., 472, 507, 530, 531

Фликкер-эффект 121—123

Флюоресценция 207, 309

— сенсibilизированная 207

Форвакуум 31

Формула Айртон 511

— Деландра 371

— Ленгмюра (характеристики тока
в вакууме) 277, 278, 280

— Мика 560

— Пика 591, 611, 626

— Ричардсона, первая 84, 96

— Ричардсона-Дёшмэна 84, 93, 96,
97, 172

— Сага 221

— Таунсенда 603, 608

Фотоионизация газа в объёме 23,
212—219, 226, 386, 550, 586, 614,
625

— — собственным излучением 218,
599

Фотокатода утомление 128, 165, 167,
177

Фотолюминесценция 309

Фотоэлементы 654, 688

— вакуумные 662

— газонаполненные 416, 421, 435,
663

— кислородно-цезиевые 157—165

— с внутренним фотоэффектом 665,
666

— с запирающим слоем 665, 666

— сурьмяно-цезиевые 165—167

Фотоэффект 121, 124, 397, 404, 435,
667

— внешний 23, 124, 126, 216, 231,
438

— запирающего слоя 124

— интегральный 127

— нормальный 123

— Пеннинга 429

— селективный 128, 139

- Фотоэффекта порог (граница) 97,
 126, 133, 141, 162
 — инерционность 128, 665
 Функция возбуждения 68, 195, 341,
 485
 — ионизации 196, 485
 — Фаулера 721
 Характеристика возрастающая 66,
 393
 — газового разряда 66
 — динамическая 395, 511—513, 519,
 542
 — дугового разряда 504, 505, 510—
 514
 — коронного разряда 603—609
 — низковольтной дуги 494
 — падающая 15, 66, 393, 394, 437,
 442, 513, 517
 — редуцированная 603
 — статическая 513
 — тиратрона пусковая 654
 — тлеющего разряда 441
 — тока на зонд 289, 293, 299
 — электронной лампы 277—279
 Хемилюминесценция 309
 Химические реакции в разряде 631—
 640
 Цилиндр Венельта 671
 Шотт-эффект } см. эффект дробовой
 Шрот-эффект }
 Электрическая резка и сварка ме-
 таллов 673
 Электрический ветер 616, 695
 — двойные слои у зондов и элек-
 тродов 288
 — поле земной атмосферы 579
 Электроды Роговского 76, 218
 Электролюминесценция 309
 Электронная оптика 670, 671
 — пушка 172, 671
 Электронное сродство 233, 234,
 240
 — газ 80, 89, 90, 382, 520, 698
 — лавины, см. лавины электронов
 — микроскоп 671
 — ток на зонд 290, 291, 294
 — умножители 174, 177, 663—665
 Электроны быстрые 461, 462, 465,
 482, 484, 507
 — вторичные 169, 171, 172, 173,
 458, 471, 496, 497
 Электроны медленные 287, 458,
 495—497
 — отражённые 169
 — первичные 169, 170, 174, 177,
 495—497, 507
 Электроотрицательные газы 449, 462,
 473, 619
 Электросепарация материалов 641,
 697
 Электрофилтры 584, 596, 626, 690—
 697
 Электрофорез 468, 514
 Элементарные процессы в разряде
 18, 19, 23, 334, 377, 386—389, 475
 Эмиссия автоэлектронная (холодная)
 23, 94, 104, 106, 386, 389, 397,
 499, 502, 504, 657, 659
 — вторичных электронов (вторичная)
 168, 174, 387, 643, 645, 647, 657,
 671
 — под действием положительных
 ионов 180
 — положительных ионов (термоион-
 ная) 115
 — термоэлектронная 78, 94, 115, 386,
 396, 435, 492, 642, 650, 653, 665
 Энергия возбуждения 220, 237, 240,
 534
 — ионизации 220
 — образования отрицательного иона
 235
 Эффект актиноэлектрический 27, 124,
 125
 — векториальный 139
 — Дембера 178, 180
 — динаatronный 168, 647
 — Доплера 68, 319, 466
 — дробовой 116, 118, 120, 122, 123
 — Зеемана 319, 362
 — Комптона 225
 — Ленара 584, 585
 — Мальтера 177, 178
 — Пеннинга 208
 — Рамзауера 270—274, 700
 — Столетова 28, 125, 417
 — фотогальванический 124
 — фотоэлектрический 124
 — Шоттки 96, 104
 — Штарка 319, 362, 448
 — Эдиссона 77
 Эффективное поперечное сечение 18,
 24, 205, 211, 271, 339, 341, 485, 721
 Ячейка Керра 540, 559

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адамс 278
Айвес и Фрей 140, 157
Аллибон 559
Ардт 693

Балог 258, 429, 431
Бальмер 313
Банери и Гангули 532
Баркгаузен 645
Бекк и Музон 208
Беккерель 124
Белюстин 643
Бенардос 27, 673
Бертело 639
Биркеланд 586
Богуславский 278
Бойль 29, 337
Большман 486, 520
Бор 185, 318
Боргман 28
Борзяк 180
Брозе и Саймон 553
Брюсе 608
Бэрч 43

Валь 26
Ван де Грот 682
Ван-Маруш 638
Вейельт 671
Венцель 149, 150, 157
Венцель Ромпе и Шен 382, 502
Вестфаль 448
Вильсон 546, 584
Вии 199, 305
Винцент 119, 120
Власов 473, 492
Вортинг 96

Габор 492
Гаворс 172
Гальберт и Марис 586
Гальвакс 124
Гамос 546
Гауксби 26
Гейтель 77, 78, 125

Гендерсон 106
Герке 662
Герц 124
Гибсон 220
Гидеман 531, 532
Гиппель 421, 453
Гитторф 535
Глотов 431, 432
Гувер 629
Гюнтершульце и Келлер 442

Давыдов и Змановская 298
Даймон 195
Дебур 111, 157, 161, 162, 165, 167
Дейтш 607, 608, 613, 693, 697
Деландр 371
Дембер 179
Дешман 58, 59, 85, 94, 285, 286
Джермер 56, 80, 107
Джонсон 121
Друде 79, 80, 81
Дрювестейн 373, 374, 415, 437, 481, 484, 485
Дэви 27
Дэвиссон 90, 96
Дюбридж 141, 142, 143, 146, 147
Дюннингтон 546
Дюфэ 26

Зворыкин 669
Зелигер 374, 481
Земмер 549
Зёрнов 178
Зилитинкевич 629, 630
Змановская 298
Зоммермейер 298
Зоммерфельд 90, 93

Кадышевич 176, 177, 638
Кальман 693
Капцов 421
Кауфман 385
Кельвин 185
Кемпбелл 435
Килиан 481

- Кинг 220, 618
Кип 615
Клейн и Росселанд 203, 346
Клемперер 129
Клярфельд 298, 429, 485, 487, 678
Кобленц 214
Комптон 267, 414, 553
Комптон и ван Вуррис 196, 502
Комптон и Морзе 460
Комптон и Эккарт 493, 494
Коссель 443, 448
Коттрел 690
Крават и Лёб 547, 573
Крукс 27
Кубецкий 174, 663
Кулон 27
Кунсман 115, 122
- Лайман 313
Ламберт 305
Ланжевен 262, 266, 581
Лаплас 474
Лачинов 27, 514
Лебединский 28
Лёб 28, 69, 404, 550, 552, 591, 615, 616
Лёб и Крават 239
Лёб и Мик 384, 554, 555, 556, 558—562, 575
Ленар 125, 188, 585
Ленгмюр 28, 38, 45, 72, 96, 110, 111, 278, 283—286, 289, 290, 378, 481, 491, 495—497, 502, 642—644
Ленгмюр и Блэджет 279, 280
Ленгмюр и Кингтон 223
Ленгмюр и Мотт-Смис 295, 299
Ленгмюр и Тонкс 484, 486, 488, 490
Ломоносов 26, 27, 584
Люди 502
- Майр 603—607
Мак-Киннон 536
Мальтер 178
Маркс 659
Массей 237
Мейсснер 361, 362
Менделеев 499
Мик 552, 553, 576
Милликен 104, 120, 133
Милльн 348
Мирдель 537—539
Миткевич 27, 28, 500, 514
Митчел 157
Митчел и Ридлер 258
Молер 217, 218
Молер и Беккер 214
Молер, Фут и Шенау 213, 214
- Моралёв 231, 414, 415, 429, 430, 431
Моргулис 339
Мотт-Смис 290
Муассан 673
Мур 676
Мушенбрек 26
- Нордгейм 93
Ниппольд 687
- Олифант 183
Оллендорф 552
Орбаи 118
- Паульсен 518
Пауссон 474
Пашен 313, 360, 361, 426, 532
Пеннинг 182, 374, 428, 489
Петров 27, 498, 673
Пик 591, 611
Планк 305
Плессе 504
Плюккер 27
Позин 414
Попов 578
Потенье и Моро-Гано 692
Предводителей 637
Птицын 44
- Рамзауер 270, 273
Рашевский 85
Резерфорд 185, 253
Рейман 110
Рейхрудель 184
Ренье 76
Рер 146
Ретер 218, 384, 546, 553, 554
Ридберг 314
Рике 79—81
Ритц 317
Рихман 27
Ричардсон 28, 79, 81, 84, 94, 95
Роговский 28, 78, 377, 396, 420, 422, 442, 545, 588, 598
Родни 496
Рожанский 29, 293, 542
Рождественский 343
Роман 692
- Сага 29, 382, 530
Сандерс 596
Сато 609, 610
Сезерлянд и Веллиш 267
Семёнов и Вальтер 73
Симпсон 584
Симпсон и Скрёзе 585
Скрёзе 584

Славянов 27, 673
 Слепнян 502
 Слепнян и Людвиг 659
 Смительс 49
 Спивак и Рейхрудель 184, 300
 Стокс 257
 Столетов 27, 124, 125, 416, 417
 Суттон и Музон 209
 Сэндорф 43, 44

Тамм 153, 156, 157, 175
 Таунсенд 23, 28, 254, 257, 377, 396,
 397, 594, 601, 603, 607, 608, 625
 Таунсенд и Дональдсон 535, 536
 Таунсенд и Роговский 547, 562, 625
 Та-Ю-Бу 234
 Тейлор 111
 Тейлер 584
 Тиксен 231
 Тимофеев 174, 179, 663
 Тиндаль и Ван-дер-Граф 259
 Томсон 18, 23, 25, 28, 77, 78, 125,
 186, 212, 246, 257, 267, 534, 536,
 542
 Томсон и Астон 256
 Тоикс 481
 Тричел 70, 615, 618
 Тэвис 157
 Тэт и Лозье 237

Уайт 546
 Уайтерховен и Гаррингтон 183
 Уайтхед 555
 Уильямс 119—121

Фабрикант 338—340, 346, 348
 Фазель и Парсонс 603
 Фарадей 27
 Фаулер 141, 142, 146, 147
 Фаулер и Нордгейм 93
 Фаунд и Дешмен 58

Ферми 148
 Флеминг 77—78, 106
 Форсайт и Вортинг 96
 Франк 254, 421
 Франк и Герц 187—197
 Франк и Кондон 161
 Фраинклин 26
 Фрей 139—141, 157
 Фрелях 153, 175—177
 Фюрт 118

Хайкмэн 43, 44
 Хассе и Кук 267
 Хиллерас 234
 Хириши 258
 Хэлл 119, 121, 642

Чиколев 27, 676

Шмаков 180
 Шонланд 564, 569, 571, 572, 575, 576
 Шоттки 104, 114, 118, 119, 121, 477,
 481
 Штенбек 421, 489
 Штёрмер и Биркеланд 586
 Шуман 396
 Шуман и Роговский 421

Эггерт и Сага 221
 Эдиссон 77
 Эйнштейн 126
 Эйрик 104
 Эленбас 29, 382, 520, 524
 Эльстер 77, 78, 125
 Эльстер и Гейтель 584
 Энгель и Штенбек 246, 459

Юз 217

Яблочков 27, 499, 675

Опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать	По чьей вине
154	8 стр.	(122), (127) и (126)	(122), (143) и (144)	Ред.
260	Форм. 311	$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} - \frac{U_0^{3/2}}{\rho_a^2}$	$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{\rho_a^2}$	Ред.
284	7 стр.	(301)	(297)	Ред.
325	10 стр.	значения $L = 0$ и $L = 1$	значение $L = 0$	Авт.
359	8 стр.	$L = \frac{3}{2}$	$J = \frac{3}{2}$	Ред.
415	Форм. 561	$C \frac{U - U_t e^{-a \frac{U}{U_t}}}{U_t}$	$C \frac{U - U_t}{U_t} e^{-a \frac{U}{U_t}}$	Авт.
420	Подпись к рис. 178	1 мм	10 мм	Авт.
454	20 стр.	Ag	Ag	Ред.
459	18 стр.	$f(\delta)$	$f(j)$	Авт.
522	Форм. 662	$\frac{R_1}{\sqrt{g_1}} \left(\frac{f_1(T)}{C_1 k T} \right)$	$\frac{R_1}{\sqrt{g_1}} \left(\frac{f_1(T)}{C_1 k} \right)^{\frac{1}{2}}$	Авт.
523	Форм. 671	$f_2(T) = \frac{C_2 A T}{C_1 k} e^{-\frac{e U_t}{k T}}$	$f_2(T) = \left(\frac{C_2^2 A T^2}{C_1 k} e^{-\frac{e U_t}{k T}} \right)^{\frac{1}{2}}$	Авт.

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать	По чьей вине
525	Форм. 673	$j = \text{const. } g_1 R_1 E_z T_{\text{эф}}^{\frac{5}{4}}$	$j = \text{const. } g_1^{-\frac{1}{2}} R_1 E_z T_{\text{эф}}^{\frac{3}{4}}$	Авт.
526	Форм. 680 знам.	$R_1^{\frac{3}{2}} (N_1 - L_1) \frac{U_t}{4U_m}$	$R_1^{\frac{3}{2}} (N_1 - L_1) \frac{U_t}{4U_m}$	Ред.
548	4 сл.	развитие	разветвление	Ред.
553	Форм. 705	$\frac{2P}{N_t}$	$\frac{2p}{n}$	Авт.
558	15 сл.	$B_2 x = x_0 + x_1 X_1$	$B_2 x = x_0 + x_1 X_1$	Тип.
606	Форм. 783	$\sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0}\right)^2} K I$	$\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2} K I$	Ред.
621	16 сл.	$b = \frac{r - r_1}{r_2 - r_1}$	$b = \frac{r - r_n}{r_t - r_n}$	Ред.
621	Форм. 811	$\int_{r_0}^{r_n} e^{\frac{r - r_0}{r_n - r_0}} r \cdot dr$	$\int_{r_0}^{r_n} e^{\frac{r - r_0}{r_n - r_0}} r \cdot dr$	Авт.
705	6 сл.	температурах	температурах — табл. 56 на стр. 706	Ред.
705	1 сл.	в °C	в °C — табл. 57 на стр. 708	Ред.
718	5 сл.	$\lambda_g \cdot 10^2 \text{ см}$	$\lambda_g \cdot 10^3 \text{ см}$	Авт.
722	Форм. 901	при $x \leq 0$	при $x \geq 0$	Авт.