

А. И. ГУЗАНОВ

ТЕОРИЯ
ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО
ДЕЙСТВИЯ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ



А. И. ГУБАНОВ

ТЕОРИЯ
ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1956

Губанов Александр Иванович
Теория выпрямляющего действия полупроводников

Редактор *Ю. В. Новожиллов*

Техн. редактор *К. М. Волчок*

Корректор *А. И. Исакова*

Слано в набор 17/IV 1956 г. Подписано к печати 7/VII 1956 г. Бумага 84×108/₃₂.
Физ. печ. л. 10,88. Усл. печ. л. 17,84. Уч.-изд. л. 14,26 Тираж 10000 экз. М-04441.
Цена 11 р. 15 к. Заказ № 1133.

Государственное издательство технико-теоретической литературы
Москва, В-71, Б. Калужская, 15

Министерство культуры СССР. Главное управление полиграфической
промышленности. 4-я тип. им. Евг. Соколовой.
Ленинград, Измайловский пр., 26.

ОГЛАВЛЕНИЕ

<i>Предисловие</i>	7
Введение	9
 Г л а в а I. Элементы современной теории полупроводников	
§ 1. Понятие о зонной теории	15
§ 2. Статистическое распределение электронов по энергетическим уровням. Проводники, изоляторы и полупроводники	19
§ 3. Критика зонной теории и область ее применимости	26
§ 4. Контактная разность потенциалов	28
§ 5. Об искривлении энергетических зон	32
§ 6. Поверхностные уровни в кристалле	34
§ 7. Определение констант, встречающихся в теории	38
 Г л а в а II. Основные экспериментальные данные о твердых выпрямителях	
§ 8. Типы твердых выпрямителей и их изготовление	45
§ 9. Вольтамперные и вольтомные характеристики	50
§ 10. Емкость и эквивалентные схемы выпрямителя	55
§ 11. Гистерезис, ползучесть и старение	57
§ 12. Исследование природы запирающего слоя выпрямителей	59
§ 13. Исследование твердых выпрямителей на переменном токе	62
 Г л а в а III. Основные уравнения, используемые в теории выпрямляющего действия полупроводников	
§ 14. Случай носителей тока одного рода в стационарном режиме	65
§ 15. Выражение для потока частиц, подчиняющихся статистике Ферми (частично вырожденных)	70
§ 16. Полная система уравнений в случае носителей тока двух родов и в нестационарном режиме	74

§ 17. Граничные условия	83
§ 18. Приближенные методы решения уравнений	89
§ 19. Общие интегралы для поля, распределения потенциала, концентрации носителей тока и падения напряжения	91

Глава IV. Теории контакта металла с полупроводником, учитывающие один род носителей тока

§ 20. Физическая картина явлений у контакта	95
§ 21. Теории с заданным объемным зарядом	101
§ 22. Случай резерва примесных уровней	105
§ 23. Частичное истощение примесных уровней	110
§ 24. Диодная теория	116
§ 25. Учет сил изображения	118
§ 26. Сравнение теории с опытом	123

Глава V. Теория контакта металла с полупроводником с учетом носителей тока двух родов

§ 27. Метод расчета и основные результаты	127
§ 28. Определение поля и падений напряжения	132
§ 29. Решение диффузионных уравнений для приконтактных областей	135
§ 30. Расчет области рекомбинации	141

Глава VI. Контакт двух полупроводников с проводимостью одного типа

§ 31. Физические особенности контакта двух полупроводников	147
§ 32. Исходные уравнения и метод расчета	150
§ 33. Область малых токов	155
§ 34. Область больших токов	160
§ 35. Контакт двух полупроводников с сильно различной величиной проводимости	165

Глава VII. Контакт двух полупроводников со смешанной проводимостью

§ 36. Физические основы теории	169
§ 37. Теория контакта двух полупроводников по Давыдову	176
§ 38. Расчет в нулевом приближении	179
§ 39. Расчет приконтактных областей в первом приближении	185
§ 40. Расчет областей рекомбинации	188
§ 41. Вычисление тока	192

Глава VIII. Контакт двух полупроводников с различным типом проводимости

§ 42. Физические основы теории	196
§ 43. Вычисление тока, проходящего через контакт	199
§ 44. Оценка величины коэффициента A и учет зависимости концентрации от x	204
§ 45. Анализ полученного выражения для тока и учет омического падения напряжения	210

Глава IX. Области применения различных вариантов теории контакта двух полупроводников и сравнение с опытом

§ 46. Граница применимости расчетов, сделанных в главах VII и VIII	215
§ 47. Экспериментальные данные о контакте двух полупроводников	221
§ 48. Числовой пример для контакта TiO_2-Si_2O	227
§ 49. Объяснение характеристик контактов в остальных случаях	233

Глава X. Теория электронно-дырочного перехода в полупроводнике

§ 50. Введение	237
§ 51. Распределение потенциала в переходной области и емкость перехода	240
§ 52. Влияние рекомбинации на вольтамперную характеристику переходного слоя	244
§ 53. Упрощенная модель перехода	247
§ 54. Сравнение теории с опытом	249

Глава XI. Теория твердых выпрямителей с химическим запирающим слоем

§ 55. Выбор модели твердого выпрямителя и физические основы теории	255
§ 56. Определение поля и падений напряжения	262
§ 57. Решение диффузионных уравнений	266
§ 58. Расчет области рекомбинации	272
§ 59. Упрощенная теория твердого выпрямителя	275
§ 60. Применимость теории к различным типам твердых выпрямителей и качественное сравнение с опытом	281
§ 61. Числовой пример для меднозакисного выпрямителя	283

Глава XII. Частотная зависимость сопротивления контакта металла с полупроводником

§ 62. Физические причины частотной зависимости	291
§ 63. Релаксация распределения носителей тока	294
§ 64. Зависимость емкости от частоты вследствие запаздывания установления концентрации неподвижных зарядов	298
§ 65. Учет движения ионов	301

Глава XIII. Динамическая теория твердых выпрямителей

§ 66. Физические основы теории	306
§ 67. Упрощение исходных уравнений	310
§ 68. Пределы применимости статической теории	317
§ 69. Влияние частоты на распределение неподвижных зарядов в запирающем слое	321
§ 70. Распределение поля и потенциала	325
§ 71. Зависимость тока от частоты	329
§ 72. Числовой пример и выводы	333

Заключение. Перспективы дальнейшего развития теории выпрямления	340
---	-----

Литература	342
----------------------	-----

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последние годы все большее практическое применение получают твердые полупроводниковые выпрямители. В связи с этим в литературе появилось много работ, посвященных теоретическому объяснению выпрямляющего действия полупроводников; немало работ принадлежит и советским авторам. Эти работы разбросаны в различных журналах, причем не всегда устанавливается связь их между собой и роль отдельных теорий в раскрытии механизма выпрямления. Поэтому даже подготовленному читателю трудно составить цельное представление о современном состоянии теории твердых выпрямителей.

В книгах, посвященных твердым выпрямителям и принадлежащих большей частью перу иностранных авторов, вопросы теории освещены далеко не полно и почти вовсе игнорируются работы советских авторов.

Предлагаемая вниманию читателя книга должна заполнить существующий пробел. Здесь изложены с единой точки зрения основные работы по теории выпрямляющего действия полупроводников, опубликованные до середины 1953 г. и не потерявшие значения до сих пор. Книга предназначена для научных работников, инженеров, работающих по производству твердых выпрямителей и в смежных областях, и для студентов физических и электротехнических специальностей.

Предполагается, что читатель знаком с основами электродинамики, квантовой механики и кинетической теории материи, а также с простейшими методами решения дифференциальных уравнений. Для менее подготовленных читателей предназначена глава I, содержащая основы современных представлений о полупроводниках, контактной разности потенциалов и других вопросах, знание которых нужно для чтения всей книги. Эта глава, однако, не дает сколько-нибудь

глубоких знаний, за которыми следует обратиться к другим источникам, но лишь элементарные сведения, необходимые для понимания дальнейшего. Более подготовленным читателям, знакомым с современной теорией твердого тела, рекомендуется первую главу пропустить.

Глава II отнюдь не является обзором экспериментальных работ по твердым выпрямителям, число которых чрезвычайно велико, но содержит лишь основные сведения о твердых выпрямителях. Специалист не найдет в этой главе ничего нового, за исключением, может быть, § 12 и 13.

Все общие уравнения, применяемые в теории выпрямления, приведены в главе II. Главы III—XII посвящены расчету различных конкретных случаев и могут быть прочитаны более или менее независимо друг от друга. Для удобства тех читателей, которым трудно разбираться в математических выкладках, первый параграф каждой из глав III—XII представляет собой физическое изложение соответствующей теории без всяких формул.

ВВЕДЕНИЕ

В современной электротехнике наибольшее распространение имеет переменный ток, благодаря тому, что его легко можно трансформировать и передавать на большие расстояния. Почти все электрические сети несут переменный ток. Между тем ряду потребителей электроэнергии требуется постоянный ток. Так, например, постоянный ток необходим для электролиза в электрометаллургии и химической промышленности, для зарядки аккумуляторов, для питания анодной цепи радиоламп и рентгеновских трубок и для многих других целей. Отсюда возникает необходимость переменный ток превращать в постоянный.

Поставленную задачу могут выполнять моторгенераторы и преобразователи с вращающимся ротором, которые практически и применяются в промышленных условиях. Эти машины, однако, преобразуют переменный ток в постоянный не непосредственно, но превращают энергию переменного тока в механическую, а эту последнюю — в энергию постоянного тока. Такой окольный путь связан с излишними механическими потерями энергии, к тому же преобразователи, а тем более моторгенераторы, слишком громоздки и, благодаря наличию вращающихся роторов и коллекторов, требуют постоянного надзора и ухода за ними.

Гораздо менее громоздки и более экономичны приборы, непосредственно преобразующие переменный ток в постоянный и не имеющие движущихся частей. Такие приборы и называются выпрямителями. До недавнего времени наибольшее применение имели ртутные выпрямители для выпрямления тока большой мощности и вакуумные выпрямители (кенотроны) для тока малой мощности, главным образом для питания анодных цепей радиоламп и рентгеновских трубок. Вакуумные выпрямители работают также в качестве детекторов в радио-

схемах. Однако ртутные и вакуумные выпрямители еще достаточно сложны: они имеют баллон, из которого следует откачать воздух; ртутные выпрямители должны иметь, кроме того, приспособление для зажигания, а вакуумные электронные приборы — цепь накала.

По простоте устройства и малым габаритам на первом месте несомненно стоят твердые выпрямители, которые состоят обычно из металлической пластины, покрытой тонким слоем особым образом обработанного полупроводника. Для малого тока существуют так называемые точечные выпрямители, состоящие из металлического острия, прижатого к поверхности полупроводника; примером служат обычные детекторы. В обоих вариантах не требуется ни цепи накала, ни каких-либо пусковых приспособлений. С развитием твердых выпрямителей все больше расширяется область тока и напряжений, при которых они работают. Эти выпрямители также легко можно собирать в батареи. Неудивительно поэтому, что в настоящее время твердые выпрямители получают все большее применение и приобретают важное промышленное значение.

Всякий выпрямитель имеет выпрямляющий элемент, пропускающий электрический ток только в одном направлении; на этом и основано действие выпрямителя. Легко видеть, что однородный проводник не может быть таким выпрямляющим элементом, ибо в однородном проводнике все направления равноценны и ток течет одинаково в прямом и обратном направлениях. Выпрямление может иметь место при наличии неоднородности, например границы между двумя средами; кроме того, вся система должна обладать асимметрией.

Пожалуй, наиболее ясен механизм выпрямления в вакуумных выпрямителях. Выпрямляющим элементом является поверхность раскаленного электрода (катода). Носители тока электроны могут переходить из металла в вакуум, перенося ток, из вакуума же в металл электроны не могут двигаться, так как в вакууме их нет. Асимметрия обусловлена тем, что второй электрод — холодный, вследствие чего выход электронов из него ничтожно мал.

Вначале предполагалось, что в твердых выпрямителях выпрямление происходит на границе металла и полупроводника. В первых попытках объяснения работы выпрямителя

была выдвинута гипотеза, что полупроводник играет роль вакуума, в который металлические электроды эмиттируют электроны. Если электроды сделаны из различных металлов, то имеет место асимметрия, и значит может осуществляться выпрямление. Преимущество полупроводника перед вакуумом заключается в том, что работа выхода электрона из металла в полупроводник меньше работы выхода в вакуум; поэтому ток идет уже при нормальной температуре

Дальнейшие исследования показали, что роль вакуума играет не вся толщина полупроводника, а лишь очень тонкий слой около электрода, получивший название запирающего слоя. Согласно целому ряду теорий, изложенных в главах IV и V, запирающий слой образуется в химически однородном полупроводнике вследствие контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником; это так называемый физический запирающий слой, обедненный носителями тока. При таком направлении приложенного к выпрямителю напряжения, при котором носители тока в полупроводнике (электроны или положительные дырки) движутся по направлению к электроду, запирающий слой также прижимается к электроду, сокращается, и сопротивление его уменьшается; это определяет пропускное направление тока. При противоположном направлении движения носителей тока запирающий слой, наоборот, растягивается, сопротивление его возрастает; это — запирающее направление.

Запирающие слои такого рода образуются у обоих электродов. Но если один из электродов точечный, то он и является определяющим, так как второй электрод имеет большую площадь, и сопротивление запирающего слоя около него относительно мало. Если оба электрода имеют одинаковую площадь (плоскостные пластинчатые выпрямители), асимметрия проводимости может быть обеспечена тем, что электроды сделаны из металлов с различными работами выхода. В этом случае определяющим является электрод, имеющий большую контактную разность потенциалов (надлежащего знака) с полупроводником, около которого образуется более мощный запирающий слой.

Следует заметить, что у контакта двух металлов в одном из них также образуется запирающий слой, но толщина его ничтожно мала, а следовательно, и сопротивление его не играет роли. Дело в том, что, как показывают расчеты,

толщина приконтактного слоя обратно пропорциональна корню из концентрации носителей тока. В металлах концентрация электронов весьма велика, и толщина приконтактного слоя имеет порядок атомных размеров. В полупроводниках число носителей тока меньше на много порядков величины, и потому приконтактный слой значительно толще; его сопротивление составляет заметную долю всего сопротивления цепи. Кроме того, для выпрямления существенно, чтобы в некотором слое преобладали носители тока определенного знака, что и имеет место в примесных полупроводниках. Поэтому полупроводник является необходимой составной частью твердого выпрямителя. Такие выпрямители можно называть „полупроводниковыми выпрямителями“.

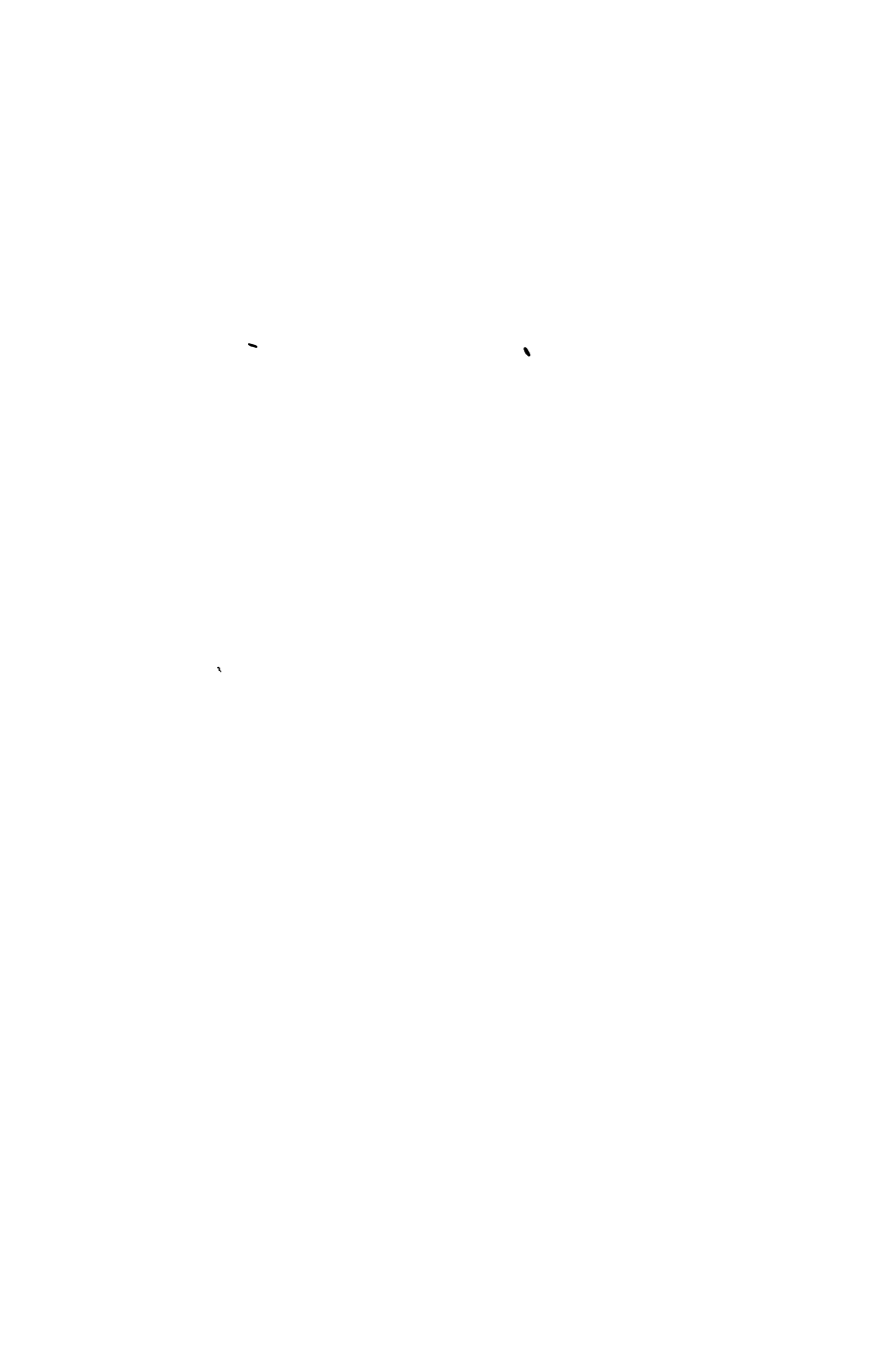
Описанная модель физического запирающего слоя в химически однородном полупроводнике является, однако, лишь грубым приближением к пониманию механизма выпрямления в технических твердых выпрямителях и не объясняет ряда фактов, наблюдаемых на опыте. Известно, например, что простой контакт металла с полупроводником еще не дает хорошего выпрямителя даже при наличии большой контактной разности потенциалов нужного знака. Требуется особая термическая обработка, а в некоторых случаях еще и формовка выпрямителя электрическим током.

С другой стороны, контакт двух полупроводников в некоторых случаях дает значительное выпрямление без особой предварительной обработки. Особенно сильное выпрямление дает контакт двух полупроводников с проводимостью противоположного типа, т. е. когда в одном из полупроводников носителями тока являются электроны в зоне проводимости, а в другом — дырки в заполненной зоне, несущие положительный заряд. Производились также опыты с нанесением искусственного запирающего слоя, т. е. тонкого слоя другого полупроводника под металлическим электродом. Такой слой дает выпрямление без термической обработки или формовки. Особенно хорошие результаты были получены опять-таки в том случае, когда тонкий слой нанесенного полупроводника обладал проводимостью противоположного типа по сравнению с основным полупроводником.

Все указанные обстоятельства приводят к заключению, что в твердых выпрямителях выпрямление осуществляется не столько на границе полупроводника с металлическим

электродом, сколько на границе слоев полупроводника, обладающих различными свойствами. При этом асимметрия сохраняется и в том случае, если оба электрода сделаны из одного и того же металла. Тонкий слой полупроводника, отличный от основной массы полупроводника и образующийся в результате термической обработки и формовки, получил название химического запирающего слоя.

Итак, для понимания механизма выпрямления представляет интерес изучить процессы, происходящие на границе двух полупроводников. В главах VI, VII и VIII рассчитаны различные варианты резких границ (контактов) между двумя полупроводниками, в главе IX производится сравнение этих расчетов с опытными данными. В главе X рассмотрен плавный переход от электронного полупроводника к дырочному через промежуточную область (электронно-дырочный переход). Наконец, в главе XI рассчитана модель технического твердого выпрямителя, согласно которой у электрода выпрямителя имеется тонкий слой с проводимостью противоположного типа по сравнению с толщей полупроводника, отделенный от последнего тонкой переходной областью. Главы VI—X являются теоретическим обоснованием принятой модели твердого выпрямителя. Все расчеты в главах IV—XI произведены для стационарного режима, когда к выпрямителю приложено постоянное напряжение. Учет нестационарности произведен в главах XII—XIII. В главе XII излагаются теории частотной зависимости контакта металла с полупроводником, а глава XIII посвящена динамической теории модели твердого выпрямителя, принятой в главе XI.



ГЛАВА I

ЭЛЕМЕНТЫ

СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

§ 1. Понятие о зонной теории

Элементарные частицы, в частности электроны, подчиняются законам квантовой механики. Согласно последней, энергия электрона, находящегося в связанном состоянии (например, энергия электрона атома любого вещества), может принимать лишь некоторые дискретные значения, а все остальные значения невозможны или, как принято говорить, запрещены. Энергетический спектр электрона в атоме представляет собой ряд тонких линий, разделенных запрещенными промежутками. Впрочем, это относится лишь к изолированному атому, т. е. к атому весьма разреженного одноатомного газа. Уже в молекуле, вследствие взаимодействия между атомами, линии расщепляются, образуя узкие полосы, так что спектры испускания и поглощения молекулярных газов носят полосатый характер. В реальном газе происходит расширение линий и полос еще благодаря столкновениям между молекулами.

Когда атомы вещества образуют конденсированную фазу — жидкость или кристалл, взаимодействие между атомами особенно велико, поэтому велико и расщепление энергетических уровней. Каждый уровень атома расщепляется на столько уровней, сколько всего атомов в системе. Все эти уровни образуют широкую полосу или разрешенную зону. Так как в макроскопическом образце вещества число атомов очень велико, велико и число уровней в каждой разрешенной зоне, так что практически разрешенную зону можно считать сплошной. Разрешенные зоны разделяются друг от друга промежутками, называемыми запретными

зонами. Ширина по шкале энергии разрешенных и запрещенных зон в общем случае сравнима, но иногда разрешенные зоны могут перекрываться, сливаясь вместе. Ширина разрешенных и запрещенных зон зависит от структуры вещества, а главным образом от межатомного расстояния.

Мы пришли к заключению о зонном характере энергетического спектра электрона, связанного с телом, из наглядных, но совершенно не строгих соображений. Однако для твердого тела (кристалла) энергетические зоны можно получить и более строго теоретически. С этой целью решают волновое уравнение Шредингера для электрона, движущегося в потенциальном поле, образованном положительными ионами и всеми остальными электронами. Так как эти остальные электроны также описываются уравнением Шредингера, точное значение потенциального поля зависит от решения поставленной задачи. Такое поле называется самосогласованным.

Не зная точно хода потенциала самосогласованного поля кристалла, можно, однако, утверждать, что оно периодически в пространстве — с той же периодичностью, что и кристаллическая решетка. Решая стационарное уравнение Шредингера с периодической потенциальной энергией, получим, что энергетический спектр электрона состоит из ряда разрешенных зон, разделенных запрещенными зонами, а волновая функция, принадлежащая некоторой из разрешенных зон, имеет вид

$$\psi = u(x, y, z) e^{ikr} \quad (1.1)$$

и носит название блоховской волновой функции. (Была введена Блохом в 1928 г.).

Здесь $u(x, y, z)$ — функция, имеющая ту же периодичность в пространстве, что и потенциальная энергия, а e^{ikr} , как известно, есть волновая функция совершенно свободного электрона, обладающего импульсом $p = \hbar k$, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π , $\hbar = 1,042 \cdot 10^{-27}$ эрг сек.

Таким образом волновая функция электрона, движущегося в кристаллической решетке, представляет собой волновую функцию свободного электрона, модулированную с периодичностью кристаллической решетки; это значит, что электрон в кристалле до некоторой степени ведет себя, как

свободный, и может свободно передвигаться в пределах всего кристалла.

Если к кристаллу приложено внешнее электрическое поле, меняющееся в пространстве медленно по сравнению с периодическим полем кристаллической решетки, то можно показать, что электрон будет ускоряться этим добавочным полем, как частица, обладающая обычным зарядом электрона e и эффективной массой

$$m^* = \frac{1}{\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_j \partial k_l}}, \quad (1.2)$$

где $\mathcal{E}$ — полная энергия электрона, а k_j и k_l при $j, l = 1, 2, 3$ — составляющие волнового вектора $\mathbf{k}$. В кристалле эффективная масса является тензором, а выражение (1.2) дает один из компонентов этого тензора; однако на практике обычно пользуются скалярной массой, являющейся средним от диагональных элементов тензора.

Итак, движение электрона в медленно меняющемся поле, наложенном на периодическое поле, можно рассчитывать так, как будто бы периодического поля вовсе не было, а электрон обладал эффективной массой. Такое рассмотрение носит название метода эффективной массы. Этот метод значительно упрощает расчет движения электронов.

Для совершенно свободного электрона полная энергия равна кинетической энергии

$$\mathcal{E}_k = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2). \quad (1.3)$$

Подставляя выражение (1.3) в формулу (1.2), получим, что недиагональные компоненты тензора эффективной массы равны нулю, а диагональные компоненты равны m , т. е. у свободной частицы эффективная масса, вычисленная с помощью выражения (1.2), совпадает с обычной массой электрона, как это и следовало ожидать. При наличии же периодического поля скалярная эффективная масса, вообще говоря, отличается от обычной массы и может быть больше или меньше ее. Исследования показывают, что в нижней части каждой разрешенной зоны эффективная масса положительна, а в верхней части отрицательна. Это парадоксальное обстоятельство

связано с квантовомеханической природой электрона и не имеет наглядного истолкования.

Все сказанное относится к идеальной строго периодической кристаллической решетке. В такой решетке электрон действительно ускорялся бы беспредельно внешним полем так же, как в пустоте. В реальных кристаллах всегда имеются некоторые, хотя бы малые отклонения от периодичности. Эти отклонения, во-первых, обусловлены тепловыми колебаниями решетки, во время которых атомы отходят от узлов решетки, а периодичность нарушается. Во-вторых, всякий кристалл имеет различные дефекты — атомы посторонних веществ, внедренные в решетку, пустые кристаллические узлы, атомы основного вещества, находящиеся не в узлах, а в междоузлиях, и т. д. Для краткости все эти дефекты кристаллической решетки мы будем называть атомами примеси.

В результате взаимодействия с нарушениями периодичности электронные волны рассеиваются, электроны передают импульс и энергию решетке или получают импульс и энергию от тепловых колебаний решетки. В результате электроны принимают участие в тепловом движении тела и в отсутствии внешнего поля находятся в тепловом равновесии с решеткой; при этом их средняя скорость равна нулю, как и для теплового движения молекул газа. При наложении внешнего поля электроны приобретают некоторую направленную скорость, накопление которой, однако, ограничивается передачей электронами импульса тепловым колебаниям решетки и атомам примеси. Расчеты показывают, что пока направленная скорость электрона мала по сравнению с его тепловой скоростью, она пропорциональна внешнему электрическому полю. Величина направленной скорости электрона в единичном поле носит название подвижности. Это весьма важный параметр вещества, так как электропроводность равна произведению концентрации электронов, заряда электрона и подвижности. Очевидно, что подвижность должна убывать с температурой, так как при повышении температуры возрастает рассеяние электронов на тепловых колебаниях решетки.

Атомы примеси вызывают еще один эффект, а именно появление добавочных энергетических уровней. Если атомы примеси достаточно редки и находятся друг от друга на

расстояниях больших приблизительно 10^{-7} см, то связанные с ними энергетические уровни для электронов не сливаются в зону, но остаются локализованными в местах нахождения атомов примеси — это так называемые местные или примесные уровни. Эти уровни накладываются на энергетические зоны кристаллической решетки. Особое значение имеют примесные уровни, если они попадают в запретную зону вблизи нижнего или верхнего ее края. Как мы увидим в дальнейшем, примесные уровни обуславливают собой специфические свойства полупроводников.

Теоретическое доказательство зонной структуры энергетического спектра получено только для периодического потенциального поля, т. е. для кристалла, в крайнем случае имеющего лишь малые нарушения периодичности. Ряд экспериментальных фактов (например то, что при плавлении металлы и некоторые полупроводники сохраняют свои электрические свойства) свидетельствует о существовании энергетических зон также и у жидкостей и других аморфных тел. Теоретическое рассмотрение [8–10] показывает, что, если при плавлении кристалла ближний порядок в расположении атомов нарушается незначительно, то зонная структура энергетического спектра электронов и их свобода передвижения в пределах образца сохраняются. Это значит, что все положения зонной теории применимы не только к кристаллам, но и к аморфным телам и жидкостям, по крайней мере вблизи точки плавления последних, где еще сохраняется ближний порядок в расположении атомов.

§ 2. Статистическое распределение электронов по энергетическим уровням. Проводники, изоляторы и полупроводники

Из предыдущего параграфа как будто бы следует, что все кристаллы должны быть хорошими проводниками электрического тока. К такому выводу мы пришли, однако, из рассмотрения движения одного электрона, в действительности же в кристалле множество электронов. Электроны подчиняются принципу Паули, согласно которому в данной системе не может быть двух электронов, находящихся в одинаковом состоянии. Состояние же электрона в кристаллической решетке определяется его энергией и, кроме

того, спином электрона, который может иметь всего два значения. Таким образом, на каждом энергетическом уровне может поместиться два электрона, а так как в разрешенной зоне столько энергетических уровней, сколько атомов в системе, в каждой зоне может разместиться вдвое больше электронов, чем число атомов в системе.

При температуре абсолютного нуля всякая система стремится к минимуму энергии, поэтому электроны заполняют нижние зоны и уровни. Электроны замкнутых оболочек атомов заполняют целиком несколько нижних зон (если вообще можно говорить о зонах для электронов внутренних оболочек атомов) и остается разместить внешние валентные электроны. Здесь могут быть два существенно различных случая: 1) внешние электроны целиком заполняют некоторую зону, а в следующей, более верхней зоне нет уже ни одного электрона; 2) одна из зон оказывается частично заполненной электронами.

Элементарные соображения говорят за то, что первый случай осуществляется, если на каждый атом приходится четное число валентных электронов, а второй случай — если нечетное число, но из этого правила есть множество исключений благодаря перекрыванию зон у многих веществ.

Легко видеть, что в первом случае тело является изолятором, а во втором случае — проводником типа металла. Действительно, электроны, целиком заполняющие разрешенную зону, не могут участвовать в электропроводности. Ускоряясь внешним электрическим полем и получая направленную скорость, электрон должен приобретать и добавочную энергию, т. е. переходить на более высокий энергетический уровень. Электроны, находящиеся в глубине целиком заполненной зоны, не могут этого сделать в силу принципа Паули, так как все вышележащие уровни уже заняты электронами, а электроны, находящиеся у верхнего края зоны, не могут увеличить энергию, так как выше лежит запретная зона. Только очень сильное электрическое поле могло бы перебросить электрон в верхнюю свободную зону, но это не проводимость обычного типа, а пробой диэлектрика.

Если же зона заполнена частично, электроны, лежащие на верхних из заполненных уровней, могут свободно ускоряться полем, так как выше имеется обилие свободных энергетических уровней. Проводимость такого тела ограничи-

вается лишь рассеянием электронных волн, обусловленным главным образом тепловыми колебаниями решетки; поэтому электрическое сопротивление должно возрастать с температурой, что и наблюдается у металлов.

При температуре выше абсолютного нуля тепловое движение забрасывает электроны и на более высокие уровни, при тепловом равновесии устанавливается статистическое распределение электронов по энергетическим уровням. Частицы, для которых справедлив принцип Паули, подчиняются квантостатистическому распределению Ферми — Дирака (или, кратко, распределению Ферми). Функция распределения Ферми, т. е. вероятность того, что некоторый энергетический уровень энергии $\mathcal{E}$ занят электроном с определенным спином, имеет вид:

$$f = \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E} - e\mu}{kT}} + 1}. \quad (2.1)$$

Здесь k — постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град), T — абсолютная температура, а μ — некоторая константа, имеющая размерность электрического потенциала и называемая химическим потенциалом или уровнем Ферми.

Полное число электронов в системе получается, если выражение (2.1) умножить на 2 (число возможных значений спина электрона) и просуммировать по всем энергетическим уровням. Так как общее число электронов обычно бывает задано, отсюда можно определить химический потенциал, который зависит от температуры.

При температуре абсолютного нуля уровень Ферми имеет особо ясное значение. Если $\mathcal{E} > e\mu$, показатель экспоненты в выражении (2.1) стремится к $+\infty$, следовательно, $f = 0$, а при $\mathcal{E} < e\mu$ показатель стремится к $-\infty$, экспонента равна нулю, а $f = 1$. Это значит, что все энергетические уровни, лежащие ниже уровня химического потенциала, наверняка заполнены электронами, а лежащие выше его — свободны. В данном случае уровень Ферми аналогичен уровню жидкости, находящейся в поле тяжести.

Можно дать наглядное истолкование уровня химического потенциала и при $T > 0$. Действительно, при $\mathcal{E} = e\mu$ экспонента в выражении (2.1) равна единице, а следовательно,

$f = \frac{1}{2}$, Так же легко убедиться, что при $\mathcal{E} < e_F$ функция $f > \frac{1}{2}$, а при $\mathcal{E} > e_F$ функция $f < \frac{1}{2}$. Значит уровень Ферми это такой уровень, вероятность заполнения которого равна половине; уровни, лежащие ниже его, с большей вероятностью заполнены, а лежащие выше — с большей вероятностью свободны. Существенно отметить, что благодаря резкому ходу экспоненциальной функции энергетические уровни, лежащие всего на $(2-3)kT$ ниже уровня Ферми, заполнены с подавляющей вероятностью, а уровни, лежащие на $(2-3)kT$ выше уровня Ферми, — с подавляющей вероятностью свободны.

Из свойств уровня Ферми вытекает, что у металлов он должен лежать в частично заполненной зоне вблизи края заполнения, а у изоляторов — в запретной зоне, лежащей между заполненной и свободной разрешенной зонами, приблизительно посредине между ними. При $T > 0$ функция распределения для любой энергии отлична от нуля и единицы, поэтому в верхней свободной зоне всегда будет некоторое количество электронов, а в нижней заполненной зоне не все места будут заняты — останется некоторое число свободных мест или дырок в сплошной массе электронов.

Благодаря обилию свободных уровней в почти свободной зоне электроны, попавшие туда, участвуют в проводимости и носят название электронов проводимости, а зона называется зоной проводимости. Наличие дырок в заполненной зоне делает возможным движение электронов во внешнем поле и в этой зоне, так как электроны более низких уровней, ускоряясь полем, могут попадать в эти дырки. Вспомним, что электрон в верхней части зоны обладает отрицательной эффективной массой; следовательно, дырка, т. е. пустое место в заполненной зоне, ведет себя, как частица с положительным зарядом и положительной массой. Можно считать, что носителями тока в изоляторе являются электроны в зоне проводимости и положительные дырки в заполненной зоне.

Если ширина запретной зоны в единицах потенциала равна E_g , а уровень Ферми лежит как раз посредине, то, согласно выражению (2.1), вероятность нахождения элект-

трона на уровне вблизи нижнего края зоны проводимости равна

$$f_1 = \frac{1}{\frac{eE_g}{e^{2kT}} + 1}, \quad (2.2)$$

а вероятность дырки на уровне вблизи верхнего края заполненной зоны равна

$$f_2 = 1 - \frac{1}{\frac{eE_g}{e^{2kT}} + 1}; \quad (2.3)$$

по мере удаления от краев зон эти вероятности резко убывают.

Обычно ширина запретной зоны имеет порядок электрон-вольта или нескольких электрон-вольт, а при нормальной температуре $kT \cong \frac{1}{40}$ эв, следовательно, $\frac{eE_g}{2kT} \gg 1$, $e^{\frac{eE_g}{2kT}} \gg 1$, $e^{-\frac{eE_g}{2kT}} \ll 1$, и можно положить

$$f_1 = f_2 \cong e^{-\frac{eE_g}{2kT}} \ll 1, \quad (2.4)$$

т. е. электроны проводимости и дырки подчиняются классическому распределению Больцмана.

Если ширина запретной зоны велика, число электронов (в дальнейшем, говоря „электроны“, мы будем подразумевать именно электроны в зоне проводимости) и число дырок чрезвычайно мало, то и проводимость изоляторов ничтожна. Если, однако, ширина запретной зоны не столь велика (имеет порядок десятых долей электрон-вольта), что, впрочем, бывает редко, получается уже полупроводник. Такого рода полупроводники называются полупроводниками с собственной проводимостью или, кратко, собственными полупроводниками.

Посмотрим теперь, как влияют на распределение электронов примесные энергетические уровни, лежащие в запретной зоне. Эти уровни могут быть двух родов. Уровни первого рода в нормальном состоянии заняты электронами и могут отдать их и потому называются донорными, а соответствующие примеси — донорами. Уровни второго рода

в нормальном состоянии свободны, это уровни атомов, которые способны присоединить электрон, образуя отрицательный ион, и потому называются акцепторами.

В зависимости от природы атомов примеси или дефектов кристаллической решетки донорные и акцепторные уровни в запретной зоне могут занимать любое положение. Однако легко видеть, что существенное влияние на проводимость полупроводника оказывают лишь донорные уровни, лежащие вблизи зоны проводимости, и акцепторные уровни, лежащие вблизи заполненной зоны. Действительно, донорные уровни вблизи заполненной зоны или акцепторные уровни вблизи зоны проводимости не могут вызвать значительное смещение уровня химического потенциала. Такие уровни играют роль в теории фотоэффекта и люминесценции и в литературе обычно называются уровнями прилипания или ловушками, хотя формально их также можно считать донорами или акцепторами. В рассматриваемом здесь вопросе эти уровни играют второстепенную роль, поэтому в дальнейшем мы будем считать, что донорные уровни лежат близко к зоне проводимости, а акцепторные уровни — близко к заполненной зоне.

Уровень химического потенциала должен лежать выше заполненных донорных уровней и если эти последние лежат близко к нижнему краю зоны проводимости, уровень химического потенциала также приближается к зоне проводимости.

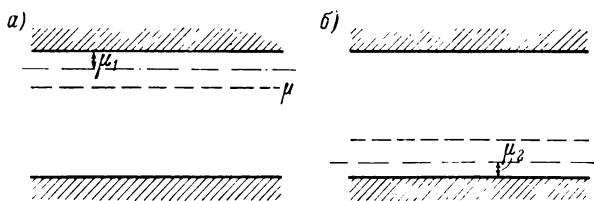


Рис. 1. Энергетическая схема полупроводника:
а — электрического, б — дырочного.

мости. На рис. 1 а представлена энергетическая схема такого вещества. Здесь, как везде в дальнейшем, сплошными линиями показаны края зон, штриховой линией — примесные уровни, штрих-пунктиром — уровень Ферми. Расстояние μ_1 от уровня Ферми μ до нижнего края зоны проводимости сравнительно невелико, поэтому, согласно (2.1), в зоне проводимости

будет достаточно электронов, и вещество обладает заметной проводимостью. На донорных уровнях остаются положительные дырки, но они неподвижны и не принимают участия в проводимости. Число же дырок в заполненной зоне ничтожно мало ввиду большого расстояния ν_1 от зоны до уровня Ферми. Следовательно, проводимость обусловлена исключительно электронами в зоне проводимости, и такое вещество называется электронным полупроводником. Его проводимость пропорциональна

$$f_1 = \frac{1}{e^{\frac{e\mu_1}{kT}} + 1} \cong e^{-\frac{e\mu_1}{kT}}. \quad (2.5)$$

При наличии свободных акцепторных уровней уровень Ферми лежит ниже их и может быть очень близок к верхнему краю заполненной зоны. На рис. 1б дана энергетическая схема такого вещества. Если ν_2 — расстояние от верхнего края заполненной зоны до уровня химического потенциала, то, согласно (2.1), число дырок пропорционально

$$f_2 = 1 - \frac{1}{e^{-\frac{e\mu_2}{kT}} + 1} \cong e^{-\frac{e\mu_2}{kT}}. \quad (2.6)$$

На акцепторных уровнях будет соответствующее число электронов, но они неподвижны и не принимают участия в проводимости, число же электронов в зоне проводимости ничтожно мало ввиду большого расстояния ее от уровня Ферми. Следовательно, проводимость обусловлена дырками в заполненной зоне, и такое вещество называется дырочным полупроводником.

Электронные и дырочные полупроводники, в отличие от собственных, называются примесными. Если в полупроводнике есть примеси обоих родов, положение уровня Ферми и свойства полупроводника определяются примесью с большей концентрацией. В этом случае атомы примеси, содержащейся в меньшем количестве, оказываются полностью ионизованными, так как, согласно нашему предположению, донорные уровни лежат ближе к зоне проводимости, а акцепторные уровни — ближе к заполненной зоне.

Согласно выражениям (2.2)—(2.6), концентрация носителей тока возрастает с температурой как у изоляторов, так

и у собственных и примесных полупроводников. Это возрастание протекает очень быстро и играет большую роль, чем убывание подвижностей электронов и дырок с ростом температуры. Поэтому, в противоположность металлам, электропроводность изоляторов и полупроводников растет с температурой. Температурный ход проводимости служит для разграничения металлов и полупроводников даже в большей степени, чем абсолютная величина проводимости.

§ 3. Критика зонной теории и область ее применимости

Зонная теория твердого тела позволила объяснить целый ряд опытных факторов, различие между проводниками, изоляторами и полупроводниками, температурный ход проводимости у металлов и т. д. Пожалуй, наибольший успех зонной теории — это истолкование дырочной проводимости, существование которой доказано на опыте.

Тем не менее зонную теорию нельзя считать строго обоснованной. Непоследовательность ее заключается в том, что энергетические зоны получаются в результате решения уравнения движения одного электрона в заданном потенциальном поле и затем по этим зонам размещается много электронов. При этом не учитывается взаимодействие между электронами (если не считать учета принципа Паули) и поляризующее действие электрона на решетку.

: Взаимодействие электронов можно было бы не учитывать, если бы их было мало, как, например, в зоне проводимости электронного полупроводника. Но в металле или в заполненной зоне количество электронов настолько велико, что их взаимодействие не является малым возмущением. Пока остается неясным, каким образом зонная теория дает удовлетворительные результаты и в этих случаях. Строго говоря, следовало бы решать многоэлектронную задачу и рассматривать энергетический спектр системы электронов.

Многоэлектронная задача для кристаллов рассмотрена в работах С. В. Вонсовского [11, 13], В. Л. Бонч-Бруевича [13] и др. Расчеты получаются очень сложные и их пока не удалось довести до всех тех практических результатов, которые получены с помощью одноэлектронного приближения.

Не имея возможности здесь останавливаться на многоэлектронных расчетах, отметим лишь, что там электрон в зоне проводимости, дырка в заполненной зоне и т. д. рассматриваются как возбужденные состояния системы многих электронов и являются квазичастицами, обладающими эффективной массой и другими корпускулярными свойствами. Такое положение аналогично тому, что имеет место в одноэлектронном приближении, однако вычисление различных параметров, как то: ширина запрещенной зоны, эффективной массы, вероятности перехода и т. д., здесь производится иначе, следовательно, и числовые значения этих параметров могут существенно отличаться от полученных в одноэлектронном приближении.

Поляризующее действие электрона особенно существенно в ионных кристаллах, что и учтено в поляронной теории С. И. Пекара [14]. При этом сохраняются многие результаты зонной теории, но эффективная масса и подвижность полярона вычисляются иначе, чем для обычного „зонного“ электрона.

Сопоставляя обычное одноэлектронное приближение с многоэлектронной и поляронной теорией, можно ориентировочно наметить область применимости зонной теории, хотя вопрос этот в настоящее время нельзя считать окончательно решенным.

Поскольку во всех теориях сохраняется понятие квазичастиц, зонная теория вполне надежна, как основа феноменологических электронных теорий, т. е. таких теорий, которые описывают феномены — явления, например: движение электронов и дырок, их переходы с одного уровня на другой и т. д., но не раскрывают полностью квантовомеханический механизм этих явлений. В феноменологических теориях вводится ряд параметров — эффективная масса, энергия возбуждения, длина свободного пробега, вероятность перехода и т. д., которые в рамках данной теории считаются заданными и должны быть получены из опыта или из другой более строгой теории, в данном случае — из решения многоэлектронной задачи. Феноменологическими теориями являются теории электропроводности, эффекта Холла, контактной разности потенциалов, термоэлектрических явлений и т. д., если считать заданной длину свободного пробега электрона. Для феноменологических теорий безразлично, являются ли

носители тока обычными электронами и дырками или же поляронами.

Менее однозначно теоретическое вычисление длины свободного пробега и подвижности носителей тока; здесь, например, для поляронов и зонных электронов получаются совсем различные результаты. Еще менее достоверно определение из одноэлектронного приближения эффективных масс электронов и дырок, ширины запретной и разрешенной зон и вероятности перехода электрона из одной зоны в другую или с примесных уровней в зону. И, наконец, для объяснения сверхпроводимости одноэлектронное приближение, повидимому, в принципе непригодно.

Теория выпрямляющего действия полупроводников в современном ее виде есть теория чисто феноменологическая, поскольку величины различных параметров, входящих в нее, берутся из опыта. Поэтому использование зонных представлений здесь вполне законно, хотя у читателя могли возникнуть некоторые сомнения на этот счет в связи с проводившейся не так давно дискуссией о зонной теории [15].

§ 4. Контактная разность потенциалов

Хотя электрон в твердом теле и может передвигаться, он связан с телом в целом, так как вследствие притяжения положительными ионами находится в потенциальной яме. Энергетические зоны для электрона в кристалле лежат ниже энергии свободного электрона. Поэтому, чтобы оторвать электрон от тела, необходимо затратить некоторую работу, называемую *работой выхода* и равную разности энергий электрона в свободном состоянии и в кристаллической решетке.

Так как в кристалле много энергетических уровней, то работа выхода определяется неоднозначно, существует несколько определений работы выхода, но наиболее важное из них это так называемая термодинамическая работа выхода, отсчитываемая от уровня химического потенциала. Эта работа выхода является определяющей тогда, когда выбрасывание электрона происходит под действием теплового движения (термоэлектронная эмиссия).

Термодинамическая работа выхода или, для краткости, просто работа выхода, не является постоянной для данной кристаллической решетки, особенно в случае полупроводни-

ков. Действительно, в § 2 мы видели, что положение уровня химического потенциала относительно зон у полупроводников в значительной степени зависит от наличия примесных центров того или иного рода. С другой стороны, энергетическая глубина зон по сравнению с уровнем свободного электрона всецело определяется кристаллической структурой и не может сколько-нибудь заметно зависеть от присутствия примесей. Поэтому постоянной для данной решетки является, например, так называемая внешняя работа выхода, равная расстоянию от нижнего края зоны проводимости до уровня свободного электрона.

Если два тела приведены в такое состояние, что электроны могут свободно переходить из одного тела в другое (например два проводника в плотном контакте друг с другом), то уровни химического потенциала должны быть одинаковы у обоих тел, подобно тому, как в сообщающихся сосудах жидкость имеет одинаковый уровень. Это положение доказывается строго в термодинамике.

Пусть имеем два тела с различными работами выхода в контакте друг с другом. Поскольку уровни Ферми у них одинаковы, а работы выхода различны, электроны, только что вышедшие из первого и второго тела, находятся на различных энергетических уровнях. Это возможно только в том случае, если между телами имеется потенциальное поле и существует разность потенциалов, равная разности работ выхода. Эта разность потенциалов называется *контактной разностью потенциалов*.

Ее существование обеспечивается тем, что при соприкосновении тел из тела с меньшей работой выхода некоторое количество электронов переходит в тело с большей работой выхода, при этом оба тела заряжаются электрически и между ними возникает электрическое поле.

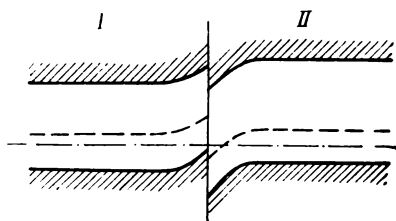


Рис. 2. Энергетическая схема контакта.

Рассмотрим подробнее, что происходит вблизи поверхности контакта. На рис. 2 изображена энергетическая схема контакта. Из тела I с меньшей работой выхода электроны

переходят в тело II с большей работой выхода, в результате чего в теле I возникает положительный объемный заряд, а в теле II — отрицательный; образуется двойной электрический слой. Благодаря объемному заряду в обоих телах вблизи контакта возникает неоднородное электрическое поле, направленное от положительно заряженного тела I к отрицательно заряженному телу II. В этом неоднородном, но сравнительно медленно меняющемся поле края зон и все разрешенные энергетические уровни загибаются, как показано на рис. 2. Загиб зон относительно уровня химического потенциала и обеспечивает соответственное перераспределение электронов, так что вся картина является самосогласованной.

Распределение потенциала вблизи контакта может быть определено из уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = - \frac{4\pi\rho}{\epsilon}, \quad (4.1)$$

где φ — электрический потенциал, ϵ — диэлектрическая постоянная тела, а ρ — объемный заряд, который определяется подсчетом числа добавочно занятых электронами или освободившихся энергетических уровней путем суммирования по всем разрешенным уровням выражений (2.2)–(2.6). При этом в энергию электрона $\mathcal{E}$ следует включить его энергию в приконтактном электрическом поле, так что ρ зависит от φ .

Общая мощность двойного слоя должна быть такой, чтобы создаваемый им скачок потенциала был равен контактной разности потенциалов, т. е. разности работ выхода, измеренной в единицах потенциала (например в вольтах). Вне двойного слоя поле равно нулю, и края зон вдали от поверхности контакта становятся горизонтальными и располагаются на нормальном расстоянии от уровня химического потенциала, как это и показано на рис. 2. Перепад потенциала распределяется в обоих телах, а также в зазоре между ними, если последний имеется. Толщина двойного слоя и крутизна загиба зон зависят от концентрации энергетических уровней. По порядку величины электрическое поле у контакта равно произведению плотности объемного заряда на толщину слоя его, т. е. полному заряду на единицу поверхности тела, а перепад потенциала равен среднему полю, умноженному на толщину слоя, т. е. пропорционален

плотности объемного заряда на квадрат толщины слоя. Отсюда следует, что при заданной контактной разности потенциалов эффективная толщина слоя объемного заряда обратно пропорциональна корню из плотности заряда.

В металлах вблизи уровня Ферми имеется обилие разрешенных энергетических уровней, поэтому уже при небольшом наклоне зон возникает огромная плотность объемного заряда, а толщина слоя у контакта двух металлов мала; как показывают расчеты, она не превышает $10^{-8} - 10^{-7}$ см, т. е. на контакте имеется практически бесконечно тонкий двойной слой, а оба металла находятся под различными потенциалами.

В полупроводниках ближайшая разрешенная зона и примесные уровни находятся на некотором расстоянии от уровня химического потенциала, поэтому там имеется либо немного электронов, либо немного положительных дырок, и при наклоне уровней возникает не столь большой объемный заряд. Соответственно толщина приконтактного слоя объемного заряда значительно больше, чем в металлах; расчеты показывают, что в типичных полупроводниках эффективная толщина слоя имеет порядок 10^{-5} см.

Еще меньшие плотности объемного заряда возможны в изоляторах, а толщина приконтактного слоя может достигать там нескольких сантиметров.

Если соприкасаются два тела с различной плотностью энергетических уровней, то и плотность объемного заряда, возникающего в них, будет различна. Но суммарный заряд на единицу поверхности контакта должен быть одинаков по величине в обоих телах. Отсюда следует, что эффективные толщины слоев обратно пропорциональны плотностям объемных зарядов. Как уже отмечалось выше, падения напряжений пропорциональны произведению среднего поля (иначе говоря, суммарного заряда) на толщину слоя; значит, при равных суммарных зарядах падения напряжений в соприкасающихся телах пропорциональны толщине слоев объемного заряда или обратно пропорциональны плотностям объемных зарядов. Отсюда следует, что в случае контакта металла с полупроводником падение напряжения в металле ничтожно мало по сравнению с падением напряжения в полупроводнике, которое практически равно контактной разности потенциалов.

Во избежание путаницы условимся считать, что контактная разность потенциалов положительна на границе металла с полупроводником, если работа выхода из металла больше работы выхода из полупроводника, а на границе двух полупроводников, — если работа выхода из первого полупроводника, помещаемого на схемах слева, больше работы выхода из второго полупроводника, расположенного справа. Соответственно с этим внешнее приложенное напряжение будем считать положительным, если минус приложен слева, т. е. к металлу или первому полупроводнику. При таком определении контактная разность потенциалов и приложенное напряжение складываются друг с другом.

§ 5. Об искривлении энергетических зон

В предыдущем параграфе мы видели, что вблизи контакта в полупроводнике зоны уже не представляют собой горизонтальные полосы, но загибаются в ту или иную сторону. Представление о наклонных и искривленных зонах играет большую роль в теории выпрямляющего действия полупроводников, поэтому мы остановимся на этом вопросе подробней.

Если на энергетической диаграмме откладывать по оси ординат только собственное значение энергии электрона при движении его в периодическом самосогласованном поле кристалла без учета макроскопического электрического поля, то разрешенные зоны всегда горизонтальны. Каждый разрешенный уровень энергии, соответствующий в изотропном приближении некоторому действительному значению квазиимпульса электрона, т. е. волновому числу в блоховской функции, простирается при этом на весь кристалл.

В таком представлении движение электрона в макроскопическом медленно меняющемся (в пределах одного периода решетки) поле, обусловленном внешним приложенным напряжением, контактной разностью потенциалов или другой причиной, изобразится наклонной линией. Электрон под действием макроскопического поля все время переходит с одного энергетического уровня на другой и, например, в ускоряющем поле увеличивает свою энергию W в зоне (рис. 3) за счет убывания потенциальной энергии электрона в ускоряю-

щем поле, направленном вдоль оси x . В идеальной решетке это будет продолжаться до тех пор, пока электрон не достигнет верхнего края разрешенной зоны и не отразится от этого края (брегговское отражение). В реальной решетке электрон обычно рассеивается на тепловых колебаниях и дефектах решетки прежде чем достигнет верхнего края разрешенной зоны.

Однако более наглядно и удобно, особенно при изучении контактных явлений, другое графическое представление, при котором по оси ординат откладывается полная энергия электрона W — $e\varphi$ с учетом макроскопического поля φ . Поскольку полная энергия не меняется, здесь движение электрона в макроскопическом поле изобразится горизонтальной прямой (рис. 4). Наоборот,

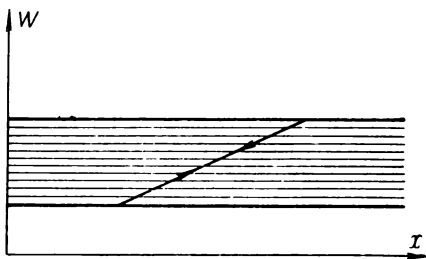


Рис. 3. Движение электрона в зоне.

если задать определенное значение энергии электрона в зоне (без учета макроскопического поля), что в изотропном приближении соответствует заданному значению квазиимпульса электрона, то полная энергия зависит только от энергии электрона в макроскопическом поле и на диаграмме изобразится некоторой кривой, передающей ход энергии электрона в макроскопическом поле.

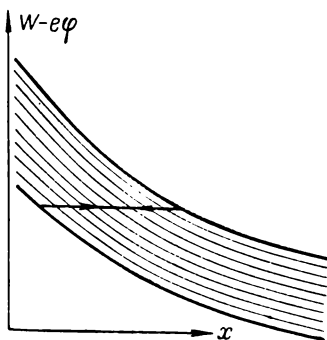


Рис. 4. Наклонная энергетическая зона.

В частности, края разрешенной зоны, ограничивающие область значений энергии, при которых квазиимпульс электрона вещественен, также изобразятся на диаграмме полных энергий кривыми, передающими ход энергии электрона в макроскопическом поле (крайние жирные кривые на рис. 4). Когда горизонтальная прямая, изображающая движение электрона с некоторой заданной полной энергией, пересекается

с краем зоны, электрон отражается и движется назад по той же горизонтальной линии. Таким образом, каждый энергетический уровень для полной энергии электрона в кристалле, находящемся во внешнем поле, распространяется не на весь кристалл, но лишь на ограниченную область его, границы которой определяются пересечением горизонтальной линии с краями разрешенной зоны.

Переход с одного энергетического уровня на другой в данном представлении происходит только при взаимодействии электрона с фотоном или с тепловым колебанием решетки.

В заключение еще раз подчеркиваем, что искривленный край зоны отнюдь не дает зависимость полной энергии данного электрона от координаты, как иногда ошибочно думают неискушенные читатели, но ограничивает область энергий, при которых квазиимпульс электрона вещественен.

§ 6. Поверхностные уровни в кристалле

Зонное строение энергетического спектра, строго говоря, получено для безграничного кристалла. Между тем все реальные кристаллы ограничены поверхностью, что может изменить характер энергетического спектра электронов. Можно ожидать, что особенно существенно это скажется при рассмотрении контактных явлений, разыгрывающихся вблизи поверхности раздела двух различных твердых тел.

Влияние границы кристалла с вакуумом на энергетический спектр электронов впервые было рассмотрено И. Е. Таммом [16], который воспользовался одномерной моделью кристалла, а именно моделью Кронига — Пенни. В этой модели периодическое поле кристалла изображается в виде бесконечного ряда прямоугольных зубцов. Чтобы учесть влияние поверхности, Тамм принял, что с одной стороны ряд зубцов ограничен бесконечно высокой стенкой.

Исследование решения уравнения Шредингера для электрона в таком поле показало, что зонная структура энергетического спектра сохраняется, но между каждыми двумя соседними разрешенными зонами имеется дополнительный уровень, получивший название таммовского уровня. Этим уровням соответствуют волновые функции электрона, экспоненциально убывающие по мере удаления от границы как

внутри, так и наружу кристалла. Поэтому таммовские уровни являются поверхностными уровнями; электрон, находящийся на таком уровне, не движется по всему кристаллу, но локализован вблизи его поверхности.

Шокли [1¹] и Поллард [1⁸] исследовали происхождение поверхностных уровней на основе более общей одномерной модели. Оказалось, что поверхностные уровни могут появиться лишь в том случае, если у поверхности имеется отдельная потенциальная яма или же если перекрываются энергетические зоны, соответствующие различным атомным уровням. В модели Кронига—Пенни зоны не перекрываются, и Тамм получил поверхностные уровни лишь потому, что неявно ввел дополнительную потенциальную яму у поверхности (у бесконечно высокой потенциальной стенки).

В конечном кристалле поверхностные состояния встречаются попарно, причем каждому краю кристалла соответствует одно состояние. В каждой паре поверхностных уровней один уровень происходит из нижней зоны, а один из верхней. Значит, если нижняя зона целиком заполнена, а верхняя зона свободна, что имеет место в изоляторах и полупроводниках, то при перекрывании зон на поверхностный уровень переходят два электрона с противоположными спинами.

В трехмерном случае поверхностные атомы кристалла образуют двухмерную периодическую решетку. Поэтому, если направить ось x перпендикулярно поверхности внутри кристалла, то волновая функция электрона в поверхностном состоянии будет иметь вид:

$$\psi = u(y, z) e^{-\kappa x} e^{i(k_y y + k_z z)}, \quad (6.1)$$

где u — функция, периодическая по y и z с периодом решетки. Волновая функция (6.1) экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности, но вдоль поверхности ведет себя, как двухмерная блоховская функция, т. е. функция свободного электрона, модулированная множителем с периодом решетки.

Как и в трехмерной решетке, энергетические уровни двухмерной решетки расщеплены в зону. Таким образом, поверхностные уровни образуют зону, которая может лежать в запрещенной зоне кристалла. Число уровней в поверхностной зоне равно числу поверхностных атомов кристалла.

Все описанные теоретические исследования относятся к границе кристалла с вакуумом. Нам неизвестно решение аналогичной задачи на границе двух различных кристаллических решеток, например на границе металла с полупроводником или на границе двух различных полупроводников, что имело бы прямое отношение к контактным явлениям. Можно предполагать, что в этих случаях поверхностные уровни возникают далеко не всегда, поскольку граница двух кристаллов представляет собой не столь резкое изменение потенциального поля для электрона, как граница кристалла с вакуумом. В частности, поверхностные уровни не возникнут на границе двух кристаллов, близких по своим параметрам.

Все изложенное относится к идеальной поверхности кристалла. В случае реальных поверхностей следует ожидать ряд новых явлений. Прежде всего, на поверхности кристалла всегда имеется большое количество дефектов кристаллической решетки и трещин. Вероятность встретить дефект в поверхностном узле решетки гораздо больше, чем в узле, лежащем внутри кристалла, так как всякие примеси обычно имеют тенденцию концентрироваться на поверхности кристалла. Дефекты поверхности нарушают зону поверхностных уровней и могут воспрепятствовать поверхностной проводимости. С другой стороны, дефекты и атомы примеси сами могут образовывать локальные энергетические уровни как акцепторные, так и донорные. При большой концентрации атомов примеси и дефектов на поверхности эти уровни также образуют поверхностную зону.

Однако атомы примеси и дефекты (например дырки в кристаллической решетке) способны диффундировать вглубь кристалла. Таким образом, следует рассматривать не геометрическую поверхность идеального кристалла и не моноатомный слой поверхностной примеси, а приповерхностный слой некоторой конечной толщины со свойствами, отличающимися от свойств толщи полупроводника.

Пожалуй, наиболее прямое подтверждение существования поверхностных уровней — это усиленная поверхностная рекомбинация электронов и дырок через посредство поверхностных уровней. Поверхностная рекомбинация имеет большое значение в физике транзисторов и исследована достаточно подробно [19]. В частности установлено, что обработка поверхности кристалла существенно влияет на скорость

поверхностной рекомбинации, откуда следует, что здесь играют роль не идеальные поверхностные уровни, а уровни атомов примеси и дефектов на поверхности. В теориях поверхностной рекомбинации не рассматриваются подробно поверхностные уровни, а вводится просто коэффициенто поверхностной рекомбинации.

Бардин [20] показал, что наличие поверхностных уровней приводит к образованию вблизи свободной поверхности полупроводника слоя объемного заряда и потенциального барьера. Положение здесь совершенно аналогично тому, что имеет место в случае контакта полупроводника с металлом при наличии контактной разности потенциалов (§ 4). Образуется двойной слой, состоящий, с одной стороны, из зарядов, находящихся на поверхностных уровнях, с другой стороны — из зарядов в объеме полупроводника (диффузный слой толщиной порядка дебаевского радиуса). При достаточной мощности поверхностных уровней может образоваться вблизи поверхности слой с противоположным типом объемной проводимости по сравнению с толщей полупроводника [21].

Существованием такого двойного слоя Мейергоф [22] объяснил результаты своих измерений, которые показали, что контактный потенциал полупроводника кремния не зависит от концентрации примесей и даже от того, является ли кремний электронным или дырочным полупроводником. При этом характеристики точечных кремниевых диодов не зависят от работы выхода металла, из которого сделан контакт. Опыты Мейергофа являются косвенным подтверждением существования поверхностных уровней. Заметим, однако, что результаты этих опытов можно объяснить и не прибегая к поверхностным уровням, а именно тем, что на поверхности кремния при соответствующей обработке этой поверхности имеется тонкий слой с дырочной проводимостью.

Браттейн и Гаррет [23] на основании измерений потенциалов поверхностей раздела германий — электролит и германий — газ заключили, что поверхность германия можно рассматривать как электронно-дырочный переход, одна сторона которого имеет постоянные свойства (толща германия), а другая сторона (поверхностный слой) изменяется от типично электронного до типично дырочного полупроводника.

В. Е. Лашкарёв [24] исследовал вопрос о работе выхода и проводимости полупроводника при наличии поверхностного

заряда. Ф. Ф. Волькенштейн показал, что поверхностные электронные состояния играют важную роль в явлениях абсорбции и катализа [25].

В теориях выпрямляющего действия поверхностные уровни, как правило, явно не учитываются. Неявно их можно учесть следующим образом:

1) при рассмотрении контакта металла с полупроводником через эффективное значение контактной разности потенциалов (по Мейергофу), которая входит в теорию выпрямления как заданный параметр. Как центры рекомбинации поверхностные уровни в этом случае не играют роли ввиду обилия уровней в металле;

2) при рассмотрении контакта двух полупроводников, помимо эффективной контактной разности потенциалов, следует в таком поверхностном слое принять эффективное значение концентрации примесных уровней, отличное от концентрации их в толще полупроводника;

3) из теории выпрямителя с тонким слоем противоположного типа проводимости, согласно Браттейну и Гаррету [23], можно получить теорию выпрямителя, основанную на поверхностных уровнях, если произвести предельный переход, устремляя к межатомному расстоянию толщину химического запирающего слоя и придавая соответствующее значение полной концентрации примесных уровней в этом слое.

§ 7. Определение констант, встречающихся в теории

В § 3 было отмечено, что ряд параметров, встречающихся в феноменологической теории полупроводников, надежнее не вычислять теоретически, но определять из опыта. Эти параметры таковы: тип проводимости (электронная или дырочная); концентрации n_1 и n_2 ; подвижности u_1 и u_2 и эффективные массы m_1 и m_2 электронов и дырок (индекс 1 везде относится к электронам проводимости, 2 — к дыркам в заполненной зоне); ширина запретной зоны E_g и расстояния от примесных уровней до края ближайшей разрешенной зоны ΔE ; контактная разность потенциалов V_k для пары соприкасающихся тел; времена жизни электронов и дырок τ_1 и τ_2 и связанные с ними вероятности всевозможных переходов электрона с одного энергетического уровня на другой.

Тип проводимости может быть определен по знаку поперечного эффекта Холла или термо-электродвижущей силы (термо-э. д. с.).

Поперечный эффект Холла заключается в следующем. Если проводник с током поместить в магнитное поле, перпендикулярное направлению тока, на движущиеся заряды действует сила Лоренца, отклоняющая их в направлении, перпендикулярном как току, так и магнитному полю, что вызывает возникновение дополнительной э. д. с. в этом направлении. При заданном направлении тока отрицательные электроны и положительные дырки движутся в противоположных направлениях, но сила Лоренца пропорциональна произведению заряда на его скорость. Так как и заряды и скорости противоположны, сила Лоренца отклоняет и электроны и дырки в одном направлении, а благодаря различию зарядов знак возникающей э. д. с. противоположен для электронов и дырок.

Возникновение термо-э. д. с. обусловлено тем, что при наличии в проводнике градиента температуры носители тока диффундируют от более нагретой части в холодную. Но если электрическая цепь состоит из одного проводника, в ней еще не возникает результирующая э. д. с., так как э. д. с. в двух ветвях компенсируют друг друга. Если же цепь спаяна из двух различных проводников, то при условии, что температуры спаев неодинаковы, в цепи действует результирующая э. д. с. В полупроводниках термо-э. д. с. значительно больше, чем в металлах, поэтому в цепи, состоящей из полупроводника, заключенного между металлическими электродами, поддерживаемыми при различных температурах, результирующая термо-э. д. с. практически равна э. д. с. полупроводника. Так как и дырки и электроны диффундируют от нагретого конца к холодному, а заряды их противоположны, то знак э. д. с. зависит от типа носителей; в электронном полупроводнике нагретый конец заряжается положительно, а в дырочном — отрицательно.

Концентрация носителей тока определяется измерением эффекта Холла. Если вдоль оси x течет ток плотностью j_x , а по оси z направлено магнитное поле, то в направлении оси y возникает электрическое поле

$$E_y = RH_z j_x, \quad (7.1)$$

где в случае носителей тока одного рода постоянная Холла

$$R = \pm \frac{3\pi}{8c} \cdot \frac{1}{en_{1,2}}. \quad (7.2)$$

Здесь c — скорость света, e — заряд электрона; знак $(+)$ относится к дыркам, $(-)$ — к электронам. Измеряя на опыте постоянную Холла R , получим концентрацию электронов n_1 или дырок n_2 .

Электропроводность полупроводника при наличии носителей тока одного рода равна

$$\sigma = eun; \quad (7.3)$$

перемножая (7.2) и (7.3), получим подвижность

$$u = \frac{8c}{3\pi} R\sigma, \quad (7.4)$$

т. е. для определения подвижности носителей тока необходимо измерить постоянную Холла и электропроводность.

При наличии одного рода носителей термо-э. д. с. Θ , возникающая в полупроводнике, равна

$$\Theta = \pm \frac{k}{e} \int_{T_1}^{T_2} \left[2 + \ln \frac{2(2m_{1,2}kT)^{3/2}}{h^3 n_{1,2}} \right] dT, \quad (7.5)$$

где верхний знак относится к электронам, нижний — к дыркам, T_1 и T_2 — температуры (абсолютные) концов полупроводника. Если известно $n_{1,2}$, из формулы (7.5) можно вычислить эффективную массу электрона или дырки m_1 или m_2 .

В случае, когда присутствуют и электроны и дырки в сравнимых количествах, как, например, в собственных полупроводниках, дело значительно осложняется. Формулы для проводимости, постоянной Холла и термо-э. д. с. принимают вид:

$$\sigma = e(n_1 u_1 + n_2 u_2); \quad (7.6)$$

$$R = \frac{3\pi}{8ce} \cdot \frac{n_2 u_2^2 - n_1 u_1^2}{(n_1 u_1 + n_2 u_2)^2}; \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} \Theta = \int_{T_1}^{T_2} \frac{k}{e} \left\{ n_1 u_1 \left[2 + \ln \frac{2(2\pi m_1 kT)^{3/2}}{h^3 n_1} \right] - \right. \\ \left. - n_2 u_2 \left[2 + \ln \frac{2(2\pi m_2 kT)^{3/2}}{h^3 n_2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Из сравнения (7.7) и (7.8) мы видим, что, если подвижности электронов и дырок различны, тип проводимости, определяемый по постоянной Холла и по термо-э. д. с., может оказаться противоположным. Так, например, при $u_1 > u_2$ и $n_2 > n_1$ может быть, что по эффекту Холла полупроводник электронный, а по термо-э. д. с. — дырочный.

Ширина запретной зоны E_g и расстояние от примесных уровней до зоны ΔE определяются по температурной зависимости концентрации электронов или дырок.

Количество электронов и дырок в беспримесном полупроводнике при ширине запретной зоны E_g равно [5]

$$n_1 = n_2 = \frac{2}{h^3} (2\pi \sqrt{m_1 m_2} kT)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (7.9)$$

а в примесном полупроводнике с концентрацией примесных уровней N , отстоящих от края зоны на ΔE , число электронов или дырок при не слишком высокой температуре приблизительно равно

$$n_{1,2} = \frac{\sqrt{2N} (2\pi m_{1,2} kT)^{3/4}}{h^{3/2}} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (7.10)$$

Обычно ΔE в несколько раз меньше, чем E_g , в этом случае с повышением температуры все примесные центры оказываются ионизованными, так что дальнейшее возрастание числа носителей тока происходит за счет теплового заброса электронов из заполненной зоны в свободную и описывается формулой (7.9).

Так как предэкспоненциальные множители в (7.9) и (7.10) меняются с температурой медленно по сравнению с экспонентами, то если построить график $\ln n_{1,2}$ в функции от $\frac{1}{2kT}$, мы получим приблизительно прямые линии с наклонами E_g или ΔE . В соответствии со сказанным выше, график $\ln n_{1,2}$ в функции от $\frac{1}{2kT}$ для примесного полупроводника представляет собой прямую с переломом, как показано на рис. 5, причем при низких температурах наклон ее дает ΔE , а при высоких E_g . Таким образом, если построить такую кривую из опыта в достаточно широком интервале температур, можно получить величину и ΔE и E_g .

Поскольку подвижности электронов и дырок меняются с температурой сравнительно медленно, вместо $\ln n_{1,2}$ можно приближенно откладывать $\ln \sigma$.

Определив ΔE , из формулы (7.10) можно также вычислить концентрацию примесных уровней N , которая может меняться даже для одного и того же полупроводника в весьма широких пределах.

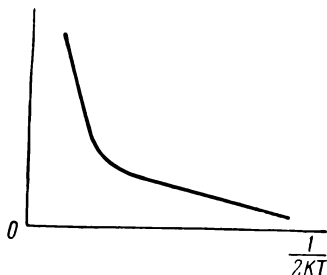


Рис. 5. Определение E_g и ΔE из температурного хода проводимости.

Контактная разность потенциалов измеряется так называемым конденсаторным способом. Сравнимые материалы образуют пластины конденсатора, которые соединяются между собой через потенциометр и сопротивление R . Пластины конденсатора несут некоторый заряд, пропорциональный разности потенциалов между ними и зависящий от расстояния между пластинами. Если это расстояние изменяется, например, если одна из пластин приводится в колебания, заряды на пластинах изменяются, и в цепи течет переменный ток, который может быть зарегистрирован прибором, обычно после усиления радиотехническим способом падения напряжения на сопротивлении R .

Если, однако, напряжение на потенциометре от постороннего источника тока как раз уравновешивает контактную разность потенциалов между пластинами, переменный ток отсутствует.

Таким образом, добиваясь отсутствия переменного сигнала и измеряя компенсирующее напряжение на потенциометре, получим величину контактной разности потенциалов,

Контактная разность потенциалов измеряется так называемым конденсаторным способом. Сравнимые материалы образуют пластины конденсатора, которые соединяются между собой через потенциометр и сопротивление R . Пластины конденсатора несут некоторый заряд, пропорциональный разности потенциалов между ними и зависящий от расстояния между пластинами. Если это расстояние изменяется, например, если одна из пластин приводится в колебания, заряды на пластинах изменяются, и в цепи течет переменный ток, который может быть зарегистрирован прибором, обычно после усиления радиотехническим способом падения напряжения на сопротивлении R .

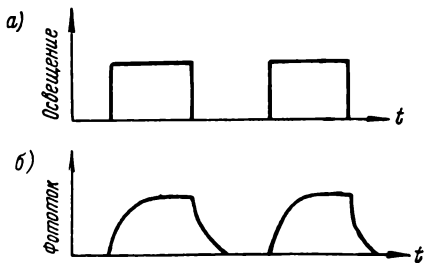


Рис. 6. Диаграмма освещения и проводимости при определении времени жизни.

Время жизни легко можно определить для фотоэлектронов и фотодырок, образующихся под действием света. Для этого исследуемый образец освещают прямоугольными импульсами света [29] (рис. 6а) и измеряют возникающую при этом добавочную фотопроводимость с помощью осциллографа. Возрастание фотопроводимости и убывание ее несколько отстают от возрастания и убывания освещенности, как показано на рис. 6б. Возрастание фотопроводимости происходит приблизительно по закону

$$\sigma_{\Phi} = \sigma_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (7.11)$$

а убывание ее — по закону

$$\sigma_{\Phi} = \sigma_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (7.12)$$

где σ_0 — фотопроводимость при непрерывном освещении. По осциллограмме можно определить τ ; это и есть время жизни электронов в зоне проводимости или дырок в заполненной зоне.

Если известна схема, по которой происходит рекомбинация электронов и дырок с ионизованными примесными центрами или друг с другом, и концентрации всех зарядов, по времени жизни можно определить коэффициент рекомбинации и эффективное поперечное сечение рекомбинации. Для типичных полупроводников τ имеет порядок 10^{-5} — 10^{-6} сек., а сечение рекомбинации 10^{-16} см².

Следует заметить, что ширина запретной зоны и эффективные массы носителей тока постоянны для данного вещества, подвижности и ΔE могут меняться в достаточно узких пределах, тогда как концентрации примесных центров, электронов и дырок меняются даже для одного и того же вещества на несколько порядков и для каждого образца, а иногда и в разных местах одного и того же образца имеют свое значение. Если для какого-либо полупроводника известны эффективные массы электронов или дырок, концентрацию их в отдельных образцах можно определить, измеряя термо-э. д. с. и воспользовавшись формулой (7.5). Если же известна подвижность носителей тока, концентрацию их в различных образцах можно приближенно определить, измеряя электропроводность.

Мы описали только наиболее общеизвестные, так сказать, классические методы определения различных параметров, встречающихся в теории. Помимо этого, в настоящее время разрабатываются новые способы измерения констант полупроводников. Из них стоит упомянуть об определении подвижностей носителей тока и времени их жизни путем исследования диффузии и дрейфа в электрическом поле фотоэлектронов и фотодырок из освещенной области в неосвещенную, электронов, „впрыснутых“ в дырочный полупроводник, или дырок, „впрыснутых“ в электронный полупроводник [19].

Ширина запретной зоны E и расстояние от примесных уровней до края зоны ΔE могут быть также определены по красной границе фотоэффекта или поглощения света веществом.

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ТВЕРДЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЯХ

§ 8. Типы твердых выпрямителей и их изготовление

Первыми твердыми выпрямителями были кристаллические детекторы, которые применялись на заре радиотехники для детектирования радиосигналов. Они представляли собой кристалл галена, карборунда, перикона, свинцового блеска и т. п., к которому прижималось металлическое острие. Все эти детекторы обладали двумя основными недостатками — крайне малой плотностью рабочего тока и выпрямляемой мощности и неустойчивостью в работе. Поэтому они не получили распространения в качестве преобразователей переменного тока в постоянный.

В настоящее время наибольшее применение имеют выпрямители меднозакисные, селеновые, сульфидные, германиевые и кремниевые.

Меднозакисные выпрямители были первыми твердыми выпрямителями, получившими широкое техническое применение, но затем они были вытеснены селеновыми выпрямителями, превосходящими их по допустимой нагрузке, сроку службы, механической прочности и к. п. д. (до 85—90% вместо 55—60%) ([3], стр. 15). Однако осталась область применения, где меднозакисные выпрямители несомненно имеют преимущество, это — область измерительной техники. Как известно, магнитоэлектрические измерительные приборы по точности и чувствительности далеко превосходят все остальные приборы, но непосредственно измеряют только постоянный ток. Чтобы можно было воспользоваться этими

приборами для измерения переменного тока, его нужно выпрямить, но для точности измерения выпрямитель должен обладать большой устойчивостью в работе и должен иметь прямолинейный участок вольтамперной характеристики. Как раз этими свойствами и обладают меднозакисные выпрямители, тогда как допустимая нагрузка на выпрямитель и его к. п. д. в измерительных схемах не играют особой роли.

Для изготовления меднозакисного выпрямителя берут диски из рафинированной меди толщиной около 1 мм, про травливают в азотной кислоте для очистки поверхности, окисляют в печи в течение 10—15 мин. при 1000—1040° С и отжигают в течение 5—7 мин. при температуре 450—600° С. При этом на одной стороне диска образуется слой закиси меди толщиной примерно 0,1 мм и между медью и закисью меди — запирающий слой толщиной порядка 10^{-5} см. Сверху получается еще слой окиси меди, который должен быть удален химическим путем. Наконец, на выпрямитель наносят верхний электрод шопировкой поверхности закиси меди легкоплавкими сплавами олова, кадмия, висмута и свинца или испарением в вакууме серебра или алюминия. После этого выпрямитель готов к действию. Пропускное направление соответствует движению тока от верхнего электрода через слой закиси меди к медному основанию.

Селеновые выпрямители являются в настоящее время самыми распространенными в Советском Союзе и, благодаря большой допустимой плотности тока и высокому к. п. д. по сравнению с меднозакисными выпрямителями, применяются в качестве энергетических выпрямителей и дают постоянный ток большой мощности для различных технологических целей.

Для изготовления выпрямителя слой аморфного селена наносят на стальную пластинку, покрытую никелем, или на алюминиевую пластинку, покрытую висмутом или никелем. Нанесение селена осуществляется расплавлением порошка селена прямо на подставке, намазыванием расплавленной массы или испарением в вакууме. В первых двух случаях пластинки с селеном нагревают до 130° и прессуют под давлением около 100 атм. В результате образуется однородный слой аморфного селена толщиной приблизительно 0,1 мм. Прогревом при атмосферном давлении и температуре несколько ниже температуры плавления аморфного селена

(217°С) слой аморфного селена переводится в кристаллическую β -модификацию, обладающую лучшей проводимостью.

Верхний электрод в селеновых выпрямителях наносится методом шопировки и состоит из низкоплавких сплавов свинца, олова, висмута и кадмия. Пропускное направление полученного таким способом выпрямителя соответствует току, текущему от нижней подкладки через слой селена к верхнему электроду. Выпрямитель еще не обладает удовлетворительной выпрямляющей характеристикой, в частности имеет слишком низкое запорное сопротивление. Для улучшения характеристик выпрямительные шайбы подвергаются электрической формовке пропусканием тока в запорном направлении. Процесс формовки может быть быстрый, когда в течение нескольких минут через выпрямитель пропускают ток порядка 50 ма/см^2 , или же медленный, при котором диск в течение 24 час. выдерживают под напряжением 10—20 в. В результате формовки диски становятся более однородными по своим электрическим свойствам и увеличивают запорное сопротивление.

Типичный сульфидный выпрямитель состоит из магниевой пластинки толщиной 0,8—1,6 мм, содержащей примеси марганца, алюминия, железа и меди, прессованной таблетки сульфида меди и контактной шайбы (верхнего электрода) из латуни или свинца, покрытых никелем или кадмием. Между магниевой пластинкой и сульфидом меди находится очень тонкий слой большого сопротивления. Это либо оксидная пленка на поверхности магния, либо нанесенный тонкий слой лака, либо комбинация того и другого.

При работе выпрямителя сульфид меди стремится разложиться на серу и Cu_2S . Чтобы воспрепятствовать этому, к сульфиду добавляется сера или Cu_2S или же используются наполнители вроде инфузورной земли, чтобы затруднить улетучивание в атмосферу выделившейся серы.

Как и селеновые, сульфидные выпрямители нуждаются в формовке. В данном случае формовка может производиться как постоянным, так и переменным током. Под давлением в несколько тысяч атмосфер и при переменном напряжении 4 в процесс формовки заканчивается в течение очень короткого времени. При этом таблетка сульфида меди в нескольких местах приваривается к магниевой пластинке. Эти сварные соединения и обеспечивают выпрямляющее действие,

тогда как остальная поверхность контакта магния с сульфидом меди оказывает значительное сопротивление току, одинаковое в обоих направлениях. Пропускной ток через сульфидный выпрямитель течет от верхнего электрода через сульфид меди к нижнему магниевому основанию.

Германиевые и кремниевые выпрямители имеют много общего. Они бывают двух типов: с точечным контактом (кристаллические детекторы) и плоскостные.

Выпрямители с точечным контактом применяются для выпрямления небольших мощностей, главным образом в радиотехнике для детектирования сигналов. Основная часть такого детектора — кремниевая или германиевая пластинка, к которой прижимается, а в некоторых конструкциях германиевых выпрямителей приваривается, контактный усик, обычно из вольфрама диаметром 15 *мк*. Германиевая или кремниевая пластинка и контактный усик монтируются на небольших металлических, обычно латунных, электродах. Вся конструкция помещается в керамический или металлический патрон. В последнем случае электрод с усиком изолируется от патрона шайбой из полигласа. Диаметр патрона около 3 *мм*, а длина 20 *мм*. Германиевые детекторы подвергаются электрической формовке. Прохождение постоянного тока 200—800 *ма* значительно увеличивает обратное сопротивление и уменьшает ползучесть тока.

Для выпрямления больших мощностей применяются плоскостные германиевые выпрямители. Они в свою очередь бывают двух типов [5]. Выпрямители одного типа делаются в виде маленького бруска германия, содержание примесей в котором резко меняется в одном или в нескольких местах вдоль его длины и соответственно меняется тип проводимости, образуется электронно-дырочный переход. Такие выпрямители обладают прекрасными характеристиками.

Плоскостные германиевые выпрямители второго типа представляют собой небольшую пластинку германия, в противоположные стороны которой впаяны электроды из различных металлов: с одной стороны впаян электрод из металла третьего столбца таблицы Менделеева, с другой стороны — из металла пятого столбца. Атомы металла диффундируют на некоторую глубину в германий, причем атомы металла третьего столбца, замещая в кристаллической решетке атомы германия, становятся акцепторами и образуют слой с дырочной проводи-

мостью, а атомы элемента пятой группы, замещая атомы германия, становятся донорами и образуют слой с электронной проводимостью. Таким образом, между электродами возникает электронно-дырочный переход ($n-p$ -переход), причем, если исходный германий был дырочный, $n-p$ -переход образуется у донорного контакта, а если исходный германий был электронный, $n-p$ -переход образуется у акцепторного контакта.

Направление пропускного тока всегда от дырочной области через $n-p$ -переход к электронной области, т. е. от акцепторного электрода через германий к донорному электроду.

В качестве акцепторного электрода предпочтителен индий, так как вследствие его мягкости исключается опасность растрескивания из-за различия коэффициентов теплового расширения германия и металла. В качестве донорного электрода применяется сурьма, однако опыт показывает, что $n-p$ -переходы, образуемые между дырочным германием и сурьмой, имеют менее благоприятные характеристики в запорном направлении, что, повидимому, объясняется нарушением решетки германия, вызванным различием температурного расширения германия и хрупкой эвтектики сурьма — германий.

Отметим попутно, что, помимо донорных и акцепторных контактов, с германием возможны и нейтральные контакты с чисто омическим сопротивлением. Такие контакты дает большинство металлов, не относящихся к третьему или пятому столбцам таблицы Менделеева, например олово или свинец.

Технология изготовления кремниевых выпрямителей еще не разработана в такой степени, как германиевых, но основные пути ее те же самые.

По своим характеристикам и особенно по выпрямляемой мощности германиевые и кремниевые выпрямители далеко превосходят все другие твердые выпрямители. Так, германиевый выпрямитель с вплавленными контактами размером с гривенник может выпрямлять мощность в несколько киловатт. Несомненно, что в недалеком будущем германиевые и кремниевые выпрямители займут первое место среди твердых выпрямителей и во многих случаях заменят другие типы выпрямителей — ртутные, вакуумные и т. п.

§ 9. Вольтамперные и вольтомные характеристики

Основной характеристикой всякого выпрямителя является его вольтамперная характеристика. При исследовании выпрямителей, особенно лабораторном, снимают статическую вольтамперную характеристику на постоянном токе по отдельным точкам с помощью обычных измерительных схем постоянного тока. Следует только отметить, что для снятия прямой и обратной ветви характеристики применяют различные схемы включения приборов, поскольку в прямом направлении сопротивление выпрямителя мало, а в обратном велико. Для получения воспроизводимых результатов процесс измерения должен быть по возможности коротким во избежание нагревания выпрямителя и электрической расформовки.

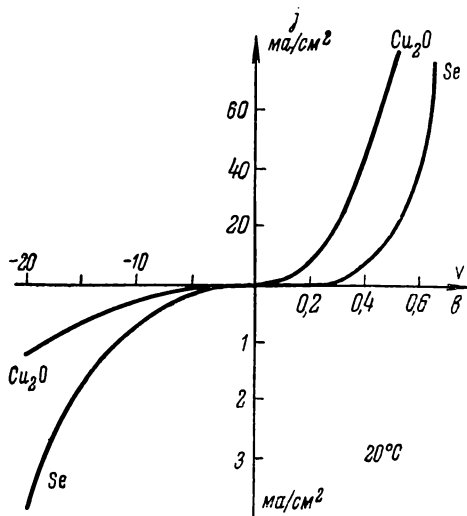


Рис. 7. Вольтамперные характеристики меднозакисного и селенового выпрямителей.

Вольтамперные характеристики различных типов выпрямителей в основных чертах сходны между собой. На рис. 7 представлены вольтамперные характеристики меднозакисного и селенового выпрямителей. Для удобства графики имеют различные масштабы для пропускного и запиорного нап्रा-

вления. Из кривых видим, что при одинаковом запирающем напряжении V меднозакисный выпрямитель пропускает меньший ток j на 1 см^2 , чем селеновый, а при одинаковых пропускных напряжениях — больший ток. Пропускная ветвь характеристики меднозакисного выпрямителя имеет прямолинейный участок, что и делает этот выпрямитель особенно пригодным в качестве измерительного.

Вольтамперная характеристика сульфидного выпрямителя качественно сходна с уже приведенными характеристиками, но сульфидный выпрямитель допускает более низкое обратное напряжение (порядка 4—5 в), зато выпрямленный ток в нем доходит до 5 а/см^2 .

На рис. 8 показана вольтамперная характеристика германиевого детектора. Из графика видно, что для этих вы-

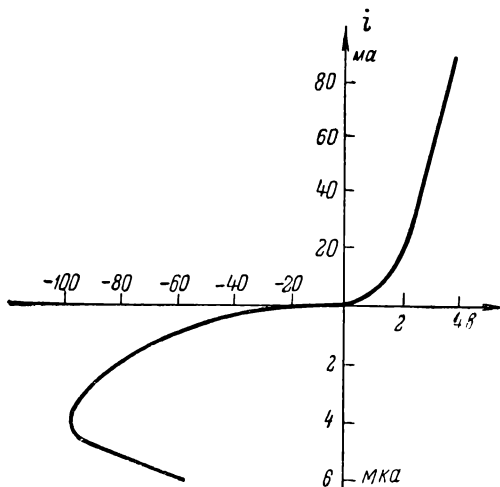


Рис. 8. Вольтамперная характеристика германиевого детектора.

прямителей характерно значительно большее запирающее напряжение при меньшем запирающем токе. Однако, когда запирающее напряжение достигает некоторого критического значения, вольтамперная характеристика становится неустойчивой и загибается в обратную сторону, что означает появление отрицательного дифференциального сопротивления. Механизм

этого явления еще не совсем выяснен, но есть предположение, что он связан с тепловым эффектом. При переходе в область отрицательных сопротивлений обратный ток быстро возрастает, а напряжение падает, пока не будет достигнута новая устойчивая точка, зависящая от сопротивления, включенного последовательно с выпрямителем. Если это сопротивление мало, сильное нагревание может привести к разрушению выпрямителя.

Пропускное сопротивление германиевого детектора больше, чем у описанных выше плоскостных выпрямителей, однако допустимая мощность прямого тока германиевого детектора достаточно велика.

Пропускная ветвь вольтамперной характеристики кремниевых детекторов отличается тем, что при малых напряжениях пропускной ток больше, чем у германиевых детекторов, на зато затем ток возрастает медленнее, чем у германиевых детекторов со сварными контактами.

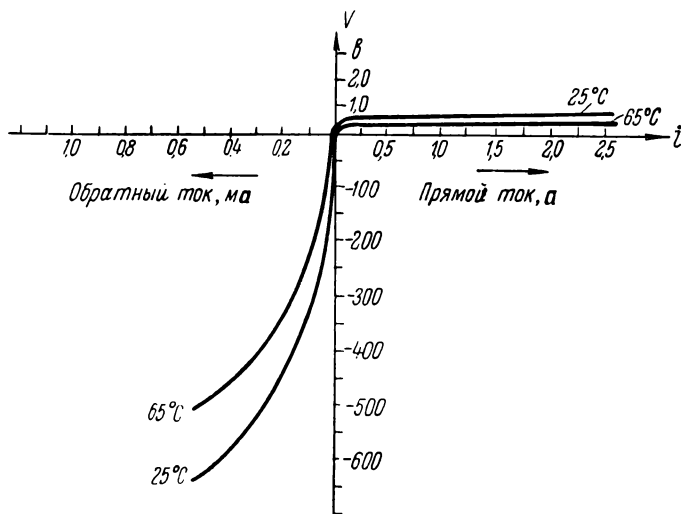


Рис. 9. Вольтамперная характеристика высоковольтного германиевого выпрямителя.

На рис. 9 представлена вольтамперная характеристика высоковольтного германиевого плоскостного выпрямителя

средней мощности. В отличие от предыдущих графиков здесь по оси абсцисс отложен ток, а по оси ординат — напряжение. Малое пропускное сопротивление у этого выпрямителя связано не с выпрямляющим $n-p$ -переходом, а с омическими контактами. Обратное напряжение достигает 600 в, т. е. значительно выше, чем у всех твердых выпрямителей других типов.

Имея вольтамперную характеристику, нетрудно построить зависимость сопротивления от приложенного напряжения (вольтомную характеристику). Ввиду нелинейной зависимости между током и напряжением сопротивление выпрямителя можно определить двумя различными способами: либо как отношение постоянного напряжения к постоянному току, $\frac{V}{i}$, либо как дифференциальное сопротивление при данном напряжении $\frac{dV}{di}$; это — сопротивление, которое испытывает

переменная составляющая тока, когда малое переменное напряжение наложено на определенное постоянное напряжение. Оба эти определения дают качественно одинаковые вольтовые характеристики и притом в основных чертах одинаковые для всех типов выпрямителей. Поэтому для сравнения общей теории твердых выпрямителей с опытом удобно пользоваться именно вольтовой характеристикой, тем более, что отличие разных теорий на вольтовой характеристике проявляется более выпукло.

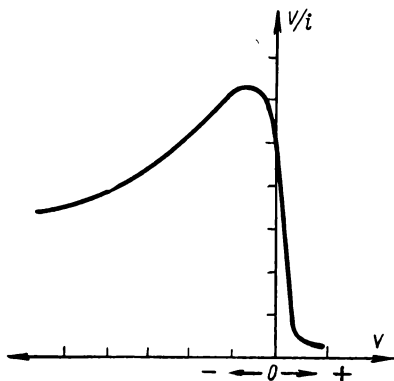


Рис. 10. Вольтовая характеристика твердого выпрямителя.

На рис. 10 показана типичная вольтовая характеристика твердого выпрямителя $\frac{V}{i}$ в функции от V . Из рисунка видно, что сопротивление выпрямителя очень быстро падает

с возрастанием пропускного напряжения и стремится к постоянному значению. С ростом запорного напряжения сопротивление возрастает до некоторого максимального значения, а затем падает до значения, сравнимого с величиной пропускного сопротивления. У различных выпрямителей максимум сопротивления достигается при значениях запорного напряжения, лежащих в пределах от 0,1 в до нескольких вольт.

Для хорошей работы выпрямителя очень важно, чтобы вольтонная характеристика имела крутой спад около нуля приложенного напряжения.

На вольтамперные и вольтонные характеристики твердых выпрямителей сильно влияет температура. Как правило, как запорное, так и пропускное сопротивление убывает с повышением температуры. Это уменьшение сопротивления складывается из уменьшения двух сопротивлений — полупроводника и запирающего слоя. Последнее играет основную роль, особенно в запорном направлении.

Температурные характеристики различных типов твердых выпрямителей значительно отличаются. В небольшом температурном интервале изменение тока обратимо, если же выпрямитель выдержать длительное время при высокой температуре, наступают необратимые изменения.

Наибольшая температурная зависимость тока наблюдается у меднозакисных выпрямителей, так, при нагревании от 20° до 60°С при постоянном приложенном напряжении пропускной ток возрастает более чем в два раза, а запорный — в шесть раз. В этом же интервале температур в случае селенового выпрямителя пропускной ток возрастает в два раза, а запорный — всего на 30%, в случае германиевого выпрямителя пропускной ток возрастает незначительно, а запорный — раза в два. Следует заметить, однако, что при нагревании до 100°С германий теряет свои выпрямляющие свойства [5], так что для практических целей температура выпрямляющего перехода не должна превышать 75°.

Сульфидные выпрямители являются исключением из общего правила — у них как прямое, так и обратное сопротивление не падает монотонно с ростом температуры, но переходит через максимум при —50°С. Причина этого пока неясна.

§ 10. Емкость и эквивалентные схемы выпрямителя

Опыт показывает, что твердые выпрямители обладают значительной емкостью, которая для пластинчатых выпрямителей составляет около $0,02 \text{ мкф/см}^2$. Изучение емкости выпрямителя имеет значение, во-первых, потому, что наличие емкости ограничивает применение выпрямителей при высоких частотах, и, во-вторых, потому, что изучение емкости помогает выяснить структуру запирающего слоя и механизм выпрямления твердых выпрямителей.

Наличие емкости выпрямителя объясняется тем, что выпрямитель по существу представляет собой систему двух проводников (металлический электрод и слой полупроводника), разделенных очень плохо проводящим запирающим слоем. Такая система является плоским конденсатором, причем роль диэлектрика играет запирающий слой. Поскольку диэлектрическая постоянная запирающего слоя не может существенно отличаться от диэлектрической постоянной толщи полупроводника и имеет порядок 10, то столь большую емкость выпрямителя можно объяснить лишь тем, что толщина запирающего слоя очень мала и имеет порядок 10^{-5} см . Измерение емкости, таким образом, дало первую оценку толщины запирающего слоя и заставило отбросить целый ряд теорий твердых выпрямителей, в которых толщина запирающего слоя предполагалась совсем иного порядка величины.

Емкость твердого выпрямителя обычно измеряется малым переменным напряжением, наложенным на постоянное напряжение, под которым находится выпрямитель. Это постоянное напряжение может быть прямым или обратным и называется смещающим напряжением. При этом обнаруживается существенная зависимость емкости C от постоянного смещающего напряжения V . Эта зависимость для медно-закисного и селенового выпрямителей показана на рис. 11, из которого видно, что емкость круто возрастает при переходе от запирающего к пропускному смещающему напряжению. При больших запирающих смещающих напряжениях емкость почти не меняется.

Емкость германиевых точечных выпрямителей очень мала, порядка нескольких пикофард, что дает возможность

использовать их для детектирования сигналов очень высокой частоты.

По отношению к малому переменному напряжению выпрямитель ведет себя, как схема, составленная из сопротивлений и емкостей.

Такая схема называется эквивалентной схемой выпрямителя. При выполнении измерений на переменном токе следует принять ту или иную эквивалентную схему.

На рис. 12а приведена простейшая эквивалентная схема твердого выпрямителя, удовлетворительно воспроизводящая его структуру. Сопротивление R_1 изображает дифференциальное сопротивление запирающего слоя, шунтированное его емкостью C_1 . Последовательно им включено сопротивление толщи

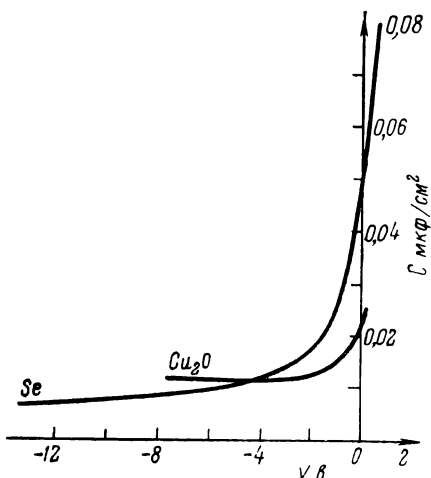


Рис. 11. Зависимость емкости выпрямителя от смещающего напряжения.

полупроводника r_1 . Конечно, основной слой полупроводника также обладает емкостью, но она мала, так как толщина этого слоя относительно велика, кроме того эта емкость шунтирована малым сопротивлением r_1 . Элементы

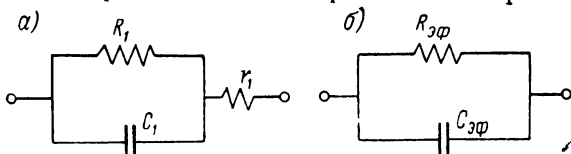


Рис. 12. Эквивалентные схемы твердого выпрямителя.

схемы R_1 и C_1 , конечно, в сильной степени зависят от смещающего постоянного напряжения, но, как показывает опыт, они в первом приближении не зависят от частоты переменного напряжения.

При измерениях часто пользуются более простой эквивалентной схемой (рис. 126), состоящей из эффективного сопротивления выпрямителя $R_{эфф}$ и эффективной емкости $C_{эфф}$, включенных параллельно. Элементы этой схемы, однако, зависят от частоты переменного напряжения.

Конечно, эквивалентные схемы лишь приближенно передают структуру твердого выпрямителя, который, строго говоря, представляет собой систему с непрерывно распределенными в пространстве емкостями и сопротивлениями. Кроме того, следует еще раз подчеркнуть, что эквивалентная схема описывает поведение твердого выпрямителя только по отношению к переменному напряжению малой амплитуды при заданном смещающем напряжении. Бессмысленно, например, заменять выпрямитель эквивалентной схемой, изучая прохождение тока большой амплитуды, так как эквивалентная схема не дает никакого выпрямления.

Для измерения емкости обычно используется мостовая схема переменного тока, причем симметрично исследуемому выпрямителю включается плечо моста, представляющее собой эквивалентную схему выпрямителя, составленную из градуированных сопротивлений и емкостей.

§ 11. Гистерезис, ползучесть и старение

Как отмечено выше, статические вольтамперные характеристики снимаются при кратковременном приложении постоянного напряжения. Такие характеристики называются мгновенными и являются воспроизводимыми. Если же при измерении приложенное напряжение поддерживать постоянным в течение длительного времени, ток будет медленно изменяться. Эти изменения можно разделить на обратимые и необратимые. Обратимые изменения называются гистерезисом или ползучестью тока, а необратимые — старением.

В процессе обратимых изменений ток иногда увеличивается с течением времени, как, например, в случае медно-закисного выпрямителя (положительная ползучесть), а иногда уменьшается, как в случае селеновых выпрямителей (отрицательная ползучесть).

В случае меднозакисных выпрямителей ползучесть тока наблюдается только в запорном направлении. При постоянном запирающем напряжении обратный ток с течением

времени возрастает сначала быстро, а затем все более медленно, и наконец сгруппирована к определенному устойчивому значению, характерному для данного выпрямителя при данном приложенном напряжении и температуре. Процесс установления продолжается несколько часов. Определив устойчивые значения тока для разных напряжений, можно построить обратную ветвь вольтамперной характеристики, которая в отличие от мгновенной называется устойчивой обратной характеристикой.

При снятии приложенного напряжения начинается процесс восстановления, в результате которого сопротивление выпрямителя достигает значения, соответствующего мгновенной характеристике. Если к выпрямителю снова приложить напряжение, прежде чем закончится процесс восстановления, ползучесть протекает быстрее, но устойчивое значение тока получается прежним. После полного восстановления ползучесть воспроизводится как по времени установления, так и по устойчивому значению тока.

В случае селеновых выпрямителей явление ползучести тока более сложно и зависит от предшествующей истории выпрямителя. Знак ползучести определяется ближайшим „прошлым“ выпрямителя, а скорость ее — максимальным напряжением, предварительно приложенным к выпрямителю. Если к новому выпрямителю приложено запирающее напряжение, наблюдается отрицательная ползучесть тока, пока ток не достигает устойчивого значения. При снятии этого напряжения происходит частичное восстановление, а при повторном его приложении ток почти не меняется. Иногда в начале наблюдается положительная ползучесть, которая затем переходит в отрицательную, и ток стремится к устойчивому значению.

В отличие от меднозакисных выпрямителей, у селеновых выпрямителей в процессе ползучести изменяется также пропускное сопротивление, а именно оно растет при отрицательной ползучести обратного тока.

У сульфидных выпрямителей наблюдается заметная положительная ползучесть пропускного тока при напряжениях, больших 0,3 в.

Так, например, при 0,55 в ток возрастает в три раза уже через 30 сек. после начала его прохождения. Вольтамперная характеристика сульфидного выпрямителя, полученная

осциллографированием, на низких частотах обнаруживает значительные петли гистерезиса, особенно в запирающем направлении. Сравнительно большой ток при небольших обратных напряжениях уменьшается с ростом напряжения благодаря процессу формовки, происходящему во время обратного полупериода. В течение прямого полупериода происходит незначительная расформовка.

Вместе с сопротивлением меняется также и емкость выпрямителя, а именно у меднозакисных и селеновых выпрямителей при постоянном запирающем напряжении емкость со временем убывает.

Кроме рассмотренных кратковременных явлений, большое значение имеет длительное старение выпрямителей — процесс, происходящий в течение сотен дней работы твердого выпрямителя. При старении, как правило, увеличивается пропускное сопротивление и уменьшается запирающее, следовательно, снижается к. п. д. выпрямителя. Скорость старения зависит от максимальной нагрузки, температуры и характера работы.

При малых нагрузках и комнатной температуре процесс старения селеновых выпрямителей заканчивается в основном за 3000—4000 час. При больших нагрузках или высокой температуре процесс старения протекает очень быстро — всего за несколько дней. Сульфидные выпрямители имеют еще более короткий срок жизни.

Меднозакисные выпрямители имеют значительно лучшие характеристики старения. Применяемые в измерительной технике, где особенно важна устойчивость параметров выпрямителя, эти выпрямители подвергаются искусственному старению, для чего их выдерживают несколько суток при 50°С. Германиевые выпрямители даже после работы в течение 2000 час. при 90°С ([²], стр. 31) не меняют своих характеристик.

§ 12. Исследование природы запирающего слоя выпрямителей

Одни из позднейших и весьма детальных исследований природы запирающего слоя в селеновых выпрямителях были произведены Г. Б. Абдуллаевым [^{6,7}]. Мы приведем здесь вкратце результаты этих исследований, которые являются

достаточно убедительными благодаря их тщательности и многосторонности.

Прежде всего исследовалось влияние верхнего электрода на образование запирающего слоя. С этой целью на слой селена, находящийся на алюминиевой подкладке, наносились верхние электроды из золота, серебра, никеля, меди, висмута, свинца, алюминия, цинка, олова и кадмия испарением в вакууме или катодным распылением, а из сплавов кадмий — олово, кадмий — олово — висмут, кадмий — висмут, свинец — олово — висмут, свинец — олово — разбрызгиванием в жидком виде. Результаты измерения токов, проходящих через изготовленные таким способом шайбы, показали, что все образцы обладали асимметричной проводимостью, но в случае золотых, висмутовых и никелевых электродов выпрямление очень мало, а наибольшее выпрямление получается при верхних электродах из кадмия и его сплавов, когда обратный ток весьма мал.

Было предположено, что хорошее выпрямляющее действие у образцов с электродами из кадмия и его сплавов обусловлено образованием на границе металла с селеном селенида кадмия, а слабая асимметрия тока в остальных случаях — слоем аморфного селена. Это предположение подтвердилось тем, что после прогревания при 210°C в течение часа в первом случае обратный ток уменьшается, так как слой селенида растет, а во втором случае обратный ток растет в связи с кристаллизацией аморфного селена. Чтобы исключить влияние разброса свойств различных селеновых шайб, на одну и ту же селеновую шайбу наносились шесть малых электродов из разных металлов. Результаты измерений получились такие же. И, наконец, изготавливались шайбы с кадмиевой подкладкой, которые обнаружили выпрямление обратного знака по сравнению с шайбами, имевшими верхний кадмиевый электрод.

Аналогичные опыты проделывались с осерненными элементами, в которых в случае кадмиевых электродов образовывался сульфид кадмия. Исследования процесса электрической формовки показали, что при этой формовке происходит утолщение и выравнивание слоя селенида или сульфида кадмия.

Далее производилось электронографическое исследование контакта селен — кадмий. Для этой цели на кристалл каменной

соли наносился слой селена, а поверх него — слой кадмия. Эта двойная пленка отделялась от каменной соли на поверхности воды и помещалась в электронограф. Электронограммы обнаружили линии кадмия, аморфного селена и гексогональной модификации селенида кадмия. Аналогичным образом исследовался контакт серы с кадмием и контакт селена и серы со сплавом кадмий — олово. В первом случае электронограммы обнаружили линии сульфида кадмия, а при наличии сплава кадмий — олово — также дополнительные линии, которые можно приписать селениду или сульфиду олова. Следует заметить, что как селенид, так и сульфид кадмия обладает проводимостью электронного типа, т. е. противоположного по сравнению с селеном.

Из всех этих исследований можно сделать вывод, что запирающий слой неосерненного селенового выпрямителя представляет собой слой селенида кадмия, а осерненного — слой сульфида кадмия. Легкость формовки осерненных выпрямителей объясняется тем, что сера реагирует с кадмием более активно, чем селен.

Для контроля полученных выводов были изготовлены и исследованы выпрямители с искусственным запирающим слоем из селенида кадмия, сульфида кадмия и селенида олова. Слои наносились на селеновую шайбу возгонкой в вакууме или же осаждением из раствора солей кадмия при действии селенистого или сернистого водорода. Затем на искусственный запирающий слой наносился верхний электрод из висмута или золота. Вольтамперные и вольтомные характеристики таких выпрямителей получились весьма сходными с характеристиками обычных технических селеновых выпрямителей. При перемене порядка нанесения слоев селена и селенида или сульфида выпрямление меняло знак.

Толщина запирающего слоя варьировалась и определялась тремя способами:

- 1) как обычно, по емкости,
- 2) взвешиванием элемента до и после нанесения искусственного запирающего слоя,
- 3) оптическим методом, по которому вещество одновременно с испарением на выпрямитель испарялось также на помещенную рядом стеклянную пластинку, и толщина слоя на стеклянной пластинке определялась интерференционным методом. Все три метода дали результаты, совпадающие

с точностью до 20—25%, толщина слоя варьировалась в этих опытах от $2 \cdot 10^{-5}$ до $15 \cdot 10^{-5}$ см.

Описанные исследования относятся к селеновым выпрямителям, однако, учитывая сходство характеристик и ряда других свойств всех твердых выпрямителей, основной вывод исследований о наличии тонкого слоя с противоположным типом проводимости по сравнению с толщей полупроводника можно отнести ко всем твердым выпрямителям.

В случае германиевых плоскостных выпрямителей наличие таких слоев следует из самой технологии их изготовления. В сульфидных выпрямителях тонкий слой окиси магния обладает электронной проводимостью, тогда как сульфид меди — дырочной. В. Е. Лашкарёв [9] методом термозондов по знаку термо-э. д. с. определял тип проводимости по обе стороны запирающего барьера в селеновых, меднозакисных и серно-таллиевых выпрямителях и во всех случаях обнаружил проводимость противоположного знака с разных сторон барьера. В случае меднозакисного выпрямителя тонкий слой с электронной проводимостью образуется, очевидно, в результате диффузии атомов меди в слой закиси.

Пока еще остается недоказанным наличие электронно-дырочного перехода в точечных германиевых и кремниевых выпрямителях. Однако аналогичность их характеристик характеристикам плоскостных германиевых выпрямителей не дает основания ожидать иной механизм выпрямления. Можно предполагать, например, что на поверхности электронного германия или кремния при соответствующей обработке этой поверхности образуется тонкий слой с дырочной проводимостью.

Мы примем в дальнейшем, что во всех технических твердых выпрямителях имеется электронно-дырочный переход, причем в большинстве типов выпрямителей один из слоев, электронный или дырочный, имеет малую толщину (до 10^{-5} см.)

§ 13. Исследование твердых выпрямителей на переменном токе

Большинство исследований твердых выпрямителей на переменном токе проводилось с целью измерения емкости с переменным напряжением малой амплитуды, т. е. в условиях, далеких от рабочего режима выпрямителей, или же

ограничивались определением частотной зависимости выпрямленного тока. Одно из наиболее детальных исследований твердых выпрямителей на переменном токе значительной

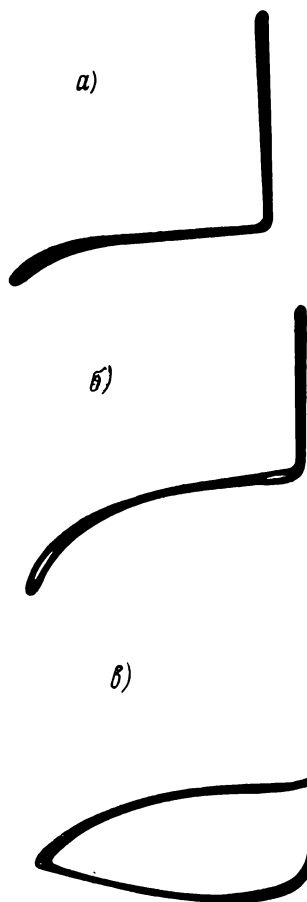


Рис. 13. Осциллограммы динамических вольтамперных характеристик селенового выпрямителя.

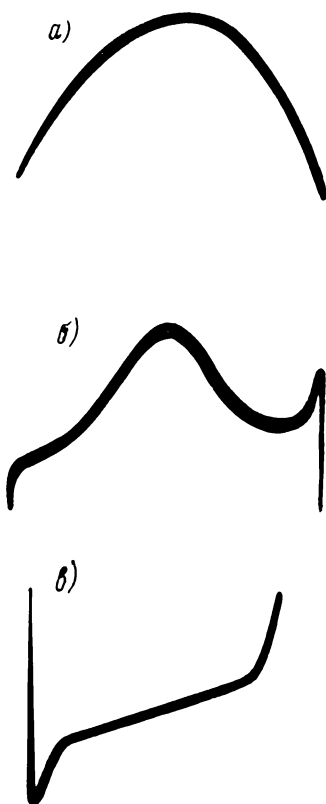


Рис. 14. Осциллограммы зависимости запорного тока от времени.

плитуды, т. е. в условиях, близких к рабочему режиму, оведены Г. Б. Абдуллаевым [6].

Полученные им кривые зависимости среднего значения выпрямленного тока от частоты для селеновых заводских выпрямителей и выпрямителей с искусственным запирающим слоем при различных амплитудах приложенного напряжения показывают, что:

1) с увеличением частоты от 0,8 до 8 кГц выпрямленный ток уменьшается, а дальше с ростом частоты остается постоянным;

2) по мере увеличения напряжения влияние частоты на выпрямленный ток уменьшается. Уменьшение тока с частотой незначительно и составляет от 3 до 6% первоначального значения.

Более интересна частотная зависимость обратного тока. На рис. 13 а, б и в представлены осциллограммы динамических вольтамперных характеристик при 50, 100 и 200 гц от выпрямителя со слоем селенида кадмия. Эти кривые показывают, что при больших частотах форма обратной характеристики меняется, появляется петля. На рис. 14 а, б и в приведены осциллограммы, дающие зависимость тока от времени в течение запорного полупериода для того же выпрямителя при амплитуде переменного напряжения 10 в и частоте 20 гц, 100 гц и 10 кГц соответственно. При малых частотах кривая имеет симметричный вид (рис. 14а), но с повышением частоты все более удаляется от этой симметричной формы.

ГЛАВА III

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ТЕОРИИ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

§ 14. Случай носителей тока одного рода в стационарном режиме

В большинстве современных теорий выпрямляющего действия полупроводников рассматривается движение носителей тока вблизи контакта или других неоднородностей, где возникают объемный заряд, неоднородное электрическое поле и переменная концентрация носителей. При этом магнитные явления не играют никакой роли, а электрическое поле создается исключительно объемными зарядами. Значит, для определения поля из основных уравнений электродинамики достаточно воспользоваться лишь двумя:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi\rho}{\epsilon}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (14.1)$$

где $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля, ρ — плотность объемного заряда, ϵ — диэлектрическая постоянная. Полагая $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$, где φ — электростатический потенциал, оба уравнения (14.1) можно заменить одним уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{4\pi\rho}{\epsilon}. \quad (14.2)$$

Второе основное уравнение — это закон сохранения заряда

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \mathbf{j}, \quad (14.3)$$

где $\mathbf{j}$ — вектор плотности электрического тока.

Оба уравнения связаны между собой, так как ρ зависит от концентрации носителей тока n , а $\mathbf{j}$ — от n и от $\mathbf{E}$.

Мы начнем исследование этих уравнений с простейшего случая, когда в полупроводнике имеются носители тока лишь одного рода — электроны или дырки и режим стационарный. При этом $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, плотность тока $\mathbf{j} = \mp e \mathbf{j}_{1,2}$, где e — заряд электрона по абсолютной величине, а $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ — соответственно плотности потоков электронов или дырок, т. е. числа электронов или дырок, проходящих в единицу времени через единицу поперечного сечения. Уравнение (14.3) дает $\operatorname{div} \mathbf{j}_{1,2} = 0$, а для одномерной задачи, рассматриваемой в большинстве теорий, просто $j_{1,2} = \text{const}$.

Объемный заряд ρ состоит из заряда носителей тока $\mp e n_{1,2}$ (везде в дальнейшем верхний знак относится к электронам или донорам, нижний — к дыркам или акцепторам) и заряда примесных уровней $\pm e n_{4,3}$, где $n_{4,3}$ — концентрация ионизованных атомов примеси доноров n_4 или акцепторов n_3 . Основные примесные уровни (доноры в электронном полупроводнике и акцепторы в дырочном полупроводнике) несут заряд, противоположный заряду носителей, но в некоторых теориях учитываются еще и такие примесные центры, так называемые уровни прилипания, которые несут заряд того же знака, что и носители тока.

Количества зарядов на различных примесных уровнях и количества носителей тока находятся между собой в определенных равновесных соотношениях. Число зарядов, одноименных с зарядом носителей тока, просто пропорционально числу последних, и наличие их учитывается умножением $n_{1,2}$ на множитель P , больший единицы и зависящий от концентрации уровней прилипания и их положения относительно зоны. Число же зарядов противоположного знака определяется из условия равновесия, аналогично закону действующих масс в химии. Пусть общее число доноров или акцепторов в 1 см^3 равно N_4 или N_3 , из них число ионизованных $n_{4,3}$ и неионизованных $N_{4,3} - n_{4,3}$. Тогда закон действующих масс для диссоциации $N_{4,3} - n_{4,3}$ атомов примеси и обратной реакции соединения $n_{1,2}$ подвижных зарядов с $n_{4,3}$ неподвижных зарядов имеет вид

$$\frac{N_{4,3} - n_{4,3}}{n_{1,2} n_{4,3}} = \alpha,$$

где α — константа равновесия. Отсюда

$$n_{4,3} = \frac{N_{4,3}}{1 + \alpha n_{1,2}}, \quad (14.4)$$

и объемный заряд равен

$$\rho = \mp e \left(P n_{1,2} - \frac{N_{4,3}}{1 + \alpha n_{1,2}} \right); \quad (14.5)$$

α может быть определена из того условия, что вдали от контакта и других неоднородностей полупроводник нейтрален: $n_{1,2} = n_{1,2}^\infty$ и $\rho = 0$, т. е.

$$P n_{1,2}^\infty = \frac{N_{4,3}}{1 + \alpha n_{1,2}^\infty}$$

или

$$\alpha = \frac{N_{4,3} - P n_{1,2}^\infty}{P n_{1,2}^{\infty 2}} \quad (14.6)$$

и

$$\rho = \mp e \left(P n_{1,2} - \frac{N_{4,3}}{1 + \frac{N_{4,3} - P n_{1,2}^\infty}{P n_{1,2}^{\infty 2}} n_{1,2}} \right). \quad (14.7)$$

Если $N_{4,3}$ достаточно велико, а $n_{1,2}$ не слишком мало, то $N_{4,3} \gg P n_{1,2}^\infty$ и $n_{1,2} N_{4,3} \gg P n_{1,2}^{\infty 2}$. Физически это означает, что ионизована лишь малая доля примесных центров ($n_{4,3} \ll N_{4,3}$), имеется большой резерв их. Выражение (14.7) дает

$$\rho \cong \mp P e \left(n_{1,2} - \frac{n_{1,2}^{\infty 2}}{n_{1,2}} \right). \quad (14.8)$$

Наоборот, при очень малом $n \ll \frac{1}{\alpha}$ число $n_{4,3}$ стремится к $N_{4,3}$, т. е. все атомы примеси ионизованы, наступает их истощение, тогда заряд стремится к постоянному значению $\pm e N_{4,3}$.

Теперь остается вычислить поток электронов j_1 или дырок j_2 . Допустим сначала, что электронов или дырок в зоне немного, так что все они могут свободно двигаться и запрет Паули не оказывает действия. Под действием внешней силы, например электрического поля, носители тока, как мы уже отмечали, движутся по закону подвижности, т. е. их

скорость пропорциональна действующей силе, а плотность потока равна скорости, умноженной на число частиц в единице объема. В итоге получаем, что эта часть потока равна

$$\mp E^* u_{1,2} n_{1,2},$$

где E^* — эффективное поле, действующее на частицу, а $u_{1,2}$ — подвижность, т. е. скорость частицы при напряженности поля, равной единице. Благодаря неравномерности концентрации частиц возникает также диффузионный поток их, равный

$$- D \operatorname{grad} n_{1,2},$$

где D — коэффициент диффузии; знак (—) обусловлен тем, что частицы диффундируют в сторону уменьшающейся концентрации. Учитывая, что между коэффициентом диффузии и подвижностью существует известное соотношение Эйнштейна

$$D = \frac{ukT}{e}, \quad (14.9)$$

получаем общую плотность потока частиц

$$j_{1,2} = u_{1,2} \left(\mp E^* n_{1,2} - \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n \right), \quad (14.10)$$

или в одномерном случае

$$j_{1,2} = u_{1,2} \left(\mp E^* n_{1,2} - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_{1,2}}{dx} \right). \quad (14.11)$$

Эффективное поле E^* , действующее на заряд, находящийся вблизи границы раздела двух сред, складывается из обычного поля E , определяемого из уравнения Пуассона, и добавочного поля E^{**} , связанного с силами электрического изображения. Как известно, электрическое изображение заряда e , находящегося на расстоянии x от металлической плоскости, есть заряд $-e$, находящийся на продолжении перпендикуляра, опущенного от заряда e на поверхность металла также на расстоянии x от нее. Заряд e притягивается к своему изображению с силой, равной

$$\frac{e^2}{\epsilon (2x)^2}.$$

что равноценно действию дополнительного поля

$$E^{**} = -\frac{e}{4\epsilon x^2}, \quad (14.12)$$

перпендикулярного поверхности электрода.

Можно ввести также потенциал сил изображения φ^{**} с помощью соотношения

$$E^{**} = -\frac{\partial \varphi^{**}}{\partial x},$$

откуда

$$\varphi^{**} = -\frac{e}{4\epsilon x}. \quad (14.13)$$

Если заряд e находится в среде с диэлектрической постоянной ϵ_1 вблизи ее границы раздела со средой, имеющей диэлектрическую постоянную ϵ_2 , электрическое изображение его есть заряд

$$e \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}$$

и, аналогично (14.12) и (14.13),

$$E^{**} = \frac{e(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{4(\epsilon_1 + \epsilon_2)\epsilon_1 x^2}; \quad \varphi^{**} = \frac{e(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{4(\epsilon_1 + \epsilon_2)\epsilon_1 x}. \quad (14.14)$$

Из этих выражений видно, что вблизи границы раздела двух полупроводников силы изображения играют значительно меньшую роль, чем вблизи металлического электрода.

Эффективное поле E^* и эффективный потенциал φ^* равны

$$E^* = E + E^{**}; \quad \varphi^* = \varphi + \varphi^{**}. \quad (14.15)$$

Уравнение (14.10) или (14.11) при $j_{1,2} = \text{const}$ представляет собой одно из основных уравнений—диффузионное уравнение для стационарного режима при наличии носителей тока одного рода.

Вместе с уравнением Пуассона (14.1) или (14.2), куда следует подставить выражение для объемного заряда (14.5), (14.7) или (14.8), диффузионное уравнение составляет полную систему для определения двух переменных величин—концентрации носителей тока $n_{1,2}$ и электрического потенциала φ или поля E .

§ 15. Выражение для потока частиц, подчиняющихся статистике Ферми (частично вырожденных)

Полученное нами выражение (14.10) для потока частиц пригодно в том случае, если электронов в зоне проводимости немного, степень заполнения энергетических уровней мала, имеется обилие свободных уровней, на которые могут переходить электроны, ускоряясь во внешнем поле. В этом случае электроны движутся независимо друг от друга. Аналогичное положение имеет место и для дырок, когда их немного в заполненной зоне и когда есть много электронов, способных переходить на эти свободные места, так что дырки движутся также независимо друг от друга. В этом случае частицы называются невырожденными.

Иное дело, если степень заполнения уровней, т. е. функция Ферми (2.1), имеет порядок $\frac{1}{2}$, когда числа электронов и свободных мест в одной и той же зоне сравнимы друг с другом. Из свойств уровня химического потенциала следует, что это имеет место, если уровень химического потенциала пересекает край зоны или близко к нему подходит, что может случиться в результате искривления зон вблизи контакта, особенно у контакта двух полупроводников. Частицы при этом называются вырожденными, причем в отличие от полного вырождения, которое имеет место в металлах, здесь дырки и электроны можно назвать частично вырожденными.

В данном случае поток частиц зависит сложным образом как от числа электронов, так и от числа свободных мест в зоне, и не может быть вычислен из элементарных соображений, приведенных в предыдущем параграфе. Приходится вычислять поток по формулам кинетической теории, вводя функцию распределения частиц по скоростям и координатам.

Общая формула кинетической теории для плотности потока частиц имеет вид

$$j_{1,2} = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} v_x f(v_x, v_y, v_z, x, y, z) dv_x dv_y dv_z, \quad (15.1)$$

где f — функция распределения; v_x, v_y, v_z — составляющие скорости частиц, ось x направлена вдоль результирующего потока частиц.

В случае равновесия функция распределения есть функция Ферми

$$f_0 = \frac{2m^3}{h^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E} - e\mu}{kT}} + 1}, \quad (15.2)$$

где $\mathcal{E}$ — кинетическая энергия электрона, а μ — уровень Ферми, отсчитываемый от нижнего края зоны.

Это выражение отличается от (2.1) множителем $\frac{2m^3}{h^3}$, равным числу мест электронов в единице фазового объема, т. е. в единице объема и в единичном интервале скоростей $v_x v_y v_z$. Таким образом, (15.2) относится к единице фазового объема, тогда как (2.1) — к отдельному месту для электрона.

f_0 зависит только от v^2 и симметрична относительно v_x , т. е. $f(v_x) = f(-v_x)$, поэтому, если подставить f_0 вместо f в интеграл (15.1), получим, что поток равен нулю. То же самое будет при любой симметричной f . Только в том случае, когда симметричность f нарушается благодаря приложенному электрическому полю или по другой причине, появляются потоки, отличные от нуля.

Для определения функции распределения f при наличии внешних возмущений решается так называемое кинетическое уравнение. Если скорость направленного движения электронов мала по сравнению со средней тепловой скоростью, f отличается от f_0 лишь малой поправкой. В электронной теории металлов [7] при этом условии получено следующее выражение для функции распределения:

$$f(v_x, v_y, v_z, x, y, z) = f_0(x, v) - \frac{l}{v} \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} + \frac{X}{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial v} \right), \quad (15.3)$$

где l — длина свободного пробега электрона, а X — ускорение, сообщаемое электрону в направлении оси x под действием внешнего поля.

Заметим, что функция f_0 зависит от x лишь постольку, поскольку μ зависит от x (мы ограничиваемся случаем, когда температура полупроводника везде одинакова). Кроме того, из (15.2) следует

$$e \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} = - \frac{\partial f_0}{\partial \mu},$$

значит

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} = -e \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial x}. \quad (15.4)$$

А так как $\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2}$, то

$$\frac{\partial f_0}{\partial v} = \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} m_1 v \quad (15.5)$$

и, наконец,

$$X = - \frac{e E_x^*}{m_1}. \quad (15.6)$$

Подставляя (15.4) — (15.6) в (15.3), имеем

$$f = f_0 + \frac{le}{v} \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + E_x^* \right) \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}}. \quad (15.7)$$

Если теперь подставим (15.7) в (15.1) и учтем, что интеграл от первого члена дает нуль, а в интеграле от второго члена перейдем от интегрирования по v_x , v_y , v_z к интегрированию по $\mathcal{E}$, то получим

$$j_1 = \frac{8\pi e}{3m_1^2} \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + E^* \right) \int_0^{\infty} l \mathcal{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} d\mathcal{E}. \quad (15.8)$$

Аналогичное выражение можно получить и для дырок, только знак перед E^* следует изменить на обратный, а уровень химического потенциала отсчитывать от верхнего края заполненной зоны и притом вниз. Мы поступим, однако, наоборот, а именно для электронов будем отсчитывать химический потенциал μ_1 от края зоны проводимости вниз, а для дырок μ_2 — от края заполненной зоны вверх. Такой отсчет более удобен для полупроводников, так как тогда в нормальном состоянии полупроводника μ_1 и μ_2 положительны, поскольку уровень Ферми лежит в запретной зоне. При этом в формулах (15.2) и (15.8) знак перед μ следует заменить на обратный. Кроме того, обобщим выражение (15.8) на случай произвольного направления поля и потока и запишем его в векторной форме. В результате получаем

$$\mathbf{j}_{1,2} = \frac{8\pi e}{3m_{1,2}^2} (-\text{grad } \mu_{1,2} \pm E^*) \int_0^{\infty} l_{1,2} \mathcal{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} d\mathcal{E}, \quad (15.9)$$

где

$$f_0 = \frac{2m_{1,2}^3 kT}{h^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\xi + e\mu_{1,2}}{kT}} + 1}; \quad (15.10)$$

l_1 и l_2 — длины пробега электронов и дырок.

Концентрации электронов и дырок n_1 и n_2 могут быть вычислены интегрированием f_0 по всем возможным значениям составляющих скорости. Как и при получении выражения (15.8), здесь следует перейти от интегрирования по составляющим скоростей к интегрированию по кинетической энергии ξ . После всех этих вычислений получается

$$n_{1,2} = B_{1,2} F\left(-\frac{e\mu_{1,2}}{kT}\right) = B_{1,2} F(-\tilde{\mu}_{1,2}), \quad (15.11)$$

где константа

$$B_{1,2} = 4\pi \frac{(2m_{1,2} kT)^{3/2}}{h^3}; \quad (15.12)$$

$$F(z) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{u} du}{e^{u-z} + 1}; \quad (15.13)$$

$F(z)$ — табулированный интеграл Ферми. Для сокращения записи в дальнейшем, если какая-либо величина умножается на $\frac{e}{kT}$, мы будем обозначать это значком ($\sim$) над буквой, например, безразмерный потенциал Ферми

$$\tilde{\mu}_{1,2} = \frac{e\mu_{1,2}}{kT}. \quad (15.14)$$

Для вычисления интеграла (15.9) необходимо знать, как зависит длина свободного пробега l от энергии частицы. Из теории электропроводности полупроводников следует, что в случае атомных решеток длина свободного пробега электронов и дырок не зависит от их энергии, а в случае ионных решеток при низких температурах l зависит от энергии экспоненциально, а при высоких — линейно. Ввиду громоздкости расчета мы не рассматриваем здесь последний случай, отсылая интересующихся к работе К. С. Шифрина [3],

а примем, что l не зависит от ξ . Тогда интегрирование выполняется точно и дает

$$j_{1,2} = A_{1,2} \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_{1,2}})(\pm E^* + \text{grad } \mu_{1,2}), \quad (15.15)$$

где

$$A_{1,2} = \frac{16\pi m_{1,2} l_{1,2} kTe}{3h^3}. \quad (15.16)$$

При $j = 0$, поскольку $E^* = -\text{grad } \varphi^*$, равенство (15.15) дает

$$\mu_{1,2} = \pm \varphi^* + \text{const}. \quad (15.17)$$

Это значит, что имеет место равновесное фермиевское распределение частиц в эффективном электрическом поле.

Если $\mu \gg \frac{kT}{e}$, логарифм в (15.15) можно разложить в ряд, удерживая лишь первый член. Далее, в этом случае $F(-\tilde{\mu}_{1,2}) \cong \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-\tilde{\mu}_{1,2}}$, следовательно, согласно (15.11),

$$n_{1,2} \cong \frac{\sqrt{\pi}}{2} B_{1,2} e^{-\tilde{\mu}_{1,2}}; \quad \text{grad } n_{1,2} = -\frac{\sqrt{\pi}}{2} B_{1,2} e^{-\tilde{\mu}_{1,2}} \text{grad } \tilde{\mu}_{1,2}, \quad (15.18)$$

далее, подвижности частиц равны

$$\mu_{1,2} = \frac{le\sqrt{2}}{3\sqrt{mkT}}, \quad (15.19)$$

и если все это подставить в (15.15), то уравнение (15.15) переходит в уравнение (14.10).

Заметим, что при $j = 0$ уравнение (14.10) дает больцмановское распределение частиц в электрическом поле; то же самое получается из (15.11) и (15.17) при $\tilde{\mu}_{1,2} \gg 1$.

§ 16. Полная система уравнений в случае носителей тока двух родов и в нестационарном режиме

При наличии носителей тока двух родов расчет значительно усложняется. Вследствие возможности рекомбинации электронов и дырок и обратного процесса диссоциации дивергенц потока подвижных зарядов каждого рода в отдель-

ности не равен нулю даже в стационарном случае. Поэтому вместо диффузионного уравнения первого порядка (14.10) или (14.11) следует написать диффузионно-рекомбинационные уравнения второго порядка. Кроме того, уравнения термодинамического или химического равновесия между электронами, находящимися на различных уровнях, типа (14.4) следует заменить на уравнения химической кинетики для переходов электронов с одного уровня на другой. Аналогичные уравнения только в меньшем количестве будут в нестационарном режиме при одном типе носителей; их легко получить из более общего случая наличия двух родов носителей тока.

Мы выведем систему уравнений для двух родов носителей в нестационарном режиме. Чтобы получить эти уравнения, прежде всего следует принять схему энергетических уровней полупроводника. На рис. 15 изображена энергетическая схема,



Рис. 15. Энергетическая схема полупроводника с двумя родами примесных уровней.

ма, объединяющая обычные схемы электронного и дырочного полупроводников. В единице объема в зоне проводимости 1 есть n_1 электронов, в заполненной зоне 2 имеется n_2 дырок. В запрещенной зоне имеются примесные уровни, из них уровни 3 с концентрацией N_3 являются акцепторами и нейтральны, когда они свободны, уровни 4 с концентрацией N_4 являются донорами и нейтральны, когда они заполнены электронами. Для простоты считаем, что все уровни 3 лежат на одной высоте, то же для уровней 4. На уровнях 3 есть n_3 неподвижных электронов, на уровнях 4 имеется n_4 неподвижных положительных дырок в единице объема. На рис. 15 не показано положение уровня химического потенциала. Оно зависит от соотношения концентраций N_3 и N_4 .

Описанную схему, конечно, можно обобщить, допуская, что имеется много сортов примесных уровней. Однако такое обобщение только усложняет формулы и не вносит ничего принципиально нового. К тому же обычно существенную роль играет только один сорт примесных уровней,

Уравнение Пауссона для принятой схемы имеет вид

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -\nabla^2 \varphi = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_2 - n_1 + n_4 - n_3). \quad (16.1)$$

Уравнение сохранения заряда (14.3) остается в силе, но плотность полного тока равна

$$\mathbf{j} = e (\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1). \quad (16.2)$$

Плотности потоков электронов и дырок $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ попрежнему даются выражениями (14.10) или (15.15).

Кроме уравнения сохранения суммарного электрического заряда, необходимо составить уравнения сохранения электронов и дырок на каждом из уровней в отдельности. Число подвижных электронов и дырок может изменяться как за счет переходов электронов с одного уровня на другой, так и за счет расхождения потоков их; следовательно,

$$\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} = \dot{n}_{1,2} - \operatorname{div} \mathbf{j}_{1,2}. \quad (16.3)$$

Число подвижных зарядов меняется только за счет переходов

$$\frac{\partial n_{3,4}}{\partial t} = \dot{n}_{3,4}; \quad (16.4)$$

$\dot{n}_1, \dot{n}_2, \dot{n}_3$ и $\dot{n}_4$ — изменения чисел соответствующих подвижных и неподвижных зарядов в единицу времени вследствие перехода электронов с одного уровня на другой.

В стационарном случае выражения (16.3) и (16.4) равны нулю, что дает четыре уравнения для определения n_1, n_2, n_3 и n_4 .

Чтобы определить величины $\dot{n}_1, \dot{n}_2, \dot{n}_3$ и $\dot{n}_4$, рассмотрим различные переходы электронов с одного уровня на другой — тепловые забросы электронов на более высокие энергетические уровни и обратные процессы рекомбинации электронов с дырками. Типы переходов будем обозначать номерами соответствующих уровней, согласно рис. 15, причем первым ставим номер уровня, с которого электрон уходит, вторым — номер уровня, на который попадает электрон, например, 1—2, 2—1 и т. д.

Число электронов в заполненной зоне 2 и число уровней в свободной зоне 1 достаточно велико, поэтому число переходов типа 2—1 не зависит от концентрации электронов и дырок, а есть константа материала при данной температуре. Переходы типа 2—3, 2—4, 3—1, 4—1 можно рассматри-

вать, как мономолекулярные химические реакции, их числа пропорциональны концентрациям свободных мест или электронов на уровнях 3 или 4. Переходы типа 1—2, 1—3, 1—4, 3—2, 3—4, 4—2 и 4—3 суть бимолекулярные реакции соединения электрона с подвижной дыркой или свободным местом на локальных уровнях. Их числа пропорциональны произведениям концентраций электронов и свободных мест на соответствующих уровнях.

На основании сказанного напомним следующие выражения для чисел переходов в единице объема:

$$\left. \begin{aligned} \nu_{21} &= k_{21} = \text{const}; & \nu_{23} &= k_{23}(N_3 - n_3); \\ \nu_{31} &= k_{31}n_3; & \nu_{41} &= k_{41}(N_4 - n_4); \\ \nu_{13} &= k_{13}n_1(N_3 - n_3); & \nu_{14} &= k_{14}n_1n_4; \\ \nu_{34} &= k_{34}n_3n_4; & \nu_{42} &= k_{42}(N_4 - n_4)n_2; \\ \nu_{24} &= k_{24}n_4; & \nu_{32} &= k_{32}n_3n_2; \\ \nu_{12} &= k_{12}n_1n_2; & \nu_{43} &= k_{43}(N_4 - n_4)(N_3 - n_3). \end{aligned} \right\} \quad (16.5)$$

Здесь k — кинетические коэффициенты переходов; индексы у ν и k дают тип перехода: первый индекс соответствует номеру уровня, с которого электрон уходит, второй индекс — номеру уровня, на который электрон попадает. Заметим, что различные k имеют разную размерность. А именно k_{21} имеет размерность числа переходов в единице объема ν , т. е. $l^{-3}t^{-1}$; коэффициенты «мономолекулярных реакций» k_{23} , k_{24} , k_{31} и k_{41} имеют размерность вероятности перехода одного электрона в единицу времени t^{-1} и, наконец, коэффициенты «бимолекулярных реакций» k_{12} , k_{13} , k_{14} , k_{32} , k_{34} , k_{42} и k_{43} — размерность l^3t^{-1} .

δn_1 равно сумме чисел переходов в зону проводимости минус сумма чисел переходов из зоны проводимости. Аналогично определяются δn_2 , δn_3 и δn_4 . Следовательно:

$$\delta n_1 = k_{21} - k_{12}n_1n_2 + k_{31}n_3 - k_{13}n_1(N_3 - n_3) + \\ + k_{41}(N_4 - n_4) - k_{14}n_1n_4; \quad (16.6)$$

$$\delta n_2 = k_{21} - k_{12}n_1n_2 + k_{23}(N_3 - n_3) - k_{32}n_3n_2 + \\ + k_{24}n_4 - k_{42}(N_4 - n_4)n_2; \quad (16.7)$$

$$\begin{aligned} \delta n_3 = & k_{23}(N_3 - n_3) - k_{32}n_3n_2 + k_{13}n_1(N_3 - n_3) - k_{31}n_3 + \\ & + k_{43}(N_4 - n_4)(N_3 - n_3) - k_{34}n_3n_4; \quad (16.8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta n_4 = & k_{41}(N_4 - n_4) - k_{14}n_1n_4 + k_{42}(N_4 - n_4)n_2 - k_{24}n_4 + \\ & + k_{43}(N_4 - n_4)(N_3 - n_3) - k_{34}n_3n_4. \quad (16.9) \end{aligned}$$

Определим кинетические коэффициенты. Заметим, прежде всего, что не все 12 кинетических коэффициентов являются независимыми. Действительно, при отсутствии тока, в силу принципа детального равновесия, число переходов каждого рода должно быть равно числу обратных переходов. Из этого условия, принимая во внимание (16.5) и обозначая равновесные значения концентраций верхним индексом нуль, получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{k_{21}}{k_{12}} = \frac{n_1^0 n_2^0}{n_1^0 n_2^0}; \quad \frac{k_{31}}{k_{13}} = \frac{n_1^0 (N_3 - n_3^0)}{n_3^0}; \quad \frac{k_{41}}{k_{14}} = \frac{n_1^0 n_4^0}{N_4 - n_4^0}; \\ \frac{k_{23}}{k_{32}} = \frac{n_2^0 n_3^0}{N_3 - n_3^0}; \quad \frac{k_{24}}{k_{42}} = \frac{n_2^0 (N_4 - n_4^0)}{n_4^0}; \\ \frac{k_{34}}{k_{43}} = \frac{(N_3 - n_3^0)(N_4 - n_4^0)}{n_3^0 n_4^0}. \end{aligned} \right\} \quad (16.10)$$

Вдали от контакта и других источников искривления зон, так сказать, при нормальном состоянии полупроводника, кроме условий (16.10), должно быть еще соблюдено условие нейтральности. Концентрации и другие величины вдали от контакта в нормальном состоянии обозначаем индексом ∞ . Условие нейтральности в этих обозначениях

$$n_1^\infty - n_2^\infty + n_3^\infty - n_4^\infty = 0. \quad (16.11)$$

Уравнения (16.10) справедливы также и для n_1^∞ , n_2^∞ , n_3^∞ и n_4^∞ . Таким образом для 16 переменных (12 кинетических коэффициентов и 4 нормальных концентраций) имеем семь соотношений; значит, только девять переменных являются независимыми величинами. В качестве таких независимых переменных выбираем три нормальные концентрации и шесть кинетических коэффициентов: k_{12} , k_{13} , k_{14} , k_{32} , k_{34} и k_{42} . Конечно, вместо нормальных концентраций совершенно равноценно задать ширину запретной зоны и положения примес-

ных уровней или расстояния от уровня химического потенциала до краев зон и примесных уровней.

Все шесть выбранных кинетических коэффициентов относятся к энергетически выгодным переходам электронов, носящих характер бимолекулярных реакций. Поэтому соответствующие числа переходов равны числам неупругих столкновений между электронами и дырками, приводящими к их рекомбинации, а кинетические коэффициенты равны произведениям относительной тепловой скорости зарядов на поперечные эффективные сечения рекомбинации или захвата

$$\left. \begin{aligned} k_{12} &= \sigma_{12} \sqrt{v_1^2 + v_2^2}; & k_{13} &= \sigma_{13} v_1; \\ k_{14} &= \sigma_{14} v_1; & k_{32} &= \sigma_{32} v_2; & k_{42} &= \sigma_{42} v_2. \end{aligned} \right\} \quad (16.12)$$

Здесь v_1 и v_2 — средние тепловые скорости электрона и дырки, σ_{12} — сечение рекомбинации электрона с подвижной дыркой, σ_{13} и σ_{14} — сечения захвата электрона примесными уровнями 3 или 4, σ_{32} и σ_{42} — сечения захвата дырки уровнями 3 или 4, т. е. сечения рекомбинации электрона, сидящего на уровнях 3 или 4 с подвижной дыркой.

У электронов, сидящих на уровнях 3 или 4, скорости равны нулю, если пренебречь сравнительно медленной диффузией атомов примеси, поэтому переходы типа 3—4 или 4—3 могут осуществляться только путем туннельного эффекта (мы предполагаем, что уровни 3 и 4 принадлежат различным атомам, например атомам кислорода и атомам металла). Туннельный эффект имеет заметную вероятность лишь при расстояниях между примесными уровнями не более 10^{-7} см, т. е. при концентрации примесных уровней N_3 и N_4 не менее 10^{21} в 1 см³. Обычно эти концентрации значительно ниже, поэтому полагаем

$$k_{34} = k_{43} = 0. \quad (16.13)$$

Заметим попутно, что, независимо от их числа, переходы 3—4 и 4—3 не имеют существенного значения, так как в уравнение Пуассона входит только разность $n_4 - n_3$, на величину которой указанные переходы не влияют. С точки зрения прохождения тока безразлично, на котором из неподвижных уровней находится электрон.

Выведенные уравнения применимы не только к теории выпрямляющего действия, но и к теории внутреннего фотоэффекта, вентильной э. д. с. и т. п. В этом случае переходы 2—1, 3—1, 4—1, 2—3 и 4—2 обусловлены не только тепловым движением, но также и светом.

Тепловые слагаемые коэффициентов k_{21} , k_{31} , k_{41} , k_{23} и k_{42} , соответствующие тепловым перебросам электронов, могут быть определены из соотношений (16.10). В случае внутреннего фотоэффекта к этим тепловым слагаемым следует добавить члены, пропорциональные интенсивности освещения и описывающие световые перебросы электронов между соответствующими уровнями. При этом коэффициенты k_{21} , k_{31} , k_{41} , k_{23} и k_{42} могут быть функциями координат, если полупроводник освещен не равномерно.

В тех случаях, когда можно воспользоваться выражениями (14.10) для потоков частиц, подставляя (14.10) и (16.6)—(16.9) в (16.3) и (16.4) и учитывая (16.13), получаем уравнения, содержащие в качестве неизвестных только концентрации n и поле E :

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = k_{21} - k_{12}n_1n_2 + k_{31}n_3 - k_{13}n_1(N_3 - n_3) + \\ + k_{41}(N_4 - n_4) - k_{14}n_1n_4 + u_1 \operatorname{div} \left(n_1 E + \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n_1 \right); \quad (16.14)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = k_{21} - k_{12}n_1n_2 + k_{23}(N_3 - n_3) - k_{32}n_3n_2 + \\ + k_{24}n_4 - k_{42}(N_4 - n_4)n_2 - u_2 \operatorname{div} \left(n_2 E - \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n_2 \right); \quad (16.15)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = k_{23}(N_3 - n_3) - k_{32}n_3n_2 + k_{13}n_1(N_3 - n_3) - k_{31}n_3; \quad (16.16)$$

$$\frac{\partial n_4}{\partial t} = k_{41}(N_4 - n_4) - k_{14}n_1n_4 + k_{42}(N_4 - n_4)n_2 - k_{24}n_4. \quad (16.17)$$

Вместе с уравнением (16.1) последние уравнения составляют полную систему для определения неизвестных E , n_1 , n_2 , n_3 и n_4 как в нестационарном, так и в стационарном случае.

Что же касается уравнения (14.3), то оно удовлетворяется автоматически. Чтобы убедиться в этом, достаточно сложить уравнения (16.14) и (16.16) со знаком (+) и уравнения (16.15) и (16.17) со знаком (—). Тогда все члены, описы-

вающие перескоки электронов с уровня на уровень, сокращаются и, если учесть (16.2) и выражение для ρ , получим уравнение (14.3). Таким образом, уравнение (14.3) не является независимым.

В тех случаях, когда приходится пользоваться выражениями (15.15) для потоков частиц, вместо n_1 и n_2 следует ввести в качестве искоемых неизвестных μ_1 и μ_2 с помощью соотношений (15.11). Тогда уравнения (16.1) и (16.14) — (16.17) приобретают следующий вид:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} [B_2 F(-\tilde{\nu}_2) - B_1 F(-\tilde{\nu}_1) + n_4 - n_3]; \quad (16.18)$$

$$\begin{aligned} -B_1 \frac{e}{kT} F'(-\tilde{\nu}_1) \frac{\partial \mu_1}{\partial t} = & k_{21} - k_{12} B_1 B_2 F(-\tilde{\nu}_1) F(-\tilde{\nu}_2) + \\ & + k_{31} n_3 - k_{13} B_1 F(-\tilde{\nu}_1) (N_3 - n_3) + k_{41} (N_4 - n_4) - \\ & - k_{14} B_1 F(-\tilde{\nu}_1) + A_1 \operatorname{div} [\ln(1 + e^{-\tilde{\nu}_1}) (-\mathbf{E} + \operatorname{grad} \nu_1)]; \quad (16.19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -B_2 \frac{e}{kT} F'(-\tilde{\nu}_2) \frac{\partial \mu_2}{\partial t} = & k_{21} - k_{12} B_1 B_2 F(-\tilde{\nu}_1) F(-\tilde{\nu}_2) + \\ & + k_{23} (N_3 - n_3) - k_{32} n_3 B_2 F(-\tilde{\nu}_2) + \\ & + k_{24} n_4 - k_{42} (N_4 - n_4) B_2 F(-\tilde{\nu}_2) - \\ & - A_2 \operatorname{div} [\ln(1 + e^{-\tilde{\nu}_2}) (\mathbf{E} + \operatorname{grad} \nu_2)]; \quad (16.20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_3}{\partial t} = & k_{23} (N_3 - n_3) - k_{32} n_3 B_2 F(-\tilde{\nu}_2) + \\ & + k_{13} B_1 F(-\tilde{\nu}_1) (N_3 - n_3) - k_{13} n_3; \quad (16.21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_4}{\partial t} = & k_{41} (N_4 - n_4) - k_{14} B_1 F(-\tilde{\nu}_1) n_4 + \\ & + k_{42} (N_4 - n_4) B_2 F(-\tilde{\nu}_2) - k_{24} n_4. \quad (16.22) \end{aligned}$$

Здесь $F'(z) = \frac{dF(z)}{dz}$ — протабулированная функция, так же как и $F(z)$.

Наличие в уравнениях (16.18) — (16.22) трансцендентных функций $F'(\tilde{\nu}_{1,2})$ и $F(\tilde{\nu}_{1,2})$ делает их мало приятными для решения. К счастью, как будет показано ниже, эти уравнения практически не придется решать, так как в тех областях полупроводника, где происходит пересечение зон с уровнем химического потенциала, переходы электронов играют несущественную роль.

В стационарном случае число уравнений можно сократить. Приравнявая нулю выражения (16.16) и (16.17), определяя отсюда n_3 и n_4 и подставляя эти значения в уравнения (16.1), (16.14) и (16.15) или (16.18) — (16.20), получаем следующую систему уравнений для переменных E , n_1 и n_2 или E , μ_1 и μ_2 :

$$\operatorname{div} E = \frac{4\pi e}{\epsilon} \left(n_2 - n_1 + N_4 \frac{k_{41} + k_{42} n_2}{k_{41} + k_{24} + k_{14} n_1 + k_{42} n_2} - N_3 \frac{k_{23} + k_{13} n_1}{k_{31} + k_{23} + k_{13} n_1 + k_{32} n_2} \right); \quad (16.23)$$

$$u_{1,2} \operatorname{div} \left(\mp n_{1,2} E - \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n_{1,2} \right) = \delta n, \quad (16.24)$$

или

$$A_{1,2} \operatorname{div} [\ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_{1,2}}) (\mp E + \operatorname{grad} \mu_{1,2})] = \delta n, \quad (16.25)$$

где

$$\begin{aligned} \delta n = & k_{21} - k_{12} n_1 n_2 + N_3 \frac{k_{31} k_{23} - k_{13} k_{32} n_1 n_2}{k_{31} + k_{23} + k_{13} n_1 + k_{32} n_2} + \\ & + N_4 \frac{k_{41} k_{24} - k_{14} k_{42} n_1 n_2}{k_{41} + k_{24} + k_{14} n_1 + k_{42} n_2}. \end{aligned} \quad (16.26)$$

При использовании уравнения (16.25), в (16.23) и (16.24) следует подставлять выражения (15.11).

Вычитая одно из уравнений (16.24) из другого, получаем

$$\operatorname{div} \left[(u_1 n_1 + u_2 n_2) E + \frac{kT}{e} (u_1 \operatorname{grad} n_1 - u_2 \operatorname{grad} n_2) \right] = 0. \quad (16.27)$$

Последнее уравнение может заменить по выбору одно из более сложных уравнений (16.24). При решении одномерной задачи уравнение (16.24) может быть сразу проинтегрировано один раз.

Если рассматривается полупроводник с носителями одного рода в нестационарном режиме, во всех уравнениях (16.14) — (16.22) следует отбросить члены, относящиеся к одному из родов носителей тока и к одному из сортов атомов примеси. Число уравнений (включая уравнение Пуассона) сократится при этом от пяти до трех.

§ 17. Граничные условия

Для решения полученной системы уравнений необходимо задать граничные условия на поверхности, ограничивающей данный полупроводник. В общем случае полупроводник может граничить с металлом, изолятором или воздухом и с другим полупроводником.

Граничные условия для контакта металла с полупроводником наиболее подробно выведены С. И. Пекаром [4]. Одно из этих условий состоит в том, что результирующий поток электронов j_1 через контакт равен разности потоков электронов из металла в полупроводник j' и из полупроводника в металл j'' . Первый поток вычисляется как термоэлектронная эмиссия из металла в зону проводимости полупроводника

$$j' = A_0 T^2 e^{-\Delta\varphi}, \quad (17.1)$$

где A_0 — постоянная термоэлектронной эмиссии, $\Delta\varphi$ — расстояние от уровня Ферми металла до нижнего уровня зоны проводимости полупроводника.

Второй поток в первом приближении равен среднему тепловому потоку электронов в полупроводнике

$$n_k \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_1}},$$

где n_k — концентрация электронов у контакта с металлом. Это выражение, однако, относится к случаю симметричного распределения электронов по скоростям, т. е. когда отсутствует результирующий поток. При наличии результирующего потока симметрия нарушается, причем, пока j_1 мал по сравнению с тепловым потоком, поток в направлении результирующего потока увеличивается на $\frac{j_1}{2}$, а в обратном направлении уменьшаться на $\frac{j_1}{2}$, так что разность потоков как раз и дает результирующий поток j_1 .

Итак, если результирующий поток направлен из металла в полупроводник, то

$$j'' = n_k \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_1}} - \frac{1}{2} j_1, \quad (17.2)$$

и граничное условие имеет вид

$$\frac{1}{2}j_1 = A_3 T^2 e^{-\Delta \tilde{\mu}_1} - n_{\kappa} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_1}}. \quad (17.3)$$

Это выражение удобно несколько преобразовать, а именно: подставляем теоретическое значение эмиссионной константы

$$A_3 = \frac{4\pi m_{1,2} k^2}{h^3}; \quad (17.4)$$

замечаем, что $\Delta \psi_1 = V_{\kappa} + \psi_1^{\infty} - V_1 - V_3$, где V_{κ} — контактная разность потенциалов; в согласии с § 4 $V_{\kappa} = W_{\text{м}} - W_{\text{п}}$; $W_{\text{м}}$ и $W_{\text{п}}$ — работа выхода из металла и полупроводника, ψ_1^{∞} — расстояние от уровня химического потенциала до нижнего края зоны проводимости вдали от контакта, V_1 — падение напряжения в металле, V_3 — в зазоре между металлом и полупроводником. И, наконец, согласно (15.11) и (15.12), при $\tilde{\mu}_1^{\infty} \gg 1$ вводим

$$n_1^{\infty} = \frac{2(2\pi m_1 kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\tilde{\mu}_1^{\infty}}. \quad (17.5)$$

Легко видеть, что аналогичные соотношения имеют место и в случае дырочного полупроводника, только перед V_1 , V_{κ} и V_3 следует поставить знак минус. В результате всех преобразований получаем

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty} e^{\mp(\tilde{V}_{\kappa} - \tilde{V}_1 - \tilde{V}_3)} + j_{1,2n} \sqrt{\frac{\pi m_{1,2}}{2kT}}. \quad (17.6)$$

Здесь знак (—) относится к электронам, (+) — к дыркам; j_{1n} и j_{2n} нормальные к поверхности контакта составляющие потока электронов и дырок. Выражения (17.2) и (17.6) справедливы при условии $\Delta \mu > 0$, т. е. когда в полупроводнике нет пересечения зон с уровнем химического потенциала. Если же пересечение имеет место, то вместо (17.6) будет условие

$$\psi_{1,2} - \psi_{1,2}^{\infty} = \pm (V_{\kappa} - V_1 - V_3). \quad (17.7)$$

В большинстве случаев результирующий поток много меньше теплового:

$$j_{1,2} \ll n_{1,2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_{1,2}}}; \quad (17.8)$$

тогда в выражении (17.6) можно пренебречь вторым членом справа. Если, кроме того, не учитывать V_1 и V_3 , то получим, что на границе с металлом концентрации электронов и дырок имеют определенные заданные значения.

Кроме того, на границе с металлом равна нулю тангенциальная составляющая электрического поля $E_t = 0$, если пренебречь омическим сопротивлением металла.

На границе с изолятором или на свободной поверхности полупроводника нормальные составляющие потоков электронов и дырок равны нулю. Так как здесь трудно ожидать пересечения зон с уровнем Ферми, то пользуемся выражениями (14.10) и получаем

$$n_{1,2} E_n \pm \frac{kT}{e} \operatorname{grad}_n n_{1,2} = 0. \quad (17.9)$$

На границе двух полупроводников должны быть равны тангенциальные составляющие напряженности электрического поля, а разность нормальных составляющих электрической индукции равна поверхностному заряду. Обозначая одним штрихом все величины, относящиеся к одному полупроводнику I , а двумя штрихами — к другому II , получаем

$$E'_t = E''_t; \quad (17.10)$$

$$\varepsilon'' E''_n - \varepsilon' E'_n = 4\pi\eta. \quad (17.11)$$

Здесь направление нормали выбрано от полупроводника I к полупроводнику II , η — поверхностный заряд. Он может быть обусловлен ионами, адсорбированными на поверхности полупроводника, или поверхностными уровнями. В первом случае η является заданной величиной, во втором случае он зависит от искривления зон вблизи границы, т. е. определяется только в результате решения всей системы уравнений. Условия (17.10) и (17.11) справедливы, конечно, и для границы с изолятором или для свободной поверхности полупроводника.

На границе двух полупроводников также должно соблюдаться условие сохранения электронов и дырок. При этом следует учесть, что электроны полупроводника I могут на границе рекомбинировать с дырками полупроводника II , а дырки полупроводника I — с электронами полупроводника II . Возможны и обратные процессы образования электрона и

дырки на границе. Иначе говоря, электроны могут переходить из зоны проводимости *I* в заполненную зону *II* или обратно, а также из заполненной зоны *I* в зону проводимости *II* и обратно. Обозначим поток электронов из зоны проводимости *I* в заполненную зону через j_{1-2} , обратный поток будет соответствовать $j_{1-2} < 0$; поток электронов из заполненной зоны *I* в зону проводимости *II* обозначим через j_{2-1} . Тогда на границе имеем условия:

$$j'_{1n} - j_{1-2} = j''_{1n} - j_{2-1}; \quad (17.12)$$

$$j'_{2n} + j_{2-1} = j''_{2n} + j_{1-2}. \quad (17.13)$$

Заметим, что j_{1n} и j_{2n} могут быть выражены с помощью (14.10) или (15.15), а j_{1-2} и j_{2-1} выражаются через концентрации электронов и дырок у контакта и будут подробно вычислены в главе VIII, где они играют решающую роль. Таким образом, (17.12) и (17.13) суть граничные условия для n_1 , n_2 и E .

Результирующие потоки электронов и дырок через границу за вычетом рекомбинационных потоков должны быть равны разности тепловых потоков. Здесь следует различать два случая: а) имеет место пересечение зоны с уровнем химического потенциала в одном из полупроводников и б) пересечений зон нет. Пересечение одинаковых зон с уровнем μ в обоих полупроводниках не может иметь места, так как зоны загибаются в обоих полупроводниках в разные стороны.

В случае а) в том полупроводнике, где зона пересекается с уровнем химического потенциала, носителей тока много и потому результирующим потоком их всегда можно пренебречь по сравнению с тепловым. Этот полупроводник играет роль металлического электрода, и в качестве граничного условия следует пользоваться выражением (17.6), только не следует забывать, что, в отличие от контакта с настоящим металлом, существенную роль играет падение напряжения в первом полупроводнике V_1 .

В случае б) выведем аналогичные граничные условия несколько в иной форме. Если работа выхода электрона из полупроводника *I* в полупроводник *II* будет $\Delta\mu_1 > 0$ (рис. 16), результирующий поток электронов из зоны проводимости *I*

в зону проводимости II равен

$$j'_{1n} - j_{1-2} = \left(n'_1 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_1}} + \frac{1}{2} j'_{1n} \right) e^{-\Delta \tilde{\mu}_1} - \left(n''_1 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_1}} - \frac{1}{2} j''_{1n} \right). \quad (17.14)$$

Аналогично, при $\Delta \psi_2 > 0$ результирующий поток дырок из заполненной зоны I в заполненную зону II равен

$$j'_{2n} + j_{2-1} = \left(n'_2 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_2}} + \frac{1}{2} j'_{2n} \right) e^{-\Delta \tilde{\mu}_2} - \left(n''_2 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_{1,2}}} - \frac{1}{2} j''_{2n} \right). \quad (17.15)$$

При $\Delta \psi_{1,2} < 0$ эти выражения имеют вид

$$j_{1,2n} + j_{1-2,2-1} = n'_{1,2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_{1,2}}} + \frac{1}{2} j'_{1,2n} - \left(n''_{1,2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_{1,2}}} - \frac{1}{2} j''_{1,2n} \right) e^{\Delta \tilde{\mu}_{1,2}}. \quad (17.16)$$

Согласно рис. 16

$$\Delta \mu_1 = \psi_1''^{\infty} - \psi_1'^{\infty} + V_K - V_3; \quad \Delta \psi_2 = \psi_2''^{\infty} - \psi_2'^{\infty} - V_K + V_3; \quad (17.17)$$

$$e^{\tilde{\mu}_1^{\infty} - \tilde{\mu}_1''^{\infty}} = \frac{n_1''^{\infty}}{n_1'^{\infty}}; \quad e^{\tilde{\mu}_2^{\infty} - \tilde{\mu}_2''^{\infty}} = \frac{n_2''^{\infty}}{n_1'^{\infty}}, \quad (17.18)$$

где $\mu_1'^{\infty}$ и $\mu_1''^{\infty}$ — расстояния между уровнем химического потенциала и зоной проводимости, а $\mu_2'^{\infty}$ и $\mu_2''^{\infty}$ — между уровнем химического потенциала и заполненной зоной вдали от контакта, V_K — контактная разность потенциалов; $V_K = W' - W''$, V_3 — падение напряжения

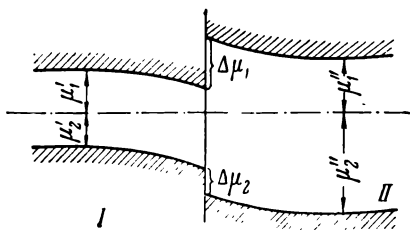


Рис. 16. Энергетическая схема контакта двух полупроводников.

в зазоре. Используя (17.12) и (17.13), выражения (17.14) и (17.15), а также (17.16), можно привести к виду:

при $\Delta\mu_{1,2} > 0$

$$\frac{n'_{1,2}}{n'_{1,2}\infty} e^{\mp (\tilde{V}_K - \tilde{V}_S)} = \frac{n''_{1,2}}{n''_{1,2}\infty} + \\ + \sqrt{\frac{\pi m}{2kT}} \left[\frac{j'_{1,2n} \mp (j_{1-2} + j_{2-1})}{n'_{1,2}\infty} - \frac{j'_{1,2n}}{n'_{1,2}\infty} e^{\mp (\tilde{V}_K - \tilde{V}_S)} \right]; \quad (17.19)$$

при $\Delta\mu_{1,2} < 0$

$$\frac{n'_{1,2}}{n'_{1,2}\infty} = \frac{n''_{1,2}}{n''_{1,2}\infty} e^{\pm (\tilde{V}_K - \tilde{V}_S)} + \sqrt{\frac{\pi m}{2kT}} \left[\frac{j''_{1,2n} \mp (j_{1-2} + j_{2-1})}{n''_{1,2}\infty} - \right. \\ \left. - \frac{j''_{1,2n}}{n''_{1,2}\infty} e^{\pm (\tilde{V}_K - \tilde{V}_S)} \right]. \quad (17.20)$$

Верхние знаки относятся к электронам, нижние — к дыркам. Если соблюдается условие (17.8), вторыми членами в правой части выражений (17.19) и (17.20) можно пренебречь, и эти граничные условия сводятся к граничным условиям, которыми пользовался Б. И. Давыдов [5].

Кроме граничных условий, должны быть заданы либо величины общих токов, вытекающих из металлических электродов, либо разности потенциалов между электродами. Перечисленные условия являются достаточными для однозначного решения стационарной задачи, в чем нетрудно убедиться на каждом конкретном примере. Для решения нестационарной задачи, кроме того, должны быть заданы начальные условия или условия периодичности.

Иногда бывает удобно один и тот же полупроводник разбить на области, например на освещенную и неосвещенную области. В этом случае на границе таких областей должны быть непрерывны поле E , концентрации n_1 и n_2 и их нормальные производные.

Очень часто толщина слоя, в котором имеет место объемный заряд и искривление зон (например приконтактного слоя), много меньше толщины полупроводника. В подобных случаях удобно рассматривать этот слой отдельно и, сохраняя граничные условия на контакте, вместо граничных условий на поверхности, ограничивающей полупроводник, воспользоваться

условиями вдали от контакта в невозмущенной области полупроводника. Последние имеют вид при $x = \infty$

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty} \text{ или } \frac{\partial n_{1,2}}{\partial x} = 0, \quad (17.21)$$

где x откладывается от контакта вглубь полупроводника.

§ 18. Приближенные методы решения уравнений

Выведенные в § 16 системы уравнений даже в стационарном случае слишком сложны и не могут быть решены точно. Поэтому необходимо найти приближенные методы их решения.

Сравним порядок величины членов левой и правой частей уравнений (16.24) и (16.25). Из правой части этих уравнений [выражение (16.26)] берем член $k_{12}n_1n_2$, остальные члены правой части в среднем имеют тот же порядок величины. Из левой части (16.24) возьмем член $un \operatorname{div} \mathbf{E}$. Но, согласно (16.23), $\operatorname{div} \mathbf{E}$ по порядку величины равен $\frac{4\pi e}{\varepsilon} n$, следовательно, учитывая (16.12),

$$\frac{un_{1,2} \operatorname{div} \mathbf{E}}{k_{12}n_1n_2} \cong \frac{4\pi eu}{\varepsilon v \sigma_{12}}.$$

Подставляя сюда $e \cong 5 \cdot 10^{-10}$, $\varepsilon \cong 10$, тепловую скорость электрона $v \cong 3 \cdot 10^6$ см/сек, $u \cong 10^3$ CGSE и поперечное сечение рекомбинации $\sigma = 10^{-15}$ см² [6, 7], получаем

$$\frac{un \operatorname{div} \mathbf{E}}{k_{12}n_1n_2} \cong 10^2. \quad (18.1)$$

Заметим, что мы приняли для большей убедительности сравнительно малое значение u . Что же касается до сечения рекомбинации σ , то принятое значение, повидимому, является верхним пределом.

Для уравнения (16.25) при $\mu_{1,2} < 0$, когда нельзя пользоваться (16.24), отношение, аналогичное (18.1), получается еще больше. Из левой части берем член $A \ln(1 + e^{-\mu}) \operatorname{div} \mathbf{E}$. Далее заменяем $\operatorname{div} \mathbf{E}$, как и выше, подставляя в (15.16) $l \cong 10^{-7}$ см (минимальное значение длины свободного пробега),

$m = 9 \cdot 10^{-28}$, $e = 5 \cdot 10^{-10}$, $kT = 4 \cdot 10^{-14}$, $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$, получаем $A \cong 10^{23}$; далее, при $\mu < 0$ будет $\ln(1 + e^{-\tilde{\mu}}) \cong 1$ и

$$\frac{A \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}}) \operatorname{div} \mathbf{E}}{k_{12} n_1 n_2} \cong \frac{4\pi e A}{\epsilon v \sigma n} \cong \frac{10^{23}}{n} \gg 1. \quad (18.2)$$

В силу соотношений (18.1) и (18.2) в тех областях полупроводника, где искривлены зоны, можно пренебречь рекомбинацией электронов и обратными процессами, и правую часть уравнений (16.24) и (16.25) положить равной нулю, т. е. получается

$$\operatorname{div} \left(n_{1,2} \mathbf{E} \pm \frac{kT}{e} n_{1,2} \right) = 0, \quad (18.3)$$

или

$$\operatorname{div} [(1 + e^{-\tilde{\mu}_{1,2}}) (\mp \mathbf{E} + \operatorname{grad} \mu_{1,2})] = 0. \quad (18.4)$$

Сделанная оценка не относится к случаю внутреннего фотоэффекта, когда члены, соответствующие световым переходам электронов, в выражении для δn могут быть велики.

Итак, рекомбинация может играть роль лишь за пределами области искривления зон, где малы поле $\mathbf{E}$ и $\operatorname{grad} n$. Но там заведомо нет вырождения электронов и, значит, можно пользоваться уравнениями (16.24), а не (16.25). Таким образом, практически отпадает надобность решать сложные уравнения типа (16.18) — (16.22) с трансцендентными функциями $F(-\tilde{\mu})$. Кроме того, в областях рекомбинации, в силу малости E , можно пренебречь квадратичными членами левой части уравнения (17.24).

В примесных полупроводниках одна из концентраций n_1 или n_2 много больше другой. Поэтому в нулевом приближении можно положить другую концентрацию, соответственно n_2 или n_1 , равной нулю, тогда задача сводится к значительно более простому случаю носителей одного типа. В первом приближении можно учесть носители второго типа, считая поле $\mathbf{E}$ заданным — определенным из нулевого приближения.

В этом случае, если в части полупроводника $n_1 > n_2$, а в другой части $n_1 < n_2$, следует выделить две области; в первой в нулевом приближении положить $n_2 = 0$, а во второй области $n_1 = 0$. В промежуточной области обычно можно

пренебречь как n_1 , так и n_2 по сравнению с неподвижными зарядами в уравнении Пуассона, благодаря чему последнее решается независимо от диффузионного уравнения. Если ток проходит последовательно через электронную и дырочную области, то поток электронов в электронной области мал при большой их концентрации, также мал поток дырок в дырочной области, поэтому в нулевом приближении можно положить потоки равными нулю и считать, что электроны в электронном полупроводнике, а дырки — в дырочном распределены по Больцману или по Ферми в диффузионном электрическом поле. При этом отпадает надобность в нулевом приближении решать уравнения (16.24) или (16.25).

§ 19. Общие интегралы для поля, распределения потенциала, концентрации носителей тока и падения напряжения

Выведенные в § 14—16 дифференциальные уравнения в некоторых случаях могут быть частично проинтегрированы в самом общем виде.

В одномерном случае уравнения (14.1) и (14.2) принимают вид

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho. \quad (19.1)$$

Если граничное условие задано вдали от контакта в виде $E=0$, $\varphi=0$ при $x=\infty$, то, интегрируя (19.1) один и два раза, получаем интегральные выражения для E и φ :

$$E = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_x^\infty \rho \, dx; \quad (19.2)$$

$$\varphi = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_x^\infty \int_x^\infty \rho \, dx' \, dx. \quad (19.3)$$

Эти выражения удобны в том случае, если объемный заряд состоит из полностью ионизованных атомов примеси, концентрация которых задана в функции от x , следовательно и ρ является известной функцией от x .

При учете сил изображения вблизи контакта с металлом, согласно (14.12), (14.13), (14.15), (19.2) и (19.3), получается

$$E^* = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_x^\infty \rho dx - \frac{e}{4\epsilon x^2}; \quad (19.4)$$

$$\varphi^* = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_x^\infty \int_x^\infty \rho dx' dx - \frac{e}{4\epsilon x}. \quad (19.5)$$

Если эффективное поле E^* является известной функцией x , то диффузионное одномерное уравнение для одного рода носителей (14.11) есть линейное дифференциальное уравнение первой степени, которое интегрируется в общем виде. Согласно известной формуле, если учесть, что $\int E^* dx = -\varphi^*$, решение (14.11) равно

$$n_{1,2} = e^{\pm(\tilde{\varphi}^* - \tilde{\varphi}_i^*)} \left[n_{1,2}(x_i) + \frac{ej_{1,2}}{u_{1,2}kT} \int_x^{x_i} e^{\pm(\tilde{\varphi}_i^* - \tilde{\varphi}^*)} dx \right] \quad (19.6)$$

или

$$n_{1,2} = e^{\pm(\tilde{\varphi}^* - \tilde{\varphi}_i^*)} \left[n_{1,2}(x_i) - \frac{ej_{1,2}}{u_{1,2}kT} \int_{x_i}^x e^{\pm(\tilde{\varphi}_i^* - \tilde{\varphi}^*)} dx \right]. \quad (19.7)$$

Здесь x_i — координата точки, в которой из граничных условий задана концентрация $n_{1,2}(x_i)$; φ_i^* — значение эффективного потенциала в этой точке. Выражение (19.6) справедливо в области $x < x_i$, а (19.7) — в области $x > x_i$.

Следует заметить, что последние две формулы имеют весьма широкое приложение. Помимо тех случаев, когда ρ является заданной функцией координат и E вычисляется по формуле (19.4), согласно схеме приближенного расчета, указанной в предыдущем параграфе, формулы (19.6) и (19.7) могут быть использованы для вычисления концентрации неосновных носителей тока в первом приближении, когда распределение поля известно из нулевого приближения.

Выведем еще общее выражение для падения напряжения в полупроводнике при условии, что объемный заряд не является заданной функцией координат, но зависит от концентрации

носителей тока. В этом случае поле E удобно получить из выражения для полного тока. Согласно (16.2) и (14.10) или (15.15), плотность полного тока в случае невырожденных носителей тока равна

$$\mathbf{j} = e \left[(u_1 n_1 + u_2 n_2) \mathbf{E}^* + \frac{kT}{e} (u_1 \text{grad } n_1 - u_2 \text{grad } n_2) \right], \quad (19.8)$$

а в случае вырождения

$$\begin{aligned} \mathbf{j} = & e [A_1 \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) + A_2 \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_2})] \mathbf{E}^* + \\ & + A_2 e \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_2}) \text{grad } \mu_2 - A_1 e \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) \text{grad } \mu_1. \end{aligned} \quad (19.9)$$

Отсюда напряженность электрического поля, с учетом (14.15):

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j} + kT(u_2 \text{grad } n_2 - u_1 \text{grad } n_1)}{e(u_1 n_1 + u_2 n_2)} - \mathbf{E}^{**} \quad (19.10)$$

или

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j} + A_1 e \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) \text{grad } \mu_1 - A_2 e \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_2}) \text{grad } \mu_2}{e [A_1 \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) + A_2 \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_2})]} - \mathbf{E}^{**}. \quad (19.11)$$

Падение напряжения между двумя электродами A и B равно интегралу от E , взятому по произвольному пути. Заметим при этом, что

$$\int_A^B \mathbf{E}^{**} d\mathbf{l} = 0, \quad (19.12)$$

так как силы электрического изображения у одного электрода направлены в одну сторону, а у другого — в противоположную. Можно показать, что условие (19.12) имеет место и в том случае, если между A и B имеются два полупроводника с различными диэлектрическими постоянными; для этого следует учесть также силы электрического изображения вблизи границы двух диэлектриков, описываемые формулами (14.14).

Итак, падение напряжения между A и B

$$V_{AB} = - \int_A^B \mathbf{E} d\mathbf{l} = V_{\text{ом}} + V_{\text{дифф}}, \quad (19.13)$$

где омическое падение напряжения

$$V_{\text{ом}} = - \int_A^B \frac{j dl}{e (u_1 n_1 + u_2 n_2)}, \quad (19.14)$$

или же

$$V_{\text{ом}} = - \int_A^B \frac{j dl}{e [A_1 \ln (1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) + A_2 \ln (1 + e^{-\tilde{\mu}_2})]}, \quad (19.15)$$

и диффузионное падение напряжения

$$V_{\text{дифф}} = \frac{kT}{e} \int_A^B \frac{(u_1 \text{grad } n_1 - u_2 \text{grad } n_2) dl}{u_1 n_1 + u_2 n_2} \quad (19.16)$$

или

$$V_{\text{дифф}} = \int_A^B \frac{A_2 \ln (1 + e^{-\tilde{\mu}_2}) \text{grad } \mu_2 - A_1 \ln (1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) \text{grad } \mu_1}{A_1 \ln (1 + e^{-\tilde{\mu}_1}) + A_2 \ln (1 + e^{-\tilde{\mu}_2})} dl. \quad (19.17)$$

Если между металлическими электродами A и B заключен однородный полупроводник с одним типом носителей, то из (19.16) следует

$$V_{\text{дифф}} = \pm \frac{kT}{e} \int_A^B \frac{\text{grad } n_{1,2} dl}{n_{1,2}} = \pm \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{1,2}(B)}{n_{1,2}(A)}, \quad (19.18)$$

а из (19.17)

$$V_{\text{дифф}} = \mp [\mu_{1,2}(B) - \mu_{1,2}(A)]. \quad (19.19)$$

Если пренебречь падением напряжения в металле и зазорах, а также нарушением симметрии распределения частиц по скоростям [последний член выражения (17.6)], то, согласно граничным условиям (17.6) или (17.7), диффузионное падение напряжения равно контактной разности потенциалов между металлами электродов и, следовательно, не входит в состав приложенного между A и B внешнего напряжения. Последнее равно омическому падению напряжения.

Существенно отметить, что, согласно (19.16) или (19.17), при наличии двух родов носителей тока $V_{\text{дифф}}$ уже не равно контактной разности потенциалов.

ГЛАВА IV

ТЕОРИИ КОНТАКТА МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ, УЧИТЫВАЮЩИЕ ОДИН РОД НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

§ 20. Физическая картина явлений у контакта

Как уже отмечалось в § 4, у контакта металла с полупроводником благодаря контактной разности потенциалов в полупроводнике образуется слой объемного заряда.

Если работа выхода из полупроводника *меньше* работы выхода из металла, т. е. если контактная разность потенциалов положительна, электроны уходят из полупроводника и там остается положительный объемный заряд. Края энергетических зон загибаются при этом кверху, поэтому вблизи контакта число электронов в зоне проводимости убывает, а число дырок в заполненной зоне возрастает по сравнению с толщиной полупроводника. Следовательно, в электронном полупроводнике число носителей тока у контакта будет меньше, возникает слой с повышенным сопротивлением, называемый запирающим слоем. Наоборот, в дырочном полупроводнике носителей тока у контакта больше, возникает антизапорный слой с пониженным сопротивлением.

Если работа выхода из полупроводника *больше* работы выхода из металла, т. е. если контактная разность потенциалов отрицательна, все происходит наоборот: полупроводник заряжается отрицательно, края зон загибаются вниз, в электронном полупроводнике возникает антизапорный слой, а в дырочном — запирающий.

Антизапорные слои, будучи включены последовательно с большим сопротивлением толщи полупроводника, не играют никакой роли в общем сопротивлении цепи и не могут дать сколько-нибудь заметного выпрямления. Наоборот, запирающие слои, обладая во много раз большим удельным

сопротивлением, могут, несмотря на малую толщину, составить большую часть сопротивления всей цепи и, так как их сопротивление, как мы увидим далее, зависит от направления тока, эти слои обеспечивают заметное выпрямление.

Итак, выпрямление на контакте полупроводника с металлом можно ожидать, если работа выхода электронного полупроводника *меньше* работы выхода из металла, или же работа выхода дырочного полупроводника *больше* работы выхода из металла.

Как мы это доказали в § 4, в случае плотного контакта с металлом практически вся контактная разность потенциалов приходится на полупроводник, т. е. в отсутствие внешнего приложенного напряжения падение напряжения в полупроводнике или общий загиб зон равны контактной разности потенциалов V_K . Если же между металлом и полупроводником имеется зазор, контактная разность потенциалов как-то распределяется между зазором и полупроводником.

Можно себе наглядно представить, что контактная разность потенциалов в запирающем слое гонит носители тока от контакта вглубь полупроводника, благодаря чему у самого контакта их концентрация меньше. Если к системе приложено внешнее напряжение такого знака, что оно также гонит носители тока от контакта в полупроводник (для этого к электронному полупроводнику должен быть приложен плюс, а к металлу — минус, а к дырочному полупроводнику — минус и к металлу плюс), то это напряжение складывается с контактной разностью потенциалов, и общее падение напряжения или загиб зон будет равен $V_K + V$, т. е. энергетическая высота запирающего слоя возрастает.

Наоборот, если внешнее напряжение гонит носители тока из глубины полупроводника к контакту, оно вычитается из контактной разности потенциалов, так что загиб зон равен $V_K - V$, и высота запирающего слоя убывает.

Однако детальный анализ показывает, что в выпрямляющем действии играет роль не столько изменение высоты запирающего слоя, как изменение его толщины и перераспределение концентрации носителей тока внутри слоя.

Концентрация носителей тока на границе с металлом определяется из граничного условия (17.6) и вплоть до весьма больших плотностей тока остается практически фиксированной; здесь концентрация стабилизируется тем, что находится

в равновесии с металлом, где число носителей тока весьма велико и не может изменяться от сравнительно слабого тока. Также фиксированной является концентрация тока вдали от контакта в толще полупроводника. Между же этими крайними точками распределение электронов и дырок может изменяться и довольно сильно зависит от тока, т. е. от внешнего приложенного напряжения.

Если направление тока таково что носители тока движутся от контакта вглубь полупроводника, то они как бы отсасываются из запирающего слоя, благодаря чему этот слой с пониженной концентрацией носителей тока утолщается, и сопротивление его возрастает. Наоборот, при движении носителей тока по направлению к контакту, они как бы заливают запирающий слой, и его толщина и сопротивление убывают.

Первое направление тока является, следовательно, запирающим, а приложенное напряжение соответствующего знака — запирающим напряжением, так как оно вызывает повышение сопротивления и запираение системы для тока. Второе направление является пропускным, а напряжение соответствующего знака — пропускным напряжением, так как при этом ток свободно пропускается сквозь запирающий слой. Иногда пропускное направление тока называется прямым, а запирающее — обратным. Применяются термины: прямой и обратный ток, прямое и обратное напряжение.

Напомним, что в пропускном направлении в случае электронного полупроводника к металлу приложен плюс, а к полупроводнику минус, в случае же дырочного полупроводника к металлу — минус, а к полупроводнику — плюс. В запирающем направлении — все наоборот. Когда пропускное напряжение делается равным по величине контактной разности потенциалов V_k , запирающий слой исчезает, и всё сопротивление определяется толщиной полупроводника с нормальной проводимостью.

Запирающий слой повышенного сопротивления, заключенный между металлом и сравнительно хорошо проводящим полупроводником, составляет конденсатор. Таким образом, контакт металла с полупроводником обладает емкостью, которая зависит от толщины запирающего слоя и может быть измерена на переменном токе. Изменение толщины запирающего слоя в зависимости от знака и величины приложенного напряжения влияет не только на сопротивление запирающего слоя, но и на его емкость, которая должна быть больше

в случае пропускного напряжения. Измерения емкости позволяют определить толщину запирающего слоя. Зависимость толщины от приложенного напряжения может быть получена, если емкость слоя измерять с помощью переменного напряжения малой амплитуды, накладываемого на постоянное прямое или обратное напряжение.

Теория контакта металла с полупроводником заключается в совместном решении уравнения Пуассона и диффузионного уравнения (14.10) или (14.11) для одного типа носителей тока. В запирающем слое описанного вида на границе с металлом не может быть пересечения зон с уровнем химического потенциала, и, следовательно, нет надобности учитывать вырождение. Решение уравнений и дает результаты, качественно описанные в настоящем параграфе.

Различные теории контакта отличаются друг от друга выражениями для объемного заряда в уравнении Пуассона. В основе этих выражений лежат те или иные физические предположения.

В простейшей теории Мотта [1] вовсе пренебрегается объемным зарядом. Это возможно сделать, если принять, что вблизи контакта с металлом в полупроводнике имеется слой, лишенный примесных центров. Число носителей тока в таком слое будет мало, так что их зарядом также можно пренебречь, а сопротивление слоя будет велико, и, следовательно, все падение напряжения сосредотачивается в этом слое. Толщина такого запирающего слоя постоянна, а поле в нем однородно. Эта теория, хотя и дает выпрямление правильного знака, но не объясняет наблюдаемой на опыте зависимости емкости запирающего слоя от приложенного напряжения и имеет ряд слабых пунктов.

Шоттки [2] предположил, что объемный заряд вблизи контакта определяется зарядом примесных атомов, которые полностью ионизованы. Это возможно в том случае, когда расстояние от примесных уровней до зоны ΔE мало, как, например, в селене, а контактная разность потенциалов больше, чем ΔE . Если концентрация примесных центров постоянна, то и плотность объемного заряда постоянна; такой запирающий слой с постоянной плотностью объемного заряда в литературе получил название „слоя Шоттки“. Он имеет конечную толщину, которая, как показывают расчеты, пропорциональна корню квадратному из полного падения напряжения

в слое $V_{\pm} \pm V$. В зависимости от приложенного напряжения носители тока уходят из слоя большей или меньшей толщины, оголяя заряды примесных центров.

При большой простоте расчета теория Шоттки передает основные черты запирающего слоя — выпрямляющее действие и зависимость толщины и емкости слоя от приложенного напряжения, но детальный ход вольтамперной характеристики и ряд других фактов эта теория не объясняет. Расчет легко обобщается на случай неоднородного распределения атомов примеси вблизи контакта, если их концентрация задана в функции от x .

В работах Б. И. Давыдова [3, 4] и С. И. Пекара [5] делается противоположное предположение, что ионизована лишь малая доля примесных центров. Это возможно в таких полупроводниках, как закись меди, где расстояние от примесных уровней до зоны ΔE сравнительно велико. Кроме того, контактная разность потенциалов должна быть меньше ΔE . Это условие сильно ограничивает применимость теории, так как значительное выпрямление может осуществляться как раз только при большой контактной разности потенциалов. В рассматриваемом случае имеется резерв атомов примеси, которые далеки от истощения. Это — резервная область или слой Давыдова. Объемный заряд определяется по формуле (14.8), причем он приблизительно обратно пропорционален концентрации носителей тока, что позволяет проинтегрировать уравнения. Слой Давыдова постепенно сходит на нет, т. е. теоретически бесконечен.

Более общая теория частичного истощения примесных уровней, включающая как резервную область, так и область полной ионизации, предложена Шоттки и Шпенке [6, 7]. Эта теория имеет более широкую применимость, но расчет чересчур громоздок. Уравнение, получающееся в результате исключения поля E из уравнения Пуассона и диффузионного, может быть решено только методом последовательных приближений: в области малых токов — путем разложения по степеням тока, а в области больших токов — по обратным степеням тока. В результате расчета получаются лишь кусочки вольтамперной характеристики. Запирающий слой здесь теоретически бесконечен, но эффективная толщина его, так же как и слоя Давыдова, зависит сложным образом от приложенного напряжения.

Во всех перечисленных теориях решается диффузионное уравнение внутри запирающего слоя, т. е. принимается, что носители тока движутся там по закону подвижности. Такое предположение имеет смысл в том случае, если толщина запирающего слоя больше длины свободного пробега электронов или дырок. В полупроводниках с большой подвижностью носителей тока, как, например, кремний и германий, длина свободного пробега электронов или дырок может быть больше толщины запирающего слоя. В этом случае носители тока пролетают сквозь запирающий слой без столкновений, подобно электронам в вакуумном диоде. Для этого случая Бете [8] предложил диодную теорию, основное отличие которой от диффузионной заключается в том, что согласно этой теории ток через контакт зависит только от высоты потенциального барьера, но не от толщины его и не от распределения поля и носителей тока в нем. Хотя диодная теория и дает выпрямление, но лишь весьма грубо и неточно воспроизводит вольтамперную характеристику выпрямителя и не объясняет зависимости емкости от напряжения.

Для слоя Мотта, слоя Шоттки и слоя Бете был произведен учет сил изображения. Так как заряд всегда притягивается к своему изображению, силы изображения снижают потенциальный барьер, который существует для носителей тока в запирающем слое. Как показывают расчеты, снижение максимума потенциального барьера приблизительно пропорционально квадратному корню из электрического поля E_k у контакта. В случае слоя Мотта E_k пропорционально полному падению напряжения, а в слое Шоттки — корню из напряжения. Таким образом, снижение максимума барьера является наибольшим в запирающем направлении, когда велико E_k , и растет с ростом запирающего напряжения. Это приводит к снижению запирающего сопротивления с ростом напряжения, что и наблюдается на опыте.

В теориях Давыдова, Пекара и Шоттки и Шпенке учет сил изображения представляет значительные вычислительные трудности.

Теории простого контакта металла с полупроводником, рассматривающие физический запирающий слой, образовавшийся вследствие контактной разности потенциалов, имели своей целью объяснить действие технических твердых выпрямителей. Нужно сказать, что в первом приближении эти

теории достигли поставленной цели, дав качественно правильную картину выпрямления. Однако детальный ход вольтонной характеристики, необходимость термической обработки и результаты некоторых экспериментальных исследований не объясняются данными теориями. Более детально сравнения теории с опытом мы коснемся ниже.

§ 21. Теории с заданным объемным зарядом

Как уже указано, в теории Мотта [1] предполагается, что имеется запирающий слой постоянной толщины l , лишенный атомов примеси и с малой концентрацией электронов, так что в нем объемный заряд $\rho = 0$. В этом случае $E = \text{const}$. Вне запирающего слоя принимается $E = 0$, проводимость — электронная.

На границе с металлом концентрация электронов принимается постоянной $n = n_k$ и может быть выражена через контактную разность потенциалов V_k :

$$n_k = n^\infty e^{-\tilde{V}_k}, \quad (21.1)$$

где n^∞ — концентрация электронов в глубине полупроводника.

На второй границе запирающего слоя при $x = l$ принято $n = n^\infty$. Это допущение незаконно; действительно, чтобы в запирающем слое существовало поле E при $E = 0$ вне запирающего слоя, необходимо, чтобы на границе запирающего слоя с внешней стороны был некоторый электрический заряд, но в этом случае там $n \neq n^\infty$. Строго говоря, следовало бы рассмотреть явления на границе запирающего слоя, лишенного примесных центров, и нормального полупроводника, как это будет сделано в главе VI.

Если потенциал отсчитывать от границы с металлом, то $\varphi = -Ex$. Полагая в выражении (19.7) для электронов $x_i = 0$, $\varphi_i = 0$ и пренебрегая силами изображения, получим

$$n = n_k e^{-\tilde{F}x} + \frac{j}{uE} (e^{-\tilde{F}x} - 1). \quad (21.2)$$

Приравнявая это выражение n^∞ при $x = l$, получаем плотность тока

$$j = -ej_1 = euE \frac{n_k e^{-\tilde{F}l} - n^\infty}{e^{\tilde{F}l} - 1}. \quad (21.3)$$

Заметим, что здесь $E < 0$. Падение напряжения — El в запирающем слое равно сумме контактной разности потенциалов V_{κ} и приложенного напряжения V , поэтому формула (21.3) дает зависимость тока от напряжения. Эта зависимость обнаруживает выпрямление правильного знака по сравнению с опытом.

Теория Шоттки [2] была предназначена для описания действия селеновых выпрямителей и, так как селен обладает дырочной проводимостью, весь расчет произведен для дырочного полупроводника. Шоттки предполагает, что имеется слой полупроводника толщиной l с постоянной плотностью объемного заряда $\rho = -eN$, где N — концентрация атомов примеси (акцепторов). Зарядом подвижных дырок пренебрегается ввиду малости их концентрации. Все падение напряжения сосредоточено в этом слое, так что на границе его $E = 0$ при $x = l$ и если положить $\varphi = 0$ при $x = l$, то при $x = 0$ на границе с металлом $\varphi = -(V + V_{\kappa})$.

Подставляя значение объемного заряда в уравнения (19.2) и (19.3) и учитывая, что при $x > l$ будет $\rho = 0$, так что интегрирование достаточно произвести в пределах от нуля до l , получаем поле E_{κ} и потенциал φ_{κ} на контакте

$$E_{\kappa} = \frac{4\pi e}{\epsilon} Nl; \quad \varphi_{\kappa} = \frac{4\pi eN}{\epsilon} \cdot \frac{l^2}{2} = -(V_{\kappa} + V). \quad (21.4)$$

Из этих выражений можно исключить либо концентрацию акцепторных уровней N , либо толщину слоя l , и тогда мы получим зависимость поля E_{κ} от падения напряжения в виде

$$E_{\kappa} = \frac{-2(V_{\kappa} + V)}{l} = \sqrt{2(V_{\kappa} + V) \frac{4\pi eN}{\epsilon}}. \quad (21.5)$$

Толщина запирающего слоя из (21.4) равна

$$l = \sqrt{\frac{-\epsilon(V_{\kappa} + V)}{2\pi eN}} \quad (21.6)$$

и зависит от приложенного напряжения. При $V < 0$, т. е. когда плюс приложен к металлу, l возрастает, что соответствует запирающему направлению, а при $V > 0$, т. е. когда плюс приложен к полупроводнику, она убывает; это — пропускное направление.

Впрочем, вычисления распределения концентраций дырок в запирающем слое в пропускном и запирающем направлениях [9] приводят к выводу, что различие между пропускным и запирающим сопротивлениями слоя обусловлено не столько изменением толщины слоя l , сколько разным распределением концентрации носителей тока в пределах этого слоя. А именно, в пропускном направлении в большей части отрезка l концентрация дырок близка к n^∞ , тогда как в запирающем направлении на большей части отрезка n значительно меньше n^∞ . Это показывает, что введенная Шоттки длина l есть величина чисто формальная, а эффективная толщина слоя, которая может быть получена, например, из измерений емкости, не равна и даже не пропорциональна l . В пропускном направлении эта эффективная толщина слоя много меньше l .

Граничные условия принимаются те же, что и в теории Мотта, а именно при $x=0$ на границе с металлом концентрация дырок равна

$$n = n_\kappa = n^\infty e^{\tilde{V}_\kappa}. \quad (21.7)$$

Заметим, что здесь $V_\kappa < 0$. При $x=l$ мы имеем $n = n^\infty$. Это граничное условие здесь более законно, чем в теории Мотта.

При вычислении концентрации дырок с помощью выражения (19.7) Шоттки заменяет $E(x)$ на постоянную величину E_κ ввиду того, что основное сопротивление дают слои полупроводника, непосредственно прилегающие к металлу. В результате получается выражение, отличающееся от (21.2) лишь знаком показателей экспонент и заменой E на E_κ :

$$n = n_\kappa e^{\tilde{E}_\kappa x} - \frac{j_2}{u E_\kappa} (e^{-\tilde{E}_\kappa x} - 1). \quad (21.8)$$

Однако эта формула справедлива не во всем слое, но лишь вблизи контакта, поэтому для вычисления j_2 нельзя воспользоваться вторым граничным условием, но следует вычислять приложенное напряжение с помощью выражения (19.14), которое в данном случае принимает вид

$$V = j_2 \int_0^l \frac{dx}{un}. \quad (21.9)$$

После подстановки сюда (21.8) и выполнения интегрирования получим с учетом (21.7)

$$j = ej_2 = eun_{\kappa}E_{\kappa} \frac{1 - e^{-\tilde{V}}}{1 - e^{-(\tilde{V}_{\kappa} + \tilde{V})}}. \quad (21.10)$$

Отсюда видно, что в запирающем направлении при $V < 0$, т. е. когда плюс приложен к металлу, с ростом V ток стремится к значению $eun_{\kappa}E_{\kappa}$, т. е., согласно (21.5), растет пропорционально $\sqrt{|V + V_{\kappa}|}$, а в пропускном направлении при $V > \frac{kT}{e}$ вначале возрастает приблизительно, как $e^{\tilde{V}}$, а при $V \rightarrow -V_{\kappa}$ стремится к бесконечности, что физически означает исчезновение запирающего слоя.

Емкость запирающего слоя

$$C = \frac{\epsilon}{4\pi l} = \sqrt{\frac{\epsilon e N}{8\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{|V_{\kappa} + V|}}, \quad (21.11)$$

отсюда

$$\frac{d}{dV} \frac{1}{C^2} = \frac{8\pi}{\epsilon N}. \quad (21.12)$$

Последняя формула интересна тем, что она справедлива и при N , зависящем от x , т. е. при неравномерном распределении атомов примеси в запирающем слое. В этом случае в (21.12) следует подставить значение N при $x = l$. В свете приведенных выше соображений об условности величины l точность двух последних формул ставится под сомнение, особенно в пропускном направлении.

Изложенная теория легко может быть обобщена на случай неравномерной концентрации примесных центров. В принятом приближении формулы (21.8) и (21.10) остаются без изменения, но вместо (21.4) и (21.5) для E_{κ} и φ_{κ} следует пользоваться общими выражениями (19.2) и (19.3), которые можно в данном случае переписать так:

$$E_{\kappa} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \int_0^l N(x) dx \quad (21.13)$$

и

$$\varphi_{\kappa} = V + V_{\kappa} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \int_0^l \int_x^l N(x) dx dx = \frac{4\pi e}{\epsilon} \int_0^l x N(x) dx. \quad (21.14)$$

Последняя форма выражения для φ_k получена интегрированием по частям.

Розе и Шмидт^[10] применили последние два выражения для объяснения влияния диффузии атомов примеси в процессе формовки нового выпрямителя на ток в запиорном направлении.

При перемещении ΔN ионов примеси на расстояние Δx по направлению к контакту, подинтегральное выражение в (21.14) уменьшается на $\Delta x \Delta N$, а так как $V + V_k$ должно остаться неизменным, то возрастает I , а вместе с ним и запиорный ток, согласно (21.10). Отсюда делается вывод, что пока ионы остаются в полупроводнике, их диффузия в процессе формовки приводит к возрастанию запиорного тока; это наблюдается при малом формирующем напряжении. Чтобы запиорный ток уменьшался при формовке, необходим переход ионов примеси в металл, для чего требуется большое формирующее напряжение.

§ 22. Случай резерва примесных уровней

Тот случай, когда ионизована лишь малая доля атомов примеси, так что имеется большой резерв их, рассмотрели независимо друг от друга Б. И. Давыдов^[3, 4] и С. И. Пеккар^[5]. Оба они пользуются выражением (14.8) для объемного заряда. Разница заключается в методе решения системы уравнений (14.1) и (14.11) и в граничных условиях.

Б. И. Давыдов вместо E пользуется потенциалом φ . В первой своей работе^[3] он вычисляет распределение потенциала у контакта в отсутствии тока. При $j = 0$ из уравнения (14.11) получается бoльцмановское распределение электронов

$$n = n^{\infty} e^{\tilde{\varphi}}, \quad (22.1)$$

если потенциал отсчитывать от слоев полупроводника, находящихся вдали от контакта.

Уравнение Пуассона (14.2) в одномерном случае после подстановки в него выражений (14.8) и (22.1) принимает вид

$$\frac{d^2 \tilde{\varphi}}{dx^2} = x^2 \operatorname{sh} \tilde{\varphi}, \quad (22.2)$$

где

$$\kappa = \sqrt{\frac{8\pi P n^\infty e^3}{\epsilon k T}}. \quad (22.3)$$

Интегрирование уравнения (22.2) дает

$$\tilde{\varphi} = 4A \operatorname{arcth} e^{-\kappa(x+x_0)} \equiv -2A \ln \operatorname{th} \left(\kappa \frac{x+x_0}{2} \right), \quad (22.4)$$

где A и x_0 — постоянные интегрирования. В этой работе учитывается наличие между металлом и полупроводником зазора толщиной s и поверхностный заряд η на поверхности полупроводника. Поэтому граничные условия имеют вид:

$$\tilde{\varphi}(-s) - \tilde{\varphi}(\infty) = \tilde{V}_\kappa; \quad (22.5)$$

при $x=0$ (на поверхности полупроводника)

$$\left(\frac{d\tilde{\varphi}}{dx} \right)_{-0} - \epsilon \left(\frac{d\tilde{\varphi}}{dx} \right)_{+0} = 4\pi\tilde{\eta}, \quad (22.6)$$

где, как всегда, V_κ — контактная разность потенциалов. Граничные условия позволяют определить A и x_0 .

Далее вычисляется добавочное падение напряжения при малом токе, проходящем через контакт. При этом полагается, что при прохождении тока распределение электронов в слое не меняется, а меняется только распределение потенциала. Такое предположение незаконно, так как концентрация n и потенциал φ с появлением тока изменяются в одинаковой степени.

Добавочное падение напряжения на контакте

$$V' = IR_\kappa = - \int_0^\infty \left[\frac{d\varphi}{dx} - \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{j=0} \right] dx = \frac{j}{un^\infty} \int_0^\infty (1 - e^{\tilde{\varphi}}) dx. \quad (22.7)$$

Из (22.7) и (22.4) контактное сопротивление

$$R_\kappa = \frac{2}{\kappa e u n^\infty} \left(\operatorname{cth} \frac{\kappa x_0}{2} - 1 \right). \quad (22.8)$$

Во второй работе [4] Б. И. Давыдов решает уравнение (14.11) относительно $\frac{d\varphi}{dx}$, подставляет в (22.2) и получает

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - J e^\psi \frac{d\psi}{dx} = \kappa^2 \operatorname{sh} \psi, \quad (22.9)$$

где

$$\psi = \ln \frac{n^\infty}{n}; \quad J = - \frac{ej}{un^\infty kT}; \quad (22.10)$$

х имеет прежнее значение (22.3). Для полного сопротивления существенны слои полупроводника, где $\psi \gg 1$, но там $\text{sh } \psi \cong \frac{1}{2} e^\psi$ и, полагая $\frac{d\psi}{dx} = q$, имеем

$$\frac{dq^2}{d\psi} e^{-\psi} - 2Jq - \chi^2 = 0, \quad (22.11)$$

откуда

$$e^\psi = \frac{q}{J} - \frac{\chi^2}{2J^2} \ln(\chi^2 + 2Jq) + C. \quad (22.12)$$

Это решение сшивается с решением

$$\psi = C_1 e^{-\lambda x}, \quad \text{где } \lambda = -\frac{J}{2} + \sqrt{\frac{J^2}{4} + \chi^2}, \quad (22.13)$$

которое получается для области $\psi \ll 1$, если положить $e^\psi = 1$ и $\text{sh } \psi = \psi$.

Добавочное падение напряжения на контакте с учетом только области $\psi \gg 1$

$$V \cong \frac{JkT}{e} \int_{\psi = -\tilde{V}_K}^{\psi = 1} e^\psi dx \cong \frac{kT}{e} \ln \frac{\chi^2 + 2Jq_1}{\chi^2 + 2Jq_0}; \quad (22.14)$$

здесь

$$q_0 = \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_{x=0}; \quad (22.15)$$

$$q_1 = \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_{\psi=1} \cong -\lambda; \quad (22.16)$$

$$q_0 = (e^{-\tilde{V}_K} - e)J + q_1 + \frac{\chi^2}{2J} \tilde{V}; \quad (22.17)$$

(22.13) и (22.15) дают зависимость тока J от напряжения V :

$$e^{\tilde{V}} \left(1 + \frac{2}{\chi^2} Jq_1 \right) = 1 + \frac{2}{\chi^2} Jq_1 + \tilde{V} + \frac{2}{\chi^2} J^2 (e^{-V_K} - e). \quad (22.18)$$

Б. И. Давыдов показывает, что в запирающей области ($V > 0$) и при небольших пропускных токах последнее уравнение можно упростить так:

$$\frac{2}{\chi^2} J^2 e^{-\tilde{V}_K} \cong e^{\tilde{V}} - 1 - V. \quad (22.19)$$

Наоборот, при большом пропускном токе

$$V \rightarrow -V_K \quad \text{при} \quad J \rightarrow -\infty.$$

Наконец, получена интерполяционная формула

$$\left(\frac{J}{\chi}\right)^2 = \left(\frac{ej}{un^\infty kT\chi}\right)^2 = \frac{1}{2} \frac{e^{\tilde{V}} - 1 - \tilde{V}}{e^{\tilde{V}_K} - e^{\tilde{V}}}, \quad (22.20)$$

пригодная для любого тока. Получение этой универсальной формулы является большим достоинством теории Б. И. Давыдова.

С. И. Пекар [5] приводит уравнения (14.11) и (14.2), после подстановки в них (14.8), к безразмерному виду

$$\frac{dp}{d\xi} + p\mathcal{E} + J = 0; \quad (22.21)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \frac{1}{p} - p, \quad (22.22)$$

где

$$\xi = \chi x; \quad \mathcal{E} = -\frac{eE}{kT\chi}; \quad p = \frac{n}{n^\infty}; \quad J = -\frac{e^2 j}{c k T \chi}; \quad (22.23)$$

$\sigma = eun^\infty$ — удельная электропроводность полупроводника.

Исключив из (22.21) и (22.22) $d\xi$, предполагая

$$p = 1 + \zeta; \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}^\infty + \eta = -J + \eta, \quad (22.24)$$

получаем

$$[\eta(1 + 2\zeta + \zeta^2) - J(\zeta + \zeta^2)] \frac{d\eta}{d\zeta} = 2\zeta + \zeta^2. \quad (22.25)$$

Это уравнение решается разложением η в ряд по степеням ζ . В работе Пекара приведена таблица коэффициентов ряда при различных J и производится исследование различных областей значений J . Получаются приближенные выражения для электрического поля E .

при $J > 7$

$$E \cong -\frac{J}{un}; \quad (22.26)$$

при $J < -7$

$$E \cong -\frac{ej}{\sigma} - \frac{\sigma}{2j} \left(\frac{kT\kappa}{e} \right)^2 \left(\frac{n}{n_\infty} - 1 + \ln \frac{n}{n_\infty} \right); \quad (22.27)$$

при $|J| < 2$

$$\frac{1}{p} \cong \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 + \frac{1}{3!} J \mathcal{E}^3 + \frac{1}{4!} J^2 \mathcal{E}^4 + \dots \quad (22.28)$$

Далее выводятся уравнения для граничных значений поля и концентрации E_κ и n_κ и рассматривается зависимость концентрации от тока. Здесь мы не можем согласиться с утверждением Пекара, что для независимости n_κ от j необходимы условия

$$J\mathcal{E} \ll 1 \quad \text{и} \quad \mathcal{E} \ll 1. \quad (22.29)$$

Действительно, из уравнения (17.6) следует, что в случае плотного контакта для независимости n_κ от j достаточно выполнения более мягких условий

$$j \ll n_\kappa \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_1}} \quad \text{и} \quad \frac{\epsilon e l E_\kappa}{kT} \ll 1. \quad (22.30)$$

Решая совместно уравнение (22.22) и уравнения (22.26), (22.27) или (22.28) с учетом (22.23), Пекар находит зависимость n и E от x , эффективную толщину приконтактного слоя и падение напряжения на контакте. Например, при $\mathcal{E} > 2$ он получает

$$V = \frac{E_\infty \epsilon u}{4\pi \sigma} \left\{ -E_\kappa + E_\infty \left[1 - \ln 2 + \ln \left(1 + \frac{E_\kappa}{E_\infty} \right) \right] \right\}, \quad (22.31)$$

где E_∞ — значение поля в глубине полупроводника.

По нашему мнению, Пекар получает тот же практический результат, что и Давыдов, но значительно более громоздким способом. Поэтому мы не приводим всех расчетов и формул Пекара, отсылая интересующихся к оригиналу [6]. Преимуществом работы Пекара является, однако, детальный анализ структуры приконтактного слоя и различных тонкостей изучаемого явления.

§ 23. Частичное истощение примесных уровней

Теория контакта при частичном истощении примесных уровней, включающая в себя, как два крайних случая теории, изложенные в двух предыдущих параграфах, была подробно разработана Шоттки и Шпенке [6, 7]. Хотя в их работе и не упоминается контактная разность потенциалов, а вместо этого вводится некая равновесная концентрация электронов в полупроводнике на границе с металлом n_k , не зависящая от тока, но по существу, как уже отмечено выше, дело сводится к контактной разности потенциалов, благодаря которой n_k отлично от n^∞ .

При вычислении объемного заряда Шоттки и Шпенке учитывают не только заряды примесных донорных уровней, но и дырки в заполненной зоне, не учитывая, однако, их подвижности. Таким образом, здесь рассматриваются носители тока только одного рода. Выражение для объемного заряда получается более сложное, чем (14.5).

Для вычисления объемного заряда ρ пишутся условия термодинамического равновесия между электронами, находящимися на различных уровнях, типа

$$\frac{n_4 n_1}{N_4 - n_4} = K_4; \quad n_2 = \frac{K_2}{n_1} \quad \text{и т. д.}, \quad (23.1)$$

где n_1 — число электронов проводимости, n_2 — число дырок в заполненной зоне, N_4 — число примесных уровней (донорных), n_4 — число дырок на этих уровнях, K_4 и K_2 — константы равновесия.

В результате получается

$$\rho = ef(p); \quad f(p) = f_1 \left(\frac{1}{p + p_4} - \frac{p}{1 + p_4} \right) + \frac{p_2^2}{p} (1 - p); \quad (23.2)$$

$$f_1 = \frac{n_4 K_4}{n_1^{\infty 2}}; \quad p = \frac{n_1}{n_1^\infty}; \quad p_4 = \frac{K_4}{n_1^\infty}; \quad p_2 = \frac{\sqrt{K_2}}{n_1^\infty}. \quad (23.3)$$

При достаточной ширине зоны $p_2 \ll p_4$, так что последним членом в выражении для $f(p)$ можно пренебречь, что и будет сделано в дальнейшем.

Исходные уравнения (14.1) и (14.11) приводятся к безразмерной форме путем введения безразмерных величин

$$\xi = \frac{x}{x_0}; \quad x_0 = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi e^2 n^\infty}}; \quad \mathcal{E} = \frac{e E x_0}{k T}; \quad \gamma = \mp \frac{e j}{j_0};$$

$$j_0 = \frac{u n k T}{x_0} \quad (23.4)$$

[ср. (4.23)]. Уравнения приобретают вид

$$p \mathcal{E} \pm \frac{dp}{d\xi} = \gamma = \text{const}; \quad \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \pm f(p); \quad (23.5)$$

здесь верхний знак (+) относится к электронному полупроводнику, нижний знак (—) — к дырочному. Для последнего $p = \frac{n_2}{n_2^\infty}$ и в выражении (23.2) вместо концентрации донорных уровней стоит концентрация акцепторных уровней.

Исключив из уравнений (23.5) $\mathcal{E}$ и полагая

$$q = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{d\xi} = q(p), \quad (23.6)$$

получаем основное уравнение теории

$$q \frac{dq}{dp} \pm \frac{\gamma}{p^2} q + \frac{1}{p} f(p) = 0. \quad (23.7)$$

Здесь первый член диффузионный, второй — токовый, третий дает объемный заряд.

Граничные условия

$$p = p_\kappa \text{ при } \xi = 0; \quad p = 1, \quad q = 0 \text{ при } \xi \rightarrow \infty. \quad (23.8)$$

Зная $q(p)$, можно найти зависимость между концентрацией и координатой x и вычислить добавочное падение напряжения на контакте V' с помощью формул

$$\xi(p) = \int_{p_\kappa}^p \frac{dp}{p q(p)}; \quad (23.9)$$

$$\tilde{V}' = \gamma \int_{p_\kappa}^1 \frac{1-p}{p^2 q(p)} dp. \quad (23.10)$$

Уравнение (23.7) нелинейно и точно не решается, поэтому для его решения применяются приближенные методы. Рассмотрим три области значений тока, в каждой из которых в нулевом приближении можно пренебречь по очереди одним из трех членов уравнения (23.7).

В области малых токов, при $\gamma \ll 1$ (точнее, при $\gamma < \sqrt{p}$) q разлагается по степеням γ :

$$q(p) = a_0(p) + \gamma a_1(p) + \gamma^2 a_2(p) + \dots; \quad (23.11)$$

последовательные приближения с граничными условиями $a_0 = 0$ и $a_1 = 0$ при $p = 1$ дают

$$a_0 = \sqrt{2 \int_p^1 \frac{1}{p} f(p) dp}; \quad a_1 = \frac{1}{a_0} \int_p^1 \frac{1}{p^2} a_0 dp; \quad (23.12)$$

далее

$$\tilde{V} = A_0 \gamma - A_1 \gamma^2; \quad A_0 = \int_{p_k}^1 \frac{1-p}{p^2 a_0} dp; \quad A_1 = \int_{p_k}^1 \frac{1-p}{p^2} \cdot \frac{a_1}{a_0} dp. \quad (23.13)$$

Подстановка (23.2) в (23.12) и интегрирование дают

$$a_0 = \sqrt{2f_1} \sqrt{\frac{1 + \frac{p_4}{p}}{1 + p_4} - \frac{1-p}{1+p_4}}. \quad (23.14)$$

Интегралы в выражении для a_1 , A_0 и A_1 в общем случае не могут быть взяты, поэтому рассмотрим две области значений p : $p > 100p_4$ и $p < 100p_4$. Согласно (23.1) и (23.3), в первой области ионизовано менее 1% примесей, это — резервная область. Вторую же область можно назвать областью истощения, так как здесь начинает быть заметным истощение примесных центров. Заметим, что в запирающем слое всегда $p < 1$.

Приводя очевидные упрощения и подстановки, с помощью формул (23.12) и (23.14) получаем:

при $1 > p > 100p_4$

$$a_0 \cong \sqrt{2f_1} \frac{1-p}{\sqrt{p}}; \quad a_1 = \frac{2}{3} \cdot \frac{1-3p+2\sqrt{p^3}}{p(1-p)}; \quad (23.15)$$

при $p < 100p_4$

$$a_0 \cong \sqrt{\frac{2f_1}{p_4}} \sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p}\right)};$$

$$a_1 \cong \frac{1}{p_4} \left\{ 1 + \frac{p_4}{p} - \frac{\psi\left[\sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p}\right)}\right]}{\sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p}\right)}} \right\}, \quad (23.16)$$

где ψ — табулированная функция

$$\psi(z) = \int_0^z e^{t^2} dt. \quad (23.17)$$

Аналогично формулы (23.13) дают:

при $1 > p_k > 100p_4$

$$A_0 = \sqrt{\frac{2}{f_1}} \left(\frac{1}{\sqrt{p_k}} - 1 \right); \quad (23.18)$$

$$A_1 = \frac{1}{3f_1 p_k} \left[1 - p_k \ln \frac{1}{p_k} + 2p_k \ln 2 - 2p_k \ln(1 + \sqrt{p_k}) - \frac{2\sqrt{p_k^3}}{1 + \sqrt{p_k}} \right]; \quad (23.19)$$

при $p_k < 100p_4$

$$A_0 = \sqrt{\frac{2}{f_1 p_4}} \psi\left[\sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p_k}\right)}\right]; \quad (23.20)$$

$$A_1 \cong \frac{1}{f_1 p_4} \left\{ \psi\left[\sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p}\right)}\right] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1 + \frac{p_4}{p}}{\sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p}\right)}} - \psi\left(\sqrt{\ln\left(1 + \frac{p_4}{p}\right)}\right) \right] - 1 \right\}. \quad (23.21)$$

В области большого тока при $\gamma \gg \sqrt{p}$, что для всего слоя имеет место при $\gamma > 1$, $q(p)$ разлагается по степеням $\frac{1}{\gamma}$. При этом следует различать два случая. При движении носителей тока от контакта (запорное направление) запирающий слой, как уже указывалось, растягивается, вследствие чего производная концентрации по координате

мала, и в нулевом приближении можно пренебречь диффузионным членом, тогда $q(p)$ ищется в виде

$$q(p) = \frac{1}{\gamma} \left(b_0 + \frac{b_1}{\gamma^2} + \frac{b_2}{\gamma^4} + \dots \right). \quad (23.22)$$

Подстановка (23.22) в (23.7) и решение по методу последовательных приближений дают

$$b_0 = -pf(p); \quad b_1 = -p^2 b_0 b'_0. \quad (23.23)$$

Приложенное напряжение в этом случае, согласно (23.10), равно

$$\tilde{V} = B_0 \gamma^3 - B_1, \quad (23.24)$$

где

$$B_0 = \frac{1}{f_1} \left[\frac{1}{1+p_4} \left(\frac{1}{p_k} - 1 \right) + \frac{1}{2} p_4 \left(\frac{1}{p_k^2} - 1 \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{(1+p_4)^2} \ln \frac{2+p_4}{1+\frac{1+p_4}{p_k}} \right]; \quad (23.25)$$

$$B_1 = 2(1-p_k) - (2+p_4) \ln \frac{2+p_4}{1+p_k+p_1} - p_4 \ln p_k + \\ + (1+p_4) \ln \frac{1+p_4}{1+\frac{p_4}{p_k}}. \quad (23.26)$$

При движении носителей тока по направлению к контакту (пропускное направление) запирающий слой сжимается, и $\frac{dn}{dx}$ велико, значит, велик и диффузионный член уравнения (23.7), также велик и ток, если $\gamma > 1$. Поэтому в нулевом приближении можно пренебречь объемным зарядом, а $q(p)$ ищется в виде

$$q(p) = \gamma \left(c_0 + \frac{c_1}{\gamma^2} + \frac{c_2}{\gamma^4} + \dots \right). \quad (23.27)$$

Подстановка в уравнение (23.7) и решение получающихся уравнений методом последовательных приближений дают -

$$c_0 = \frac{1-p}{p}; \quad c_1 = \frac{f_1}{1+p_4} \left(\ln \frac{1+p_4}{p+p_4} + 1 - p \right). \quad (23.28)$$

Подстановка этих значений в формулу (23.10) приводит к следующему выражению для приложенного к слою

напряжения:

$$\tilde{V} = C_0 - \frac{C_1}{\gamma^2}, \quad (23.29)$$

где

$$C_0 = \ln \frac{1}{p_k}; \quad C_1 = \frac{J_1}{1+p_4} \left[G \left(\frac{p_k + p_4}{1+p_4} \right) + 1 - p_k \right]. \quad (23.30)$$

Здесь интеграл

$$G(u_k) = \int_{u_k}^1 \frac{1}{1-u} \ln \frac{1}{u} du \quad (23.31)$$

вычисляется путем численного интегрирования.

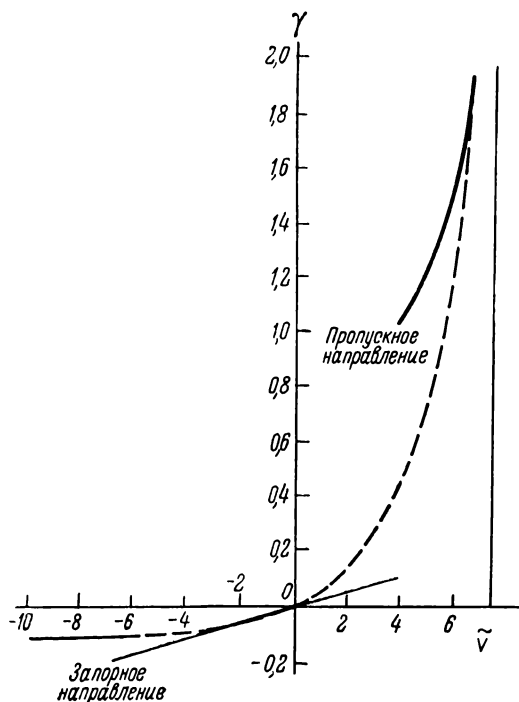


Рис. 17. Вольтамперная характеристика по теории Шоттки.

Сравнение выражений (23.24) и (23.29) показывает, что при большом токе имеет место значительное выпрямление.

В пропускном направлении приложенное напряжение с ростом тока стремится к постоянному значению $\frac{kT}{e} \ln \frac{1}{P_k}$, тогда как в запиорном направлении оно приблизительно пропорционально квадрату тока.

При малом же токе выпрямление дается членом $A_1 \gamma^2$ в выражении для $\tilde{V}$.

Теория Шоттки и Шпенке содержит довольно громоздкие расчеты, но дает сравнительно скромный результат, а именно она позволяет построить три небольших отрезка вольтамперной характеристики (нанесены сплошными линиями на рис. 17), которые затем соединяются плавной кривой (пунктир).

§ 24. Диодная теория

В диодной теории [8] предполагается, что носители тока пролетают сквозь запирающий слой без столкновений, если только их энергия достаточна для преодоления потенциального барьера. Таким образом, ни толщина барьера (пока она остается меньше длины свободного пробега), ни распределение заряда и поля в запирающем слое не играют роли, ток зависит только от высоты потенциального барьера, которая, как мы видели, просто равна алгебраической сумме контактной разности потенциалов и приложенного напряжения; следовательно, нет надобности решать уравнение Пуассона и вычислять ход потенциала.

Ток через контакт определяется из следующих соображений. На потенциальный барьер из полупроводника падает некоторый тепловой поток электронов или дырок. Из них через барьер пройдут только те частицы, энергия которых достаточна для достижения вершины барьера, т. е.

$$\frac{1}{2} m v^2 \geq e(V_k + V). \quad (24.1)$$

При этом пренебрегается туннельным эффектом, так как считается, что толщина барьера, хотя и мала по сравнению с длиной свободного пробега носителей тока, но велика по сравнению с эффективной глубиной туннельного эффекта.

Общий тепловой поток, падающий на 1 см^2 потенциального барьера, равен концентрации частиц вдали от контакта n^∞ , умноженной на среднюю тепловую скорость частиц,

равную $\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$. Если частицы имеют максвелловское распределение по скоростям, то условию (24.1) удовлетворяет доля всех частиц, равная $e^{-(\tilde{v}_x + \tilde{v})}$. Следовательно, плотность потока электронов из полупроводника в металл равна

$$j' = n^\infty \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-(\tilde{v}_x + \tilde{v})}. \quad (24.2)$$

Число частиц, проходящих в обратном направлении, определяется из условия, что при $V=0$ суммарный ток равен нулю. Отсюда результирующий поток электронов

$$j = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} n^\infty e^{-\tilde{v}_x} (1 - e^{-\tilde{v}}). \quad (24.3)$$

Это выражение дает выпрямление, ибо при $V > 0$ плотность тока стремится к постоянному значению

$$\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} n^\infty e^{-\tilde{v}_x},$$

тогда как при $V < 0$ ток возрастает экспоненциально с приложенным напряжением.

Основное отличие выражения (24.3) для тока от соответствующих выражений, полученных в диффузионных теориях, заключается в независимости предэкспоненциального множителя от приложенного напряжения и от толщины запирающего слоя. Это не соответствует экспериментальным данным. К обычным выпрямителям, вроде селеновых или меднозакисных, диодная теория неприменима. В принципе она имеет отношение к кремниевым и германиевым выпрямителям, где велика подвижность, а значит и длина свободного пробега носителей тока. Тем не менее, диодная теория не дала хорошего совпадения с опытом даже и для этих выпрямителей.

Джонсон, Смит и Ириан [11] для улучшения совпадения диодной теории с опытом сделали довольно искусственные, не подкрепленные экспериментальными сведениями предположения о структуре запирающего слоя. В своей теории точечных кремниевых и германиевых выпрямителей они предположили, что контакт состоит из ряда параллельно соединенных контактов с различными контактными разностями потенциалов, причем общие площади S , соответствующие

различным значениям последних, являются их экспоненциальными функциями, а коэффициент в показателе экспоненты α подбирается так, чтобы получить лучшее совпадение теоретической и экспериментальной вольтамперной характеристик. А именно площадь контакта со значением разности потенциалов между V_k и $V_k + dV_k$ равна

$$S dV_k = S_0 e^{\alpha V_k} dV_k. \quad (24.4)$$

Абсурдность такого предположения следует уже из того факта, что при $V_k \rightarrow \infty$ будет $S \rightarrow \infty$. Для вычисления общего тока с контакта выражение (24.4) множится на (24.3) и интегрируется по V_k в пределах от $-\infty$ до $+\infty$. При этом, однако, учитывается, что плотность тока не может превысить плотности теплового потока

$$j_0 = n^\infty \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}, \quad (24.5)$$

и, следовательно, при $V < -V_k$ ток j равен j_0 , а не выражению (24.3). В результате в пропускном направлении, если пренебречь единицей по сравнению с $e^{-\tilde{V}}$, ток оказывается равным

$$\begin{aligned} j &= j_0 S_0 e^{-\tilde{V}} \int_{-\tilde{V}}^{\infty} e^{-\left(\frac{e}{kT} - \alpha\right) V_k} dV_k + j_0 S_0 \int_{-\infty}^{-V} e^{\alpha V_k} dV_k = \\ &= \frac{j_0 S_0}{\alpha \left(\frac{e}{kT} - \alpha\right)} \cdot \frac{e}{kT} e^{\alpha V}. \end{aligned} \quad (24.6)$$

Обратный ток принят равным сумме диодного тока, идущего через поверхность контакта, имеющую $V_k > 0$, и омического тока, идущего через поверхность с $V_k < 0$, ибо при $V_k < 0$ никакого запирающего слоя нет.

Несмотря на кажущееся лучшее совпадение с опытом, изложенную теорию нельзя признать удовлетворительной в силу натянутости сделанных допущений.

§ 25. Учет сил изображения

В теориях с заданным объемным зарядом учет сил изображения не представляет труда и заключается в том, что обычное поле E и потенциал φ во всех формулах должны быть заменены на эффективное поле E^* и эффективный по-

тенциал φ^* . Эти величины даются формулами (19.4) и (19.5), которые в случае запирающего слоя конечной толщины l могут быть переписаны в виде

$$E^* = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_x^l \rho(y) dy \pm \frac{e}{4\epsilon x^2}; \quad (25.1)$$

$$\varphi^* = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_x^l (y-x) \rho(y) dy \pm \frac{e}{4\epsilon x}. \quad (25.2)$$

Последнее выражение получено из (19.5) интегрированием по частям. Для наглядности здесь явно учтен знак заряда e . Так как в формулах (19.4) и (19.5) стоит $-e$, то в (25.1) и (25.2) знак $(+)$ относится к электронам, а $(-)$ — к дыркам.

В запирающем слое электронного полупроводника $\rho > 0$, а дырочного $\rho < 0$, следовательно, оба члена в (25.2) всегда противоположного знака. При $x=0$ потенциал φ^* стремится к $\pm\infty$, а при $x=l$ равен $\pm \frac{e}{4\epsilon x}$. При промежуточных же значениях x преобладает первый член выражения (25.2). Поэтому при некотором $x=x_m$ в случае электронов φ^* имеет минимум, а в случае дырок — максимум. В обоих случаях это соответствует максимуму потенциального барьера для носителей тока. Положение максимума определяется из условия равенства нулю производной от потенциала φ^* по x , т. е. когда $E^*=0$. Приравняв нулю выражение (25.1), получаем

$$\frac{1}{x_m^2} = \pm \frac{16\pi}{e} \int_{x_m}^l \rho(y) dy. \quad (25.3)$$

В отсутствии сил изображения максимум потенциального барьера имеет место при $x=0$ и равен $\varphi_k = V + V_k$. Снижение максимума потенциального барьера силами изображения равно

$$\varphi_k - \varphi^*(x_m) = \pm \frac{e}{4\epsilon x_m} + \frac{4\pi}{\epsilon} \int_0^{x_m} y \rho(y) dy + \frac{4\pi x_m}{\epsilon} \int_{x_m}^l \rho(y) dy. \quad (25.4)$$

Здесь первый член дает потенциал сил изображения при $x=x_m$, а второй и третий члены — падение потенциала φ

на участке от 0 до x_m . На основании равенства (25.3), первый и третий члены в (25.4) равны, и это выражение можно переписать в виде

$$\varphi_k - \varphi^*(x_m) = \pm \frac{e\nu}{2\varepsilon x_m}, \quad \text{где } \nu = 1 \pm \frac{8\pi x_m}{e} \int_0^{x_m} y \rho(y) dy. \quad (25.5)$$

Так как x_m обычно очень малая величина, $x_m \ll l$, то $\nu \cong 1$.

Прежде чем вычислить распределение носителей тока в слое с учетом сил изображения, необходимо установить граничные условия для этого случая. Вследствие сил изображения концентрация носителей тока вблизи металлического электрода несколько возрастает. В частности, n при $x=l$ уже не равно n^∞ , но при $x=l$

$$n = n^\infty e^{\pm \tilde{\varphi}^{**}(l)}, \quad (25.6)$$

где, согласно (14.13), $\varphi^{**}(l) = \pm \frac{e}{4\varepsilon l}$.

Также вместо (17.6) при плотном контакте приблизительно имеет место граничное условие при $x=0$

$$n = n_k = n^\infty e^{\mp \tilde{V}_k \pm \tilde{\varphi}^{**}}. \quad (25.7)$$

Вследствие дискретности расположения положительных зарядов в кристаллической решетке металла, выражение (14.13) для φ^{**} перестает быть справедливым при $x=0$, но явное выражение для $\varphi^{**}(0)$ практически не потребуется.

С граничным условием (25.6) выражение (19.6) для концентрации носителей тока принимает вид

$$n = n^\infty e^{\pm \tilde{\varphi}^*} + \frac{ej}{ukT} e^{\pm \tilde{\varphi}^*} \int_x^l e^{\mp \tilde{\varphi}^*} dx. \quad (25.8)$$

Подставляя это значение в граничное условие (25.7) и учитывая, что

$$-V_k + \varphi_k^{**} - \varphi_k^* = -(V_k + \varphi_k) = V,$$

найдем плотность потока частиц

$$j = \frac{ukTn^\infty}{e} \cdot \frac{e^{\pm \tilde{V}} - 1}{\int_0^l e^{\mp \tilde{\varphi}^*} dx}. \quad (25.9)$$

Вычисление интеграла, стоящего в знаменателе, производится по методу перевала (методу Лапласа), основанному на том, что большая часть интеграла дается малым отрезком интегрирования вблизи максимума $\mp \varphi^*$. Потенциал φ^* разлагается в ряд вблизи максимума и удерживаются первые два отличных от нуля члена

$$\varphi^* \cong \varphi^*(x_m) + \frac{(x - x_m)^2}{2} \varphi^{*''}(x_m). \quad (25.10)$$

Затем, ввиду быстрого убывания экспоненты по мере удаления от максимума, пределы интегрирования расширяются до бесконечности. Получается интеграл Лапласа, который вычисляется точно. Учитывая, что

$$\pm \varphi^{*''}(x_m) = \frac{e\mu^2}{2\epsilon x_m^3}, \quad \text{где} \quad \mu^2 = 1 - \frac{8\pi x_m^3 \rho(x_m)}{\epsilon}, \quad (25.11)$$

и что $\varphi_\kappa = -(V + V_\kappa)$, получаем

$$j = j_0 \mu y^{3/2} e^{\nu y} (1 - e^{\mp \tilde{V}}), \quad (25.12)$$

где

$$j_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} n^\infty \frac{ue}{e} \left(\frac{kT}{e}\right)^2 e^{\mp \tilde{V}_\kappa}; \quad y = \frac{e^2}{2\epsilon x_m kT}. \quad (25.13)$$

Величина y , а значит и координата x_m максимума потенциального барьера, может быть получена из измерений емкости контакта, а именно

$$y^2 = 4\pi \left(\frac{e}{\epsilon kT}\right)^3 \int_V^{V_\kappa} c(V) dV. \quad (25.14)$$

Повышение тока вследствие сил изображения учитывается множителем $e^{\nu y}$ в формуле (25.12). Согласно (25.3) и (25.13), y возрастает с ростом l , следовательно, в запиорном направлении при $V > 0$ в случае электронного или $V < 0$ в случае дырочного полупроводника эффект сил изображения заметен, а в пропускном направлении он мал и совершенно маскируется возрастанием тока за счет множителя $e^{\mp \tilde{V}}$. В запиорном направлении множитель $e^{\nu y}$ дает убывание сопротивления с ростом запиорного напряжения.

Ландсберг [13] применил полученные формулы к слою Мотта, слою Шоттки, слою Бете и слою с распределением

концентрации примесей вида

$$N = N_0(1 - \operatorname{erf} \xi), \quad \text{где} \quad \xi = \frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \quad (25.15)$$

а $\operatorname{erf} \xi$ — интеграл ошибок Гаусса. Выражение (25.15) есть решение диффузионного уравнения для атомов примеси по истечении времени t после начала диффузии от металла в полупроводник.

В случае слоя Мотта, где $\rho = 0$, вместо (25.2) следует воспользоваться формулой

$$\varphi^* = -(V + V_K) - Ex \pm \frac{e}{4\epsilon x}. \quad (25.16)$$

При этом интеграл в (25.9) может быть вычислен точно путем сведения к табулированным бесселевым функциям третьего рода. Это позволило Ландсбергу проверить точность метода перевала, сравнивая (25.12) с точным выражением для j . Совпадение обоих значений получилось вполне удовлетворительное.

Выведенные формулы можно сделать более наглядными, если принять [16] приближенно, что в области от металлического электрода до максимума потенциального барьера поле E постоянно и равно полю у контакта E_K .

Тогда, очевидно, $\nu = 1$, $\mu = 1$, а вместо (25.3) имеем:

$$\frac{1}{x_m^2} = \mp \frac{4\epsilon}{e} E_K. \quad (25.17)$$

и (25.12) дает

$$i = j_0 \left(\frac{V e^3 |E_K|}{V \epsilon kT} \right)^{3/4} e^{\frac{V e^3 |E_K|}{V \epsilon kT}}. \quad (25.18)$$

В случае слоя Мотта, например, $E_K = \frac{V}{l}$, следовательно, обратный ток пропорционален $V^{3/4} e^{\alpha \sqrt{V}}$, а в случае слоя Шоттки при больших заборных напряжениях согласно (21.5) E_K приблизительно пропорциональна $\sqrt{|V|}$, следовательно, обратный ток пропорционален $V^{3/2} e^{\beta V^{1/4}}$. Здесь α и β — постоянные.

§ 26. Сравнение теории с опытом

Хотя модель простого контакта металла с однородным полупроводником и не соответствует действительной структуре твердых выпрямителей, изложенная в настоящей главе теория все же позволила качественно правильно объяснить ряд наблюдаемых на опыте особенностей выпрямителей:

1. Наличие выпрямления и его знак.

Пропускное направление, согласно теории, соответствует движению носителей тока к электроду, значит, в случае дырочного полупроводника пропускной ток идет от полупроводника к активному электроду, а в случае электронного полупроводника — из электрода в полупроводник, что, как мы видели в главе II, действительно имеет место, если учесть, что у селеновых выпрямителей активным выпрямляющим электродом является верхний слой кадмия, а в медно-закисных и сульфидных выпрямителях — подкладка (медь или магний).

2. Ход вольтамперной характеристики в общих чертах, оставляя в стороне вопрос о количественном совпадении.

3. Температурную зависимость прямого и обратного сопротивления выпрямителя.

Из выведенных формул для плотности тока следует, что ток возрастает с температурой, причем прямой ток, пропорциональный множителю $e^{\frac{V}{V_0}}$, возрастает медленней, чем обратный ток. Это как раз и наблюдается на опыте.

4. Порядок величины емкости выпрямителя.

Расчет дает, что толщина физического запирающего слоя по порядку величины равна дебаевскому радиусу, т. е. для обычных полупроводников имеет порядок 10^{-5} см. Измеренная на опыте емкость выпрямителей соответствует приблизительно такой же толщине диэлектрической прокладки.

5. Зависимость емкости от смещающего напряжения.

По теории физический запирающий слой утоньшается под действием пропускного напряжения и утолщается под действием запирающего. Это соответствует наблюдаемой на опыте зависимости емкости от смещающего напряжения. Однако по теории с ростом запирающего напряжения запирающий слой растет беспрестанно, а емкость должна беспрестанно убывать, на опыте же с ростом запирающего смещения емкость стремится к некоторому постоянному значению.

Теория физического запирающего слоя не объясняет следующие факты:

1. Необходимость термообработки, строго выдержанной в определенном режиме, а для некоторых твердых выпрямителей также необходимость электроформовки.

С точки зрения данной теории казалось бы, что выпрямитель должен работать, если только имеет место достаточная контактная разность потенциалов нужного знака между металлическим электродом и полупроводником.

2. Процесс ползучести тока и старение выпрямителей.

3. Опыты Абдуллаева (§ 20) с нанесением различных электродов на селеновые шайбы.

С точки зрения физического запирающего слоя непонятно, почему только кадмий, олово или их сплавы дают хорошее выпрямление, тогда как многие другие электроды имеют с селеном не меньшую контактную разность потенциалов нужного знака.

4. Действие выпрямителей с искусственным запирающим слоем.

Что касается количественного сравнения с опытом, то, строго говоря, теорию физического запирающего слоя следует проверять не на технических твердых выпрямителях, а на простых контактах металлических электродов с полупроводниками, убедившись в однородности последних.

Такого рода исследования производились А. В. Иоффе^[21], которая измеряла сопротивления контактов ряда полупроводников, главным образом окислов (CuO , V_2O_5 , Se , UO_2 , NiO , Cu_2S , TiO_2 , WO_3 , ZnO , CdS , Cu_2S), с различными металлами (золотом, цинком, алюминием, магнием). В ряде случаев наблюдалось добавочное сопротивление. Затем ионизационным методом измерялись контактные потенциалы как полупроводников, так и металлов, и, наконец, по знаку термо-э. д. с. определялся тип проводимости полупроводника (электронная или дырочная).

Оказалось, что в соответствии с теорией максимальное добавочное сопротивление наблюдалось в тех случаях, когда полупроводник с электронной проводимостью граничил с металлом, обладающим более высоким контактным потенциалом, или дырочный полупроводник граничил с металлом, имеющим более низкий контактный потенциал.

Однако наблюдался и ряд количественных расхождений с теорией:

1) измеренное добавочное сопротивление было больше вычисленного;

2) при понижении температуры отношение добавочного сопротивления r к основному сопротивлению полупроводника r_0 убывало, тогда как по теории оно должно возрастать;

3) в образцах Cu_2O с различным r_0 отношение r/r_0 убывает с ростом r_0 , а по теории оно должно возрастать;

4) для обоих направлений тока r убывало с ростом напряжения, тогда как по теории оно должно возрастать в запорном направлении.

Выпрямление во всех случаях было невелико, коэффициент выпрямления не превышал 2.

Как уже отмечалось в § 14, Мейергоф ([²³] к главе I), исследуя контакты кремния с различными металлами, в противоположность А. В. Иоффе, получил, что добавочное сопротивление не зависит от контактного потенциала металла.

Некоторые авторы сравнивали данные теории физического запирающего слоя с наблюдаемыми на опыте характеристиками технических твердых выпрямителей. В свете современных представлений о структуре твердых выпрямителей здесь нельзя ожидать количественного совпадения.

Шоттки и Шпенке [¹] сравнивали свою теорию с вольтамперными характеристиками меднозакисных и селеновых выпрямителей. В основном они ограничивались относительным сравнением, при котором ряд констант, входящих в теорию, не оценивается из независимых измерений, а определяется так, чтобы теоретическая кривая возможно лучше совпала с экспериментальной. Отдельно сравниваются пропускная и запорная ветви характеристики, и тем не менее, несмотря на большое число подбираемых параметров, между ходом экспериментальной и теоретической кривых остается заметное расхождение.

Шоттки [²] сравнил экспериментальную вольтамперную характеристику в запорном направлении селенового выпрямителя с теоретической кривой, полученной по его упрощенной теории (§ 30), и с кривой по теории резерва примесных уровней (§ 31). Обе теоретические кривые удовлетворительно совпадают с экспериментальной только в области

малых напряжений (до 0,1 в), а затем наблюдается значительное расхождение с опытом. Как и следовало ожидать в случае селенового выпрямителя, теория слоя с постоянным объемным зарядом дает несколько лучшее согласие с опытом. Сравнение теории с опытом в пропускном направлении не производится.

Ландсберг [13] отмечает, что теория физического запирающего слоя с учетом сил изображения дает удовлетворительное согласие с опытом в запирающем направлении, а в пропускном направлении совпадение теории и опыта неудовлетворительное, а именно теория дает более быстрое возрастание тока с напряжением, чем опыт.

ГЛАВА V

ТЕОРИЯ КОНТАКТА МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ С УЧЕТОМ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА ДВУХ РОДОВ

§ 27. Метод расчета и основные результаты

Во всех изложенных в предыдущей главе теориях выпрямляющего действия контакта металла с полупроводником учитывались носители тока только одного знака — либо электроны, либо дырки, и рассматривался случай плоских электродов. Эти ограничения устранены в настоящей главе, где учтено наличие носителей тока обоих родов и, помимо плоского контакта, рассмотрен также ножевой и точечный контакт.

Ряд исследований указывает на то, что значительное выпрямление достигается не на границе металла с полупроводником, но на границе электронного и дырочного полупроводников. Поэтому представляет интерес рассмотреть

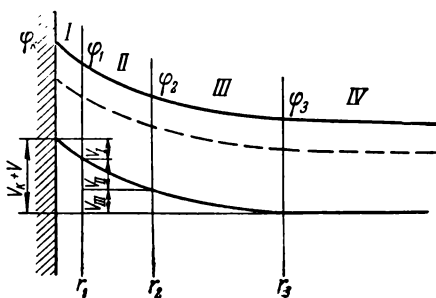


Рис. 18. Схема контакта металла с полупроводником при большой контактной разности потенциалов.

возможность образования у металлического электрода области с противоположным типом проводимости по сравнению со всей толщиной полупроводника.

Такая область противоположного типа проводимости может образоваться у контакта с металлом при большой контактной разности потенциалов и небольшой ширине запретной зоны примесного полупроводника, как это показано на рис. 18.

Для определенности рассмотрим электронный полупроводник, который вблизи металла становится дырочным. Легко видеть, что это приблизительно имеет место, когда работа выхода из металла W_m больше работы выхода из полупроводника и контактная разность потенциалов $V_k = W_m - W_n$ больше половины ширины запрещенной зоны полупроводника.

Между электронной и дырочной областью образуется промежуточная область, в которой как число электронов, так и число дырок мало.

Через всю эту систему может проходить как электронный, так и дырочный ток. При этом основное сопротивление движению электронов оказывает приэлектродная дырочная область, являющаяся потенциальным барьером для электронов. Наоборот, движению дырок основное сопротивление оказывает электронная область.

В силу оценок, сделанных в § 18, рекомбинация электронов и дырок в области приконтактного поля мала, поэтому, несмотря на наличие носителей двух родов, можно считать, что через дырочную промежуточную и электронную области объемного заряда проходит один и тот же полный поток дырок и один и тот же полный поток электронов. Плотность потока электронов определяется концентрацией электронов в дырочной области и, следовательно, она мала, так что в электронной области, где электронов много, при вычислении распределения электронов можно пренебречь их потоком. Совершенно аналогично в дырочной области можно пренебречь потоком дырок, вычисляя их распределение.

Однако существует асимметрия по отношению к потокам дырок и электронов. В то время как электроны могут пройти через сравнительно узкую дырочную область насквозь, практически не рекомбинируя с дырками, и попасть в металлический электрод, дырки не могут пройти сквозь всю толщу электронной полупроводника. При направлении потока дырок от контакта в полупроводник, они рекомбинируют с электронами где-то за пределами области объемного заряда. При обратном направлении потока дырок сквозь контакт пройдут дырки, возникшие в электронной области в результате диссоциации электрона и дырки. Эта область рекомбинации — диссоциации представляет основное сопротивление движению дырок. Так как там поле почти отсутствует, движение дырок осуществляется вследствие их диффузии.

Благодаря тому, что область рекомбинации имеет значительно большие размеры, чем область объемного заряда, и в частности дырочная область, сопротивление движению дырок значительно больше, чем движению электронов, и в случае плоского электрода поток дырок не играет роли. Дырки в дырочной области участвуют только в формировании объемного заряда, как это и было принято в работе Шоттки и Шпенке (см. § 23). Однако, если поверхность электрода, а вместе с ним и дырочной области, мала по сравнению с электронной областью, как это имеет место в случае точечного контакта, сопротивление потоку электронов возрастает, так что поток дырок может сравниться с ним по величине. Таким образом, при наличии областей с различным типом проводимости геометрическая форма контакта имеет особое значение. Поэтому рассмотрим три геометрически различных случая: а) плоский электрод, б) ножевой электрод, в) точечный электрод. В случае плоского электрода, обычно рассматриваемом в теориях, все величины зависят от одной декартовой координаты; мы обозначим ее не x , как в предыдущих главах, а r , чтобы привести в соответствие с остальными двумя случаями.

В случае ножевого электрода предполагаем, что ножевой контакт представляет собой полуцилиндр радиуса r_0 , вдавленный в поверхность полупроводника, а другой электрод находится на значительном расстоянии и имеет много большую поверхность. Тогда задача приблизительно обладает осевой симметрией, и все величины зависят только от цилиндрической координаты r .

Точечный электрод (случай в)) считаем полусферой радиуса r_0 , вдавленной в поверхность полупроводника; задача приблизительно обладает шаровой симметрией, и все величины зависят только от сферической координаты r .

Во всех трех случаях поле E и ток j^*) направлены вдоль r . Будем интересоваться лишь явлениями, происходящими у одного электрода. Считаем, что второй электрод находится на большом расстоянии, что поток электронов или дырок мал по сравнению с тепловым потоком [неравенство (17.8)]. Падением напряжения в металле пренебрегаем

*) Заметим, что наличие усиленной поверхностной рекомбинации нарушило бы сферическую или цилиндрическую симметрию.

и зазор между металлом и полупроводником не учитываем. При всех этих допущениях граничное условие (17.6) приобретает вид:

при $r = r_0$

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty} \mp \tilde{V}_K = n_{1,2K}, \quad (27.1)$$

а второе граничное условие будет:

при $r = \infty$

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty}; \quad \frac{dn_{1,2}}{dr} = 0. \quad (27.2)$$

Полагаем, что число донорных уровней $N_4 = N$ постоянно во всем полупроводнике вплоть до самого контакта, а число акцепторных уровней $N_3 = 0$.

В соответствии с изложенной выше физической картиной контакта разбиваем полупроводник на четыре области (рис. 18). В области *I* $n_2 \gg n_1$, в областях *III* и *IV* $n_1 \gg n_2$, в области *II* как n_1 , так и n_2 малы по сравнению с N . Всё падение напряжения происходит в областях *I*, *II* и *III*, тогда как в области *IV* поле E мало. В области *IV* происходит рекомбинация электронов и дырок, или обратный процесс диссоциации.

В нулевом приближении в областях *I*, *III* и *IV* считаем ток равным нулю, кроме того, в области *I* принимаем $n_1 = 0$, а в областях *III* и *IV* $n_2 = 0$. В первом приближении учитываем ток; в области *I* учитываем n_1 , в области *III* — n_2 , в области *IV* пренебрегаем квадратичным членом в левой части уравнения (17.11).

В областях *I* и *II* примесные уровни лежат выше уровня Ферми, поэтому считаем, что все N примесных уровней ионизованы, причем в области *II* в уравнении Пуассона пренебрегаем n_1 и n_2 по сравнению с N . Получается слой Шоттки с постоянным объемным зарядом (см. § 21).

Границы области *II* r_1 и r_2 определяются до некоторой степени произвольно, но так, чтобы выполнялись возможно лучше все перечисленные выше неравенства.

Вблизи металлического электрода в области *I* имеют значение силы электрического изображения, которые влияют на перераспределение объемного заряда и на движение электронов. Действие этих сил на перераспределение заряда не существенно. В самом деле, в области *I* объемный заряд

определяется в основном постоянной концентрацией ионизованных атомов примеси. Силы изображения увеличивают как концентрацию электронов, так и концентрацию дырок, правда, абсолютное приращение последней больше, значит отрицательный объемный заряд несколько уменьшается, но это приводит лишь к некоторому уменьшению приконтактного поля E_k . Более существенно влияние сил изображения на движение электронов; это влияние заключается в понижении потенциального барьера и тем больше, чем больше E_k , что приводит к убыванию запорного сопротивления с ростом запорного напряжения.

Мы учтем только это последнее действие сил изображения. Так как силы изображения имеют существенное значение лишь на малом расстоянии от электрода $r - r_0 \ll r_0$, считаем, что отражение происходит в металлической плоскости, т. е. справедливы все формулы, выведенные в § 25 для E^{**} и φ^* , если заменить в них x на $r - r_0$. Граничное условие (27.1) для электронов при учете сил изображения следует заменить на условие, аналогичное (25.7), т. е. при $r = r_0$

$$n_1 = n_{1k} = n_1^\infty e^{-\tilde{V}_k + \tilde{\varphi}^{**}(r_0)}. \quad (27.3)$$

Произведенные расчеты показывают, что роль носителей второго рода в рассмотренной модели дырок сводится, во-первых, к увеличению приконтактного поля E_k . Так как ток электронов зависит от E_k и особенно резко в запорном направлении, когда сказываются силы изображения, наличие дырок приводит к возрастанию тока электронов и к ухудшению выпрямления, если ток в основном электронный, что почти всегда имеет место у плоского электрода.

С другой стороны, ток дырок, оказывается, не зависит от поля E_k и обнаруживает лучшее выпрямление, чем ток электронов. Поэтому, если ток через контакт в основном переносится дырками, что может быть при определенных условиях в случае точечного контакта, выпрямляющие свойства контакта будут лучше. Это дает объяснение, почему в некоторых случаях точечный контакт выпрямляет лучше плоскостного. Как это показали К. Б. Толпыго и И. Г. Заславская [6], особое значение приобретает ток дырок в том случае, если концентрация дырок у контакта значительно превосходит концентрацию электронов вдали от контакта, что

практически осуществляется, если проводимость электронного полупроводника близка к собственной, а контактная разность потенциалов между металлом и полупроводником достаточно велика. В этом случае дырочный ток может превосходить электронный даже и у плоского электрода. При достаточно большом пропускном напряжении, приложенном к контакту, дырки втягиваются полем в электронную область на значительную глубину и могут увеличить проводимость всей толщи полупроводника, т. е. снизить пропускное сопротивление и улучшить выпрямление. Таким образом, в этих условиях наличие у контакта носителей тока второго рода представляет преимущество для выпрямительного действия контакта.

§ 28. Определение поля и падений напряжения

Электрическое поле E , падения напряжения в различных областях и распределение основных носителей тока определяются из нулевого приближения. В качестве независимой переменной выбираем потенциал φ , причем полагаем, что при $r = \infty$ потенциал $\varphi = 0$, тогда, очевидно, при $r = r_0$ (у контакта) $\varphi = \varphi_{\kappa} = -(V + V_{\kappa})$, где V — приложенное внешнее напряжение; как всегда, оно больше нуля, если минус приложен к металлическому электроду.

В нулевом приближении ток равен нулю, поэтому дырки в области I и электроны в области III подчиняются равновесному распределению, причем здесь зоны не пересекаются с уровнем химического потенциала, и, следовательно, электроны и дырки можно считать распределенными по закону Больцмана.

Таким образом, в области I , учитывая граничное условие (27.1)

$$n_2 = n_{2\kappa} e^{\tilde{\varphi}_{\kappa} - \tilde{\varphi}} = n_2^{\infty} e^{-(\tilde{\varphi} + \tilde{V})}, \quad (28.1)$$

а в области III

$$n_1 = n_1^{\infty} e^{\tilde{\varphi}}. \quad (28.2)$$

Далее, поскольку в областях I и II примесные центры полностью ионизованы, концентрация зарядов на них $n_4 = N$.

Число зарядов на примесных центрах в области *III* определяется распределением Ферми, а именно

$$n_4 = \frac{N}{1 + e^{\tilde{\varphi} + \tilde{\mu}_4}}, \quad (28.3)$$

где μ_4 — расстояние от уровня химического потенциала до примесных уровней вдали от контакта. Так как E направлено вдоль r и зависит только от r , то в цилиндрических координатах

$$\operatorname{div} E = \frac{dE}{dr} + \frac{1}{r} E, \quad (28.4)$$

а в сферических

$$\operatorname{div} E = \frac{dE}{dr} + \frac{2}{r} E. \quad (28.5)$$

В том случае, если r много больше дебаевской длины, что практически почти всегда имеет место, вторым членом в этих выражениях можно пренебречь. Тогда, учитывая, что φ также зависит только от r , можно записать

$$\operatorname{div} E \cong \frac{dE}{d\varphi} \operatorname{grad} \varphi = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dE^2}{d\varphi}. \quad (28.6)$$

В плоском случае это равенство точное.

Подставляем выражение (28.6) в уравнение (16.1), пренебрегаем в области *I* величиной n_1 и подставляем выражение (28.1) для n_2 , в области *II* пренебрегаем как n_1 , так и n_3 по сравнению с N ; в области *III* пренебрегаем n_2 и подставляем выражение (28.2) для n_1 и (28.3) для n_4 . В результате получаем уравнения:

в области *I*

$$\frac{dE^2}{d\varphi} = -\frac{8\pi e}{\epsilon} [n_2^\infty e^{-(\tilde{\varphi} + \tilde{V})} + N]; \quad (28.7)$$

в области *II*

$$\frac{dE^2}{d\varphi} = -\frac{8\pi e N}{\epsilon}; \quad (28.8)$$

в области *III*

$$\frac{dE^2}{d\varphi} = -\frac{8\pi e}{\epsilon} \left[-n_1^\infty e^{\tilde{\varphi}} + \frac{N}{1 + e^{\tilde{\mu}_4 + \tilde{\varphi}}} \right]. \quad (28.9)$$

Обозначим значения φ на границах областей $r = r_1, r_2$ и r_3 через φ_1, φ_2 и φ_3 , соответствующие значения E — через E_1, E_2 и E_3 , падения напряжения в областях *I, II* и *III* —

через V_I , V_{II} и V_{III} , а значения поля в этих областях — через E_I , E_{II} и E_{III} (являющиеся функциями r или φ).

Уравнения (28.7) и (28.8) интегрируем с граничным условием $E = E_1$ при $\varphi = \varphi_1$, уравнение (28.9) — с граничным условием $E = 0$ при $\varphi = 0$; в результате получаем

$$E_I^2 = E_1^2 + \frac{8\pi kT}{\epsilon} \left[n_2^\infty (e^{-\tilde{\varphi}} - e^{-\tilde{\varphi}_1}) e^{-\tilde{V}} - \frac{eN}{kT} (\varphi - \varphi_1) \right]; \quad (28.10)$$

$$E_{II}^2 = E_1^2 - \frac{8\pi eN}{\epsilon} (\varphi - \varphi_1); \quad (28.11)$$

$$E_{III}^2 = \frac{8\pi kT}{\epsilon} \left[n_1^\infty (e^{\tilde{\varphi}} - 1) + N \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_4} + e^{-\tilde{\varphi}}}{e^{\tilde{\mu}_4} + 1} \right]. \quad (28.12)$$

Заметим, что везде $E < 0$.

В цилиндрическом и сферическом случаях в окончательные формулы входит величина r_1 , которая равна

$$\begin{aligned} r_1 &= r_0 - \int_{\varphi_K}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{E_I} = \\ &= r_0 + \int_{\varphi_K}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{E_1^2 + \frac{8\pi kT}{\epsilon} \left[n_2^\infty (e^{-\tilde{\varphi}} - e^{-\tilde{\varphi}_1}) e^{-\tilde{V}} - \frac{eN}{kT} (\varphi - \varphi_1) \right]}}. \end{aligned} \quad (28.13)$$

Для оценки этого интеграла замечаем, что первый член в квадратных скобках в большинстве случаев невелик и заключен между нулем и

$$n_2^\infty (e^{-\tilde{\varphi}_K} - e^{-\tilde{\varphi}_1}) e^{-\tilde{V}},$$

поэтому заменяем его постоянной величиной

$$\zeta n_2^\infty (e^{-\tilde{\varphi}_K} - e^{-\tilde{\varphi}_1}) e^{-\tilde{V}},$$

где ζ — правильная дробь. Тогда интеграл без труда вычисляется, и мы имеем

$$r_1 = r_0 + \\ + \frac{\epsilon}{8\pi e N} \left\{ \sqrt{E_1^2 + \frac{8\pi k T N}{\epsilon} \left[\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\varphi}_K + \frac{\zeta n_2^\infty}{N} e^{-\tilde{\varphi}} (e^{-\tilde{\varphi}_K} - e^{-\tilde{\varphi}_1}) \right]} - \right. \\ \left. - \sqrt{E_1^2 + \frac{8\pi k T n_2^\infty}{\epsilon} e^{-\tilde{\varphi}} (e^{-\tilde{\varphi}_K} - e^{-\tilde{\varphi}_1})} \right\}. \quad (28.14)$$

Пределы этого выражения лежат при $\zeta = 0$ и $\zeta = 1$.

Согласно (28.10)–(28.12), подставляя $\varphi_K = -(V + V_K)$, получаем поле у контакта

$$E_K^2 = \frac{8\pi k T}{\epsilon} \left[N \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_1} + e^{-\tilde{\varphi}_2}}{e^{\tilde{\mu}_1} + 1} - n_1^\infty (1 - e^{\tilde{\varphi}_2}) + n_2^\infty (e^{\tilde{\varphi}_K} - e^{\tilde{\varphi}_K - \tilde{\varphi}_1}) \right] + \\ + \frac{8\pi e N}{\epsilon} (\varphi_2 + V + V_K). \quad (28.15)$$

§ 29. Решение диффузионных уравнений для приконтактных областей

В соответствии с изложенным выше, в диффузионном уравнении (16.24) для областей I, II и III пренебрегаем правой частью и добавляем член, учитывающий силы изображения. Уравнение может быть один раз проинтегрировано. Принимая во внимание, что $\text{grad } n_{1,2} = \frac{dn_{1,2}}{dr}$ и что E и j направлены по r , получаем

$$u_{1,2} \left[\mp n_{1,2} E - \frac{e n_{1,2}}{4\epsilon (r - r_0)^2} - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_{1,2}}{dr} \right] = j_{1,2} = \frac{J_{1,2}}{S}, \quad (29.1)$$

где j_1 и j_2 , как и выше, — плотности потоков электронов и дырок, J_1 и J_2 — их полные потоки, S — поперечное сечение потока; в плоском случае S постоянно и равно поверхности электрода, в остальных случаях оно зависит от r , а именно в цилиндрическом случае $S = \pi r$ (на единицу длины ножевого контакта), а в сферическом $S = 2\pi r^2$.

Поскольку E является функцией φ , известной из выражений (28.10)–(28.12), уравнение (29.1) есть линейное уравнение относительно n_1 или n_2 .

Решения уравнений (29.1), удовлетворяющие для электронов граничному условию (27.3) и условию непрерывности n_1 при $r=r_2$, т. е. при $\varphi=\varphi_2$, а для дырок — условиям непрерывности при $r=r_1$ и $r=r_2$, т. е. при $\varphi=\varphi_1$ и $\varphi=\varphi_2$, при учете выражений (28.1) и (28.2), имеют вид: в области I

$$n_1 = n_1^\infty e^{\tilde{V}+\tilde{\varphi}} - \frac{eJ_1}{u_1 kT} e^{\tilde{\varphi}^*} \int_{r_0}^r e^{-\tilde{\varphi}^*} \frac{dr'}{S(r')}; \quad (29.2)$$

в области II

$$n_1 = n_1^\infty e^{\tilde{\varphi}} + \frac{eJ_1}{u_1 kT} e^{\tilde{\varphi}} \int_r^{r_2} e^{-\tilde{\varphi}} \frac{dr'}{S(r')}; \quad (29.3)$$

в областях II и III

$$n_2 = n_2^\infty e^{-(\tilde{V}+\tilde{\varphi})} - \frac{eJ_2}{u_2 kT} e^{-\tilde{\varphi}} \int_{r_1}^r e^{\tilde{\varphi}} \frac{dr'}{S(r')}. \quad (29.4)$$

В области I учтены силы изображения тем, что стоит эффективный потенциал, равный для электронов, в соответствии с (14.13) и (14.15),

$$\varphi^* = \varphi + \frac{e}{4\epsilon(r-r_0)}. \quad (29.5)$$

В областях II и III силы изображения можно не учитывать, так как они быстро убывают с расстоянием от электрода. Так, подставляя $e \cong 5 \cdot 10^{-10} CGSE$ и $\epsilon \cong 10$, получим, что уже при $r-r_0 = 10^{-6} cm$ величина $\varphi^{**} = \frac{e}{4\epsilon(r-r_0)} = 1,25 \cdot 10^{-5} CGSE \cong 4 \cdot 10^{-3} v$.

Интеграл в (29.2), как и в § 25, вычисляем по методу перевала, считая, что в области от электрода до максимума потенциального барьера поле постоянно и равно полю у контакта E_κ . В этом случае положение максимума r_m может быть определено с помощью (25.17), а именно

$$\frac{1}{(r_m-r_0)^2} = -\frac{4\epsilon}{e} E_\kappa; \quad (29.6)$$

далее, согласно (25.5)

$$\varphi^*(r_m) = \varphi_\kappa + \frac{e}{2\epsilon(r_m-r_0)} = \varphi_\kappa + \frac{\sqrt{e|E_\kappa|}}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (29.7)$$

Вблизи максимума барьера

$$\varphi^* = \varphi^*(r_m) + \frac{(r - r_m)^2}{2} \varphi^{*''}(r_m),$$

где

$$\varphi^{*''}(r_m) = \frac{e}{2\epsilon(r_m - r_0)^3} = \frac{4|E_{\kappa}|^{3/2} \sqrt{\epsilon}}{\sqrt{e}},$$

так что

$$\int_{r_0}^r e^{-\tilde{\varphi}^*} \frac{dr'}{S(r')} \cong \frac{e^{-\tilde{\varphi}^*(r_m)}}{S(r_m)} \sqrt{\frac{\pi kT}{2|E_{\kappa}|^{3/2} \sqrt{\epsilon e}}}. \quad (29.8)$$

Подставляя это в (29.2), имеем

$$n_1 = n_1^{\infty} e^{\tilde{V} + \tilde{\varphi}^*} - \frac{eJ_1}{u_1 kT S(r_m)} e^{\tilde{\varphi}^* - \tilde{\varphi}_{\kappa} - \sqrt{\frac{e^3 |J_{\kappa}|}{V_{\kappa} kT}} \sqrt{\frac{\pi kT}{2|E_{\kappa}|^{3/2} \sqrt{\epsilon e}}}}. \quad (29.9)$$

Необходимо учесть, что две последние формулы справедливы при $|\varphi_{\kappa} - \varphi_m^*| > \frac{kT}{e}$. В противоположном случае замена истинного хода потенциала параболическим дает слишком грубое приближение, преуменьшающее сопротивление потенциального барьера.

При $\varphi_{\kappa} - \varphi_m^* < \frac{kT}{e}$, т. е. при $|E_{\kappa}| < \frac{\epsilon(kT)^2}{e^3}$, лучше пользоваться приближенной формулой

$$\int_{r_0}^r e^{-\tilde{\varphi}} \frac{dr'}{S(r')} \cong \frac{kT}{eE_{\kappa} S(r_m)} e^{-\frac{1}{2} \tilde{\varphi}_m^*}, \quad (29.10)$$

тогда

$$n_1 = n_1^{\infty} e^{-\tilde{V} + \tilde{\varphi}^*} - \frac{J_1 E_{\kappa}}{2S(r_m)} e^{-\tilde{\varphi}_m^*}. \quad (29.11)$$

Формула (29.10) дает несколько завышенное значение интеграла, ошибка тем больше, чем больше поле E_{κ} .

Вычисление интегралов, входящих в выражения (29.3) и (29.4), осложнено наличием знаменателей $S(r')$. Заметим, однако, что $S(r')$ меняется медленнее, чем подинтегральные экспоненциальные множители, которые имеют максимальное значение у одного из пределов интегрирования, а затем

быстро убывают. Поскольку φ возрастает с r' , экспоненты имеют максимальное значение при $r' = r$. Поэтому мы не совершим большой ошибки, если заменим $S(r')$ на $S(r)$ и вынесем за знак интеграла.

Для вычисления получающихся при этом интегралов по области II удобно перейти к интегрированию по E , полагая, согласно уравнению Пуассона, $dr = \frac{\epsilon dE}{4\pi eN}$ и подставляя выражение для φ из (28.11). В результате получаем в области II:

$$n_1 = n_1^\infty e^{\tilde{\varphi}} \frac{2eJ_1}{u_1 k T x_N S(r)} e^{\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_1 - \xi_1^2} [\psi(\xi) - \psi(\xi_2)]; \quad (29.12)$$

$$n_2 = n_2^\infty e^{-(\tilde{V} + \tilde{\varphi})} - \frac{eJ_2 \sqrt{\pi}}{u_2 k T x_N S(r)} e^{\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\varphi} + \xi_1^2} [\Phi(\xi_1) - \Phi(\xi)]. \quad (29.13)$$

Здесь

$$x_N = \sqrt{\frac{8\pi e^2 N}{\epsilon k T}}; \quad (29.14)$$

$$\xi = E \sqrt{\frac{\epsilon}{8\pi N k T}}; \quad (29.15)$$

аналогично определяются ξ_1 и ξ_2 . ψ — табулированная функция

$$\psi(z) = \int_0^z e^{x^2} dx; \quad (29.16)$$

Φ — интеграл ошибок, также табулированный

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx. \quad (29.17)$$

Для вычисления получающегося интеграла по области III переходим от интегрирования по r' к интегрированию по φ , подставляя $dr' = -\frac{d\varphi}{E}$ и заменяя E выражением (28.10) или (28.12). При этом замечаем, что в области III нет пересечения примесных уровней с уровнем химического потенциала, так что $e^{-\tilde{\varphi}} \ll e^{\tilde{\mu}_i}$ и $\ln \frac{e^{\tilde{\mu}_i} + e^{-\tilde{\varphi}}}{e^{\tilde{\mu}_i} + 1} \cong \frac{n_1^\infty}{N} (e^{-\tilde{\varphi}} - 1)$,

следовательно, выражение (28.12) дает

$$E_{III}^2 \cong \frac{8\pi k T n_1^\infty}{\varepsilon} (e^{\tilde{\varphi}} + e^{-\tilde{\varphi}} - 2). \quad (29.18)$$

В результате всех указанных операций получаем в области III

$$\begin{aligned} n_2 = n_2^\infty e^{-(\tilde{V} + \tilde{\varphi})} - \frac{e J_2 \sqrt{\pi}}{u_2 k T \kappa_N S(r_2)} e^{\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_1^2} [\Phi(\mathcal{E}_1) - \Phi(\mathcal{E}_2)] - \\ - \frac{e J_2}{u_2 k T S(r)} e^{-\tilde{\varphi}} \int_{\tilde{\varphi}_2}^{\tilde{\varphi}} \frac{e^{\tilde{\varphi}} d\varphi}{\sqrt{\frac{8\pi k T n_1^\infty}{\varepsilon} (e^{-\frac{\tilde{\varphi}}{2}} - e^{\frac{\tilde{\varphi}}{2}})}}. \end{aligned} \quad (29.19)$$

Интеграл в (29.19) вычисляется без труда. В итоге концентрация дырок в области III оказывается равной

$$\begin{aligned} n_2 = n_2^\infty e^{-(\tilde{V} + \tilde{\varphi})} - \frac{e J_2 \sqrt{\pi}}{u_2 k T \kappa_N S(r_2)} e^{\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_1^2} [\Phi(\mathcal{E}_1) - \Phi(\mathcal{E}_2)] - \\ - \frac{e J_2}{u_2 k T \kappa_1 S(r)} e^{-\tilde{\varphi}} \left(2e^{\frac{\tilde{\varphi}}{2}} - 2e^{\frac{\tilde{\varphi}_2}{2}} - \ln \frac{1 + e^{\frac{\tilde{\varphi}}{2}}}{1 - e^{\frac{\tilde{\varphi}}{2}}} + \ln \frac{1 + e^{\frac{\tilde{\varphi}_2}{2}}}{1 - e^{\frac{\tilde{\varphi}_2}{2}}} \right). \end{aligned} \quad (29.20)$$

Здесь

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{8\pi e^2 n_1^\infty}{\varepsilon k T}}, \quad (29.21)$$

согласно (28.11) и (28.12)

$$E_2^2 = \frac{8\pi k T}{\varepsilon} \left[n_1^\infty (e^{\tilde{\varphi}_2} - 1) + N \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_2} + e^{-\tilde{\varphi}_2}}{e^{\tilde{\mu}_2} + 1} \right]; \quad (29.22)$$

$$\begin{aligned} E_1^2 = E_2^2 + \frac{8\pi e N}{\varepsilon} (\varphi_2 - \varphi_1) = \\ = \frac{8\pi k T}{\varepsilon} \left[n_1^\infty (e^{\tilde{\varphi}_2} - 1) - \frac{e N}{k T} \varphi_1 + N \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_2 + \tilde{\varphi}_2} + 1}{e^{\tilde{\mu}_2} + 1} \right]; \end{aligned} \quad (29.23)$$

$\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ выражаются через E_1 и E_2 с помощью (29.15),

Внешний радиус области II r_2 определяется из (28.11) и равен

$$r_2 = r_1 + \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{\sqrt{\frac{8\pi e N}{\epsilon} (\varphi_1 - \varphi) + E_1^2}} =$$

$$= r_1 + \frac{\epsilon}{4\pi e N} \left[|E_1| - \sqrt{\frac{8\pi e N}{\epsilon} (\varphi_1 - \varphi_2) + E_1^2} \right]. \quad (29.24)$$

Приравнивая выражения (29.9) и (29.12) при $\varphi = \varphi_1$ и $r = r_1$, т. е. на границе областей I и II, определяем поток электронов [здесь можно пренебречь силами изображения и положить в (29.9) $\varphi^* \cong \varphi$]:

$$J_1 = \frac{u_1 k T}{e} n_1^\infty (1 - e^{-\tilde{V}}) e^{-\tilde{V}_K} / \left\{ \frac{1}{S(r_m)} \sqrt{\frac{\tau k T}{4 |E_K|^{3/2} \sqrt{\epsilon e}}} e^{-\frac{1}{k T} \sqrt{\frac{e^2 |F_K|}{\epsilon}}} + \right.$$

$$\left. + \frac{2}{x_N S_1} [\psi(\xi_1) - \psi(\xi_2)] e^{-\tilde{V}_I - \xi_1^2} \right\}. \quad (29.25)$$

Здесь учтено, что в области I падение напряжения $V_I = \varphi_1 - \varphi_K$.

Из этого выражения видно, что $V > 0$ соответствует запиорному направлению, а $V < 0$ — пропускному направлению.

Если область I имеет достаточную ширину, так что $V_I > \sqrt{\frac{e |E_K|}{\epsilon}}$, то основным членом в знаменателе (29.25)

будет первый, так как он соответствует максимуму потенциального барьера для электронов *). Согласно (28.15), E_K возрастает с ростом запиорного напряжения и убывает с ростом пропускного. Следовательно, в пропускном направлении ток возрастает несколько медленнее, чем экспоненциально с приложенным напряжением, а в запиорном направлении возрастает приблизительно как $|E_K|^{3/4} e^{\frac{1}{k T} \sqrt{\frac{e^2 |F_K|}{\epsilon}}}$. При очень большом запиорном напряжении по (28.15) E_K приблизительно пропорционально $\sqrt{V}$, следовательно ток возрастает по за-

*) Как нетрудно убедиться, предэкспоненциальный множитель в первом члене имеет порядок величины $\frac{1}{S x_N}$.

кону $V^{3/2} e^3 V \bar{V}$. Учет сил изображения приводит к более резкому возрастанию запорного тока с напряжением.

Наличие носителей тока второго рода — дырок в области I — дает также увеличение E_{κ} , т. е. приводит к возрастанию тока электронов, особенно в запорном направлении, когда зависимость тока от E_{κ} более резкая. Следовательно, носители тока второго рода ухудшают выпрямление, если основной ток переносится электронами.

§ 30. Расчет области рекомбинации

В области рекомбинации в уравнении (16.24) для дырок следует учесть рекомбинационный член δn , но зато можно пренебречь квадратичным членом $\frac{d}{dr}(nE)$, т. е. считать, что

$$|u_2 \operatorname{div}(n_2 E)| \ll \delta n. \quad (30.1)$$

Неравенство (30.1) обеспечивается малостью электрического поля E на достаточном расстоянии от контакта вследствие сравнительного обилия электронов.

Подставляя в уравнение (16.24) выражение (16.26) для δn и отбрасывая в последнем первую дробь и малые члены в знаменателе второй дроби, ввиду того, что $N_3 = 0$, $n_2 \ll n_1$ и $k_{24} \ll k_{41}$, так как уровни 4 находятся гораздо ближе к верхней зоне, чем к нижней, и учитывая соотношения (16.10), получаем следующее уравнение:

$$\nabla^2 n_2 - \chi_r^2 n_2 = -\chi_r^2 n_2^\infty, \quad (30.2)$$

где

$$\chi_r = \sqrt{\frac{en_1^\infty}{u_2 k T} \left(k_{12} + \frac{k_{14} k_{42} N}{k_{41} + k_{14} n_1^\infty} \right)}. \quad (30.3)$$

В силу симметрии n_2 зависит только от r . Поэтому решение уравнения (30.2), удовлетворяющее граничному условию $n_2 = n_2^\infty$ при $r = \infty$, имеет вид в плоском случае

$$n_2 = n_2^\infty + A e^{-\chi_r r}; \quad (30.4)$$

в цилиндрическом случае

$$n_2 = n_2^\infty + A H_0^{(1)}(i \chi_r r); \quad (30.5)$$

в сферическом случае

$$n_2 = n_2^\infty + \frac{A}{r} e^{-\kappa_r r}. \quad (30.6)$$

Здесь $H_0^{(1)}$ — функция Ганкеля первого рода нулевого порядка.

Постоянная A определяется из того условия, чтобы на границе с областью III полный поток дырок был равен J_2 , входящему в расчеты предыдущего параграфа, т. е.

$$-\frac{u_2 k T}{e} \left(\frac{dn_2}{dr} \right)_{r=r_3} S_3 = J_2, \quad (30.7)$$

где S_3 — площадь границы областей III и IV.

Подставляя (30.4), (30.5) или (30.6) в (30.7), определяя A и подставляя его значение обратно в (30.4), (30.5) или (30.6), получаем в плоском случае

$$n_2 = n_2^\infty + \frac{e J_2}{S_3 u_2 k T \kappa_r} e^{-\kappa_r (r-r_3)}; \quad (30.8)$$

в цилиндрическом случае

$$n_2 = n_2^\infty + \frac{e J_2}{S_3 u_2 k T \kappa_r} \cdot \frac{l H_0^{(1)}(l \kappa_r)}{-H_1^{(1)}(l \kappa_r)}; \quad (30.9)$$

в сферическом случае

$$n_2 = n_2^\infty + \frac{e J_2 r_3^2}{S_3 u_2 k T (1 + \kappa_r r_3) r} e^{-\kappa_r (r-r_3)}. \quad (30.10)$$

Так как в области III должно быть $|\delta n| \ll |u_2 \operatorname{div}(n_2 \mathbf{E})|$, а в области IV должно быть $|\delta n| \gg |u_2 \operatorname{div}(n_2 \mathbf{E})|$, границы между этими областями определяются условием

$$|\delta n_2| = |u_2 \operatorname{div}(n_2 \mathbf{E})| = u_2 n_2 \operatorname{div} \mathbf{E} + u_2 \mathbf{E} \operatorname{grad} n_2|. \quad (30.11)$$

Заметим, что на этой границе не выполняется ни одно из указанных неравенств, но ввиду плавного изменения всех величин, это не может привести к существенным погрешностям. Мы как бы интерполируем полученные решения из областей III и IV к границе этих областей, причем сшивание решений повышает точность.

Поскольку рекомбинационная длина, которой определяется зависимость n_2 от r , значительно больше дебаевской длины,

определяющей зависимость E от r , n_2 меняется с r медленнее, чем E , поэтому

$$|E \operatorname{grad} n_2| \ll |n_2 \operatorname{div} E|$$

и, следовательно, уравнение (30.11) можно переписать в виде

$$\delta n = \pm u_2 n_2 \operatorname{div} E. \quad (30.12)$$

Заметим, что в рассматриваемой модели $\operatorname{div} E > 0$ (см. рис. 18); далее, при движении дырок к контакту, когда $J_2 < 0$, $\delta n > 0$, значит, в (30.12) следует взять знак $(+)$. Наоборот, при движении дырок от контакта, когда $J_2 > 0$, $\delta n < 0$ и в (30.12) следует взять $(-)$.

Найдя $\operatorname{div} E$ из уравнения Пуассона и вспоминая, что в области IV $\delta n_2 \cong \frac{u_2 k T}{e} \chi_r^2 (n_2^\infty - n_2)$ [см. (30.2)], получаем при $r = r_3$ следующее уравнение:

$$\frac{kT}{e} \chi_r^2 (n_2^\infty - n_2) = \pm n_2 \frac{4\pi}{\epsilon} \rho. \quad (30.13)$$

Объемный заряд складывается из заряда дырок концентрацией n_2 заряда электронов, число которых дано выражением (28.2), и положительного заряда на донорных уровнях. В области IV нет истощения примесных уровней, поэтому концентрация зарядов на них n_4 определяется, как в теории Давыдова, т. е. $n_4 = n_4^\infty e^{-\tilde{\varphi}}$. Но так как вдали от контакта должно выполняться условие нейтральности, то $n_4^\infty = n_1^\infty - n_2^\infty$. В итоге получается следующее выражение для объемного заряда:

$$\rho = e [(n_1^\infty - n_2^\infty) e^{-\tilde{\varphi}} - n_1^\infty e^{\tilde{\varphi}} + n_2]. \quad (30.14)$$

Подставляя это значение в уравнение (30.13) и полагая $\varphi = \varphi_3$, где φ_3 — значение φ на границе областей III и IV , получаем

$$\frac{e k T \chi_r^2 (n_2^\infty - n_2)}{4\pi e n_2} = \pm e [(n_1^\infty - n_2^\infty) e^{-\tilde{\varphi}_3} - n_1^\infty e^{\tilde{\varphi}_3} + n_2], \quad (30.15)$$

или, учитывая (29.21),

$$e^{2\tilde{\varphi}_3} - e^{\tilde{\varphi}_3} \left(\pm \frac{2\chi_r^2}{\chi_1^2} \cdot \frac{n_2^\infty - n_2}{n_2} + \frac{n_2}{n_1^\infty} \right) - 1 + \frac{n_2^\infty}{n_1^\infty} = 0. \quad (30.16)$$

Решение этого уравнения с точностью до первых степеней малых отношений $\frac{x_r^2}{x_1^2}$, $\frac{n_2}{n_1^\infty}$ и $\frac{n_2^\infty}{n_1^\infty}$ имеет вид:

$$e^{\tilde{\varphi}_3} \cong 1 + \frac{x_r^2}{x_1^2} \cdot \frac{n_2^\infty - n_2(r_3)}{n_2(r_3)} + \frac{n_2(r_3) - n_2^\infty}{2n_1^\infty}. \quad (30.17)$$

Подстановка выражений (30.8), (30.9) или (30.10) дает

$$e^{\tilde{\varphi}_3} \cong 1 - \frac{x_r^2}{x_1^2} \cdot \frac{e |J_2| G(x_r r_3)}{n_2^\infty S_3 u_2 k T x_r + e J_2 G(x_r r_3)} + \frac{e J_2 G(x_r r_3)}{2 u_2 k T x_r n_1^\infty S_3}. \quad (30.18)$$

Здесь в плоском случае

$$G(x_r r_3) = 1, \quad (30.19)$$

в цилиндрическом случае

$$G(x_r r_3) = \frac{I H_0^{(1)}(i x_r r_3)}{-H_1^{(1)}(i x_r r_3)}, \quad (30.20)$$

в сферическом

$$G(x_r r_3) = \frac{x_r r_3}{1 + x_r r_3}. \quad (30.21)$$

При $x_r r_3 \gg 1$ и в двух последних случаях $G(x_r r_3)$ близко к единице и в первом приближении может быть заменено единицей.

Как это видно из выражения (30.17), $e^{\tilde{\varphi}_3}$ близко к единице, т. е. $\tilde{\varphi}_3 \ll 1$.

Согласно (29.18), внешний радиус области III

$$r_3 = r_2 + \int_{\varphi_3}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{\sqrt{\frac{8\pi k T n_1^\infty}{\epsilon} (e^{\frac{\tilde{\varphi}}{2}} - e^{-\frac{\tilde{\varphi}}{2}})}} = r_2 + \frac{1}{x_1} \cdot \frac{\text{th} \frac{\tilde{\varphi}_3}{4}}{\text{th} \frac{\tilde{\varphi}_2}{4}}, \quad (30.22)$$

где x_1 дается выражением (29.21).

Приравнявая выражение (29.19) выражению (30.8), (30.9) или (30.10) при $\varphi = \varphi_3$ и $r = r_3$, т. е. на границе обла-

стей III и IV, определяем поток дырок

$$J_2 = \frac{u_2 k T}{e} n_2^\infty (e^{-\tilde{V}} - 1) / \left\{ \frac{G(\kappa_r r_0)}{\kappa_r S_0} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\kappa_1 S_3} \left(2 - 2e^{\tilde{\varphi}_3} - \ln \frac{2}{1 - e^{\tilde{\varphi}_3}} + \ln \frac{1 + e^{\tilde{\varphi}_3}}{1 - e^{\tilde{\varphi}_3}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{V\pi}{\kappa_N S_2} [\Phi(\xi_1) - \Phi(\xi_2)] e^{\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\varphi}_2 + \xi_1^2} \right\}. \quad (30.23)$$

Везде мы положили $\varphi_3 = 0$, за исключением члена $\ln \frac{2}{1 - e^{\tilde{\varphi}_3}}$, который обратился бы при этом в бесконечность.

Основной член знаменателя выражения (30.23) — первый. Как и для электронов, $V < 0$ является пропускным направлением, в котором поток дырок возрастает экспоненциально с ростом приложенного напряжения. При $V > 0$ имеем запорное направление, J_2 стремится к постоянному значению.

Если сравнить выражения (29.25) и (30.23), убеждаемся, что в плоском случае, когда $S_0 = S(r_m) = S_1 = S_2 = S_3$, $J_2 \ll J_1$ ввиду наличия в знаменателе (30.23) сравнительно большого члена $\frac{1}{\kappa_r}$. Отметим, что в основе всего расчета лежит неравенство $\kappa_r \ll \kappa_N$, вытекающее из выражения (18.1). В цилиндрическом и сферическом случае $S_0 < S_1 < S_2 < S_3$, и роль тока дырок возрастает. По порядку величины

$$\frac{J_2}{J_1} \cong \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\kappa_r S_3}{S_0} \sqrt{\frac{\pi k T}{4 (E_K)^{1/2} \sqrt{\epsilon e}}} e^{-\frac{1}{k T} \sqrt{\frac{e^2 |F_K|}{\epsilon}}}. \quad (30.24)$$

Отношение $\frac{S_3}{S_0}$ тем больше, чем меньше r_0 , и при достаточно малом r_0 величина J_2 может сделаться больше J_1 . Особенно это относится к случаю точечного контакта, когда S пропорциональна r^2 .

Заметим, что, согласно (30.23), ток дырок не зависит от поля E_K и потому обнаруживает большее выпрямление, чем ток электронов. В частности, запорное сопротивление для тока дырок не должно падать с ростом запорного напряжения. Таким образом, если отношение (30.24) много

больше единицы, и ток в основном переносится дырками, выпрямляющие свойства контакта лучше.

Суммарный ток через контакт

$$J = e(J_2 - J_1). \quad (30.25)$$

Необходимо отметить, что весь проделанный расчет справедлив при условии

$$\frac{e(V_F + V)}{kT} \gg 1, \quad (30.26)$$

т. е. напряжение в пропускном направлении должно быть меньше контактной разности потенциалов на величину, достаточно превышающую $\frac{kT}{e}$. Напряжение в запиорном направлении может быть любым, если только ток остается меньше тепловых потоков носителей.

ГЛАВА VI

КОНТАКТ ДВУХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПРОВОДИМОСТЬЮ ОДНОГО ТИПА

§ 31. Физические особенности контакта двух полупроводников

Главы VI—VIII посвящены расчету контакта двух полупроводников в различных вариантах. Эти расчеты преследовали тройную цель. Во-первых, контакт двух полупроводников неоднократно выдвигался в качестве модели технического выпрямителя. Во-вторых, теоретические расчеты контактов были предприняты для объяснения результатов экспериментального исследования контактов различных пар полупроводников. А эти исследования, в свою очередь, имели целью выяснить механизм выпрямления при постановке опыта в более чистых и ясных условиях, чем в технических выпрямителях, а также наметить перспективы создания новых типов твердых выпрямителей. И, наконец, в-третьих, представляет практический интерес установить, какие явления можно ожидать на контакте двух полупроводников, который может встретиться не только в твердых выпрямителях, но и в других различных приборах.

В настоящей главе рассматривается случай контакта двух полупроводников одного типа — либо оба электронных, либо оба дырочных. Явления, происходящие вблизи такого контакта, аналогичны явлениям, протекающим у границы металла с полупроводником. Если работа выхода из первого полупроводника больше работы выхода из второго полупроводника, то в случае электронных полупроводников в первом полупроводнике образуется антизапорный слой с повышенной концентрацией электронов, а во втором — запирающий слой с пониженной концентрацией электронов; в случае же

дырочных полупроводников запирающий слой образуется в том из них, у которого работы выхода больше.

Как уже отмечено выше, антизапорный слой не играет роли в общем сопротивлении всей системы, все определяется процессами, протекающими в запирающем слое, который ведет себя так же, как запирающий слой у металлического электрода. А именно при движении носителей тока от контакта, запирающий слой расширяется — имеем запорное направление, а при движении носителей тока по направлению к контакту запирающий слой сжимается, что соответствует пропускному направлению.

Однако в то время, как на контакте с металлом концентрацию носителей тока вплоть до очень больших плотностей тока можно считать жестко заданной, на границе двух полупроводников концентрация носителей тока изменяется в зависимости от направления и силы тока и может быть определена лишь в результате решения полной системы уравнений с соответствующими граничными условиями. Последние дают лишь соотношения между концентрациями носителей тока в обоих полупроводниках на их границе.

Такая подвижность приконтактных концентраций приводит к значительному усложнению расчета по сравнению со случаем контакта металла с полупроводником. В частности, для определения граничного значения концентрации носителей тока в запирающем слое приходится рассчитывать антизапорный слой, возникающий в другом полупроводнике.

На границе двух полупроводников возможен еще другой механизм выпрямления, не связанный с наличием контактной разности потенциалов между полупроводниками. Пусть полупроводник *I* обладает большей концентрацией носителей тока и проводимостью, чем полупроводник *II*. Если к системе приложить внешнее напряжение такого знака, чтобы носители тока двигались из полупроводника *I* в полупроводник *II*, то в полупроводнике *I* они движутся к границе раздела, а дальнейшее продвижение их затруднено вследствие меньшей проводимости второго полупроводника. Благодаря этому носители тока скапливаются в полупроводнике *I* вблизи границы, и концентрация их там повышается. А в силу соотношения между концентрациями у границы раздела повышается концентрация носителей тока и в полупроводнике *II*, его проводимость возрастает, что соответствует пропускному направлению.

При обратном направлении тока носители тока в полупроводнике *I* движутся от границы раздела и благодаря меньшей проводимости полупроводника *II* этот отток не компенсируется притоком носителей из полупроводника *II*, концентрация носителей вблизи границы уменьшается, это направление — запорное.

Отметим, что этот механизм невозможен в случае контакта металла с полупроводником, так как концентрация электронов в металле изменяется лишь ничтожно даже при больших плотностях тока через контакт.

Указанный механизм выпрямления в чистом виде принят в теории Д. Блохинцева и Б. Давыдова [1], в которой контактная разность потенциалов положена равной нулю. В результате расчета установлено, что имеет место выпрямление, знак которого зависит от соотношения проводимостей полупроводников. Однако выпрямление за счет этого механизма невелико, контактная разность потенциалов может обеспечить более значительный эффект.

В обобщенной теории, изложению которой посвящена настоящая глава, учтена контактная разность потенциалов и потому автоматически рассчитываются оба механизма выпрямления. Учтено также частичное истощение примесных центров, которое может иметь место в том практически наиболее интересном случае, когда большая часть контактной разности потенциалов приходится на запирающий слой (а не на антизапорный слой), так что примесные уровни пересекаются с уровнем Ферми. Наоборот, возможность пересечения с уровнем Ферми края зоны в антизапорном слое не принимается во внимание, потому что, во-первых, в практически важных случаях загиб зон в антизапорном слое составляет лишь малую долю контактной разности потенциалов, во-вторых, точный расчет антизапорного слоя несущественен, так как он нужен лишь для граничных условий, а сопротивление контакта определяется запирающим слоем.

Точно так же не вводится зазор между полупроводниками, который, согласно произведенным оценкам, не играл бы здесь существенной роли, и не учитываются силы электрического изображения, поскольку на границе двух полупроводников они относительно слабы.

При всех указанных допущениях метод расчета запорного и антизапорного слоя таков же, как расчет контакта

металла с полупроводником, произведенный в § 23. Теория контакта двух однотипных полупроводников является, таким образом, обобщением контакта металла с полупроводником и может служить для оценки границ применимости этой последней.

Но здесь получены следующие новые результаты по сравнению с теорией контакта металла с полупроводником.

При одинаковой контактной разности потенциалов контакт двух полупроводников всегда дает худшее выпрямление, чем контакт металла с полупроводником, так как часть контактной разности потенциалов падает на антизапорный слой. По этой же причине большая контактная разность потенциалов еще не гарантирует значительного выпрямления, необходимого, чтобы запирающий слой образовался в полупроводнике с меньшей проводимостью.

Особенно снижается выпрямляющее действие контакта двух полупроводников при большой силе тока, когда при некоторых условиях может существовать выпрямление, обратное выпрямлению при малой силе тока, т. е. происходит инверсия выпрямителя. Такого рода инверсия наблюдалась на опыте [8] у контакта сернистого свинца с вольфрамом при $V = 1 - 1,5\text{в}$. Предполагается, что около этого контакта имеется пленка, так что все явления разыгрываются на границе двух полупроводников.

Все эти выводы теории указывают на то, что контакт двух полупроводников, как выпрямитель, уступает контакту металла с полупроводником и не открывает перспектив получения новых типов улучшенных твердых выпрямителей.

§ 32. Исходные уравнения и метод расчета

Так как в каждом случае в обоих полупроводниках имеется только один род носителей и один сорт примесных уровней, мы будем опускать индекс у концентраций носителей n и их подвижностей μ , концентраций примеси N и т. д. Но все уравнения будут выписываться как для случая двух электронных полупроводников, так и для случая двух дырочных, поэтому некоторые члены будут иметь двойной знак $\pm$ или $\mp$. Если не будет сделано особых оговорок, верхний знак будет всегда относиться к электронным полупроводникам, нижний — к дырочным.

Уравнение Пуассона (14.2), справедливое при наличии одного рода носителей, в одномерном случае (которым мы

здесь ограничиваемся) после подстановки выражения (14.5) для ρ при $P=1$ принимает вид

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \left(\mp n \mp \frac{N}{1 + \frac{n}{n_e}} \right), \quad (32.1)$$

где $n_e = \frac{1}{\alpha} = \frac{k_{41}}{k_{14}}$ или $\frac{k_{28}}{k_{32}}$ в обозначениях § 16.

При тех же условиях диффузионное уравнение (14.11) может быть записано в виде

$$u \left(eEn \pm kT \frac{\partial n}{\partial x} \right) = j, \quad (32.2)$$

где u — подвижность электрона или дырки, j — плотность результирующего тока. Как и выше, x откладывается от плоскости контакта, перпендикулярно ей. В области $x < 0$ находится полупроводник I , в области $x > 0$ — полупроводник II . Все величины, относящиеся к полупроводнику I , снабжаем одним штрихом, к полупроводнику II — двумя штрихами.

Если результирующий поток носителей много меньше теплового потока и отсутствуют поверхностные заряды и зазор, то граничные условия (17.19) или (17.20) и (17.11) при $x=0$ имеют вид

$$\frac{n'}{n'^{\infty}} = \frac{n''}{n''^{\infty}} e^{\pm \tilde{V}_{\kappa}}, \quad (32.3)$$

$$\epsilon' E' = \epsilon'' E''. \quad (32.4)$$

Здесь $V_{\kappa} = W' - W''$, где W' и W'' — работы выхода, n'^{∞} и n''^{∞} — концентрации носителей вдали от контакта, ϵ' и ϵ'' — диэлектрические постоянные.

Приведем уравнения к безразмерному виду, для чего положим

$$\left. \begin{aligned} \xi = \frac{x}{x_0}; \quad x_0 = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{4\pi e^2 n^{\infty}}}; \quad \mathcal{E} = \frac{eEx_0}{kT}; \quad \gamma = \frac{j}{j_0}; \end{aligned} \right\} \quad (32.5)$$

$$j_0 = un^{\infty} \frac{kT}{x_0} = un^{\infty 1/2} \sqrt{\frac{4\pi kT}{\epsilon}}; \quad p = \frac{n}{n^{\infty}}.$$

Уравнения (32.1) и (32.2) принимают вид:

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \pm f(p) = \pm \left(\frac{1+p_e}{p+p_e} - p \right); \quad (32.6)$$

$$p\mathcal{E} \pm \frac{dp}{d\xi} = \gamma, \quad (32.7)$$

причем

$$p_e = \frac{n_e}{n^\infty} = \frac{n^\infty}{N + n^\infty} = \frac{1}{1 + e^{\tilde{\mu}_{3,4}}} \ll 1, \quad (32.8)$$

где $\mu_{3,4}$ — расстояние от местных уровней до уровня химического потенциала вдали от контакта.

Граничные условия (32.3) и (32.4) превращается в

$$p' = p'' e^{\pm \tilde{V}_\kappa}; \quad (32.9)$$

$$\mathcal{E}' \sqrt{n'^{\infty} \varepsilon'} = \mathcal{E}'' \sqrt{n''^{\infty} \varepsilon''}. \quad (32.10)$$

Подставляя $\mathcal{E}$ из (32.7) в (32.6) и учитывая, что $\frac{d\gamma}{d\tilde{\xi}} = 0$, получаем уравнение, содержащее безразмерную относительную концентрацию носителей p

$$\frac{d^2}{d\tilde{\xi}^2} \ln p + \gamma \frac{d}{d\tilde{\xi}} \left(\frac{1}{p} \right) + f(p) = 0. \quad (32.11)$$

Порядок этого уравнения можно понизить, вводя новую переменную

$$q = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{d\tilde{\xi}} = \frac{d \ln p}{d\tilde{\xi}} = q(p). \quad (32.12)$$

Подстановка (32.12) в (32.11) дает уравнение для q :

$$q \frac{dq}{dp} \pm \frac{\gamma}{p^2} q + \frac{1}{p} f(p) = 0. \quad (32.13)$$

Здесь первый член диффузионный, второй член дает результирующий ток, а третий член — объемный заряд.

Конечная цель расчета — построить вольтамперную характеристику контакта, т. е., например, вычислить приложенное напряжение V при заданном токе j . В § 19 уже отмечалось, что в однородном полупроводнике с одним типом носителей внешнее напряжение равно одному омическому падению напряжения. Докажем это более подробно для системы двух полупроводников с одинаковым типом носителей при отсутствии пересечения зон с уровнем μ .

Пусть толщина полупроводников l' и l'' . Тогда внешнее напряжение, приложенное к системе,

$$V = - \int_{l'}^{l''} E dx - V_\kappa. \quad (32.14)$$

Вводя безразмерное напряжение $\tilde{V} = \frac{eV}{kT}$, переходя к безразмерным величинам с помощью соотношений (32.5) и подставляя значение $\mathcal{E}$ из (32.7), получаем

$$\tilde{V} = \tilde{V}_{\text{ом}} + \tilde{V}_{\text{дифф}}, \quad (32.15)$$

где омическое падение напряжения

$$\tilde{V}_{\text{ом}} = \gamma' \int_{-\frac{l'}{x_0}}^0 \frac{d\xi}{p'} + \gamma'' \int_0^{\frac{l''}{x_0}} \frac{d\xi}{p''}, \quad (32.16)$$

а диффузионное падение напряжения

$$\begin{aligned} \tilde{V}_{\text{дифф}} &= \pm \int_{-\frac{l'}{x_0}}^0 \frac{1}{p'} \cdot \frac{dp'}{d\xi} d\xi \pm \int_0^{\frac{l''}{x_0}} \frac{1}{p''} \cdot \frac{dp''}{d\xi} d\xi - \tilde{V}_{\kappa} = \\ &= \pm \ln \frac{p'(0)}{p'(-l')} \pm \ln \frac{p''(l'')}{p''(0)} - \tilde{V}_{\kappa}; \end{aligned} \quad (32.17)$$

но при $j=0$ напряжение $V=0$, значит $V_{\text{дифф}}=0$, т. е.

$$\pm \ln \frac{p'^0(0)}{p'^0(-l')} \pm \ln \frac{p''^0(l'')}{p''^0(0)} - \tilde{V}_{\kappa} = 0. \quad (32.18)$$

Здесь индекс нуль, как и выше, означает, что соответствующая величина взята при $V=0$. Концентрации носителей на границе с металлом, т. е. при $x=-l'$ и $x=l''$, не меняются при приложении внешнего напряжения (пока ток много меньше теплового потока), следовательно, $p'^0(-l') = p'(-l')$ и $p''^0(l'') = p''(l'')$. Учитывая это и вычитая (32.18) из (32.17), получаем

$$\tilde{V}_{\text{дифф}} = \pm \ln \frac{p'(0) p'^0(0)}{p'^0(0) p''(0)}. \quad (32.19)$$

Если теперь принять во внимание (32.9), то оказывается, что $V_{\text{дифф}}=0$, т. е. диффузионным падением напряжения

можно пренебречь, если только плотность тока много меньше плотности теплового потока.

При отсутствии контактных явлений $p' = p'' = 1$ и

$$\tilde{V}_{\text{ом}} = \gamma' \int_{-\frac{l'}{x_0}}^0 d\zeta + \gamma'' \int_0^{\frac{l''}{x_0}} d\zeta. \quad (32.20)$$

Вычитая (32.20) из (32.16), получаем добавочное омическое падение напряжения, обусловленное контактными явлениями на границе полупроводников

$$\tilde{V}' = \gamma' \int_{-\frac{l'}{x_0}}^0 \left(\frac{1}{p} - 1 \right) d\zeta + \gamma'' \int_0^{\frac{l''}{x_0}} \left(\frac{1}{p} - 1 \right) d\zeta. \quad (32.21)$$

При удалении от границы p стремится к единице, поэтому в случае достаточно толстых полупроводников, когда l' и l'' много больше толщины приконтактного слоя, можно пределы интегрирования расширить до бесконечности. При этом мы не учитываем добавочного падения напряжения у контактов с металлическими электродами. Переходя с помощью соотношения (32.12) от интегрирования по ζ к интегрированию по p , получаем добавочное падение напряжения, связанное с контактом только между полупроводниками:

$$\tilde{V}' = \gamma' \int_0^{p'_k} \frac{1-p}{p^2 q(p)} dp + \gamma'' \int_{p''_k}^1 \frac{1-p}{p^2 q(p)} dp, \quad (32.22)$$

здесь p'_k и p''_k — значения p' и p'' на контакте.

Таким образом для построения вольтамперной характеристики, как и в § 23, не требуется звать p в функции от ζ , но достаточно определить $q(p)$. Значение $q(p)$ находится из уравнения (32.13) с граничным условием $a = 0$ при $p = 1$ (вдали от контакта). Граничные же условия (32.9)

и (32.10) служат для определения p'_κ и p''_κ . Если подставить в (32.10) $\mathcal{E}$ из (32.7) и $\frac{d\sigma}{d\xi}$ из (32.12), то получаем

$$\frac{\gamma' \mp p'_\kappa q'(p'_\kappa)}{p'_\kappa} \sqrt{n'^{\infty} \mathcal{E}'} = \frac{\gamma'' \mp p''_\kappa q''(p''_\kappa)}{p''_\kappa} \sqrt{n''^{\infty} \mathcal{E}''}. \quad (32.23)$$

Уравнение (32.13) нелинейное и точно не решается. Поэтому решаем его методом последовательных приближений в трех различных случаях. При малом токе в уравнении (32.13) в нулевом приближении можно пренебречь токовым членом. Как показано в § 23, при большом токе $j \gg j_0$ и движении носителей по направлению к контакту в уравнении (32.13) можно пренебречь объемным зарядом, а при большом токе и движении носителей от контакта — диффузионным членом. В следующих приближениях эти члены учитываются, как малые поправки. Величина q разлагается по степеням γ или $\frac{1}{\gamma}$.

§ 33. Область малых токов

При малых токах можно разложить q по степеням γ :

$$q(p) = a_0(p) + \gamma a_1(p) + \dots \quad (33.1)$$

Подставляя в (32.13) и приравнявая нулю коэффициенты при различных степенях γ , получаем уравнения последовательно для a_0 , a_1 и т. д.:

$$a_0 a'_0 + \frac{1}{p} f(p) = 0; \quad (33.2)$$

$$a_1 a'_0 + a_0 a'_1 \pm \frac{1}{p^2} a_0 = 0. \quad (33.3)$$

Здесь штрих означает производную по p . Граничные условия $a_0 = a_1 = 0$ при $p = 1$. Из (33.2)

$$\begin{aligned} a_0 &= \sqrt{2 \int_p^1 \frac{1}{p} f(p) dp} = \\ &= (\pm) \sqrt{2 \left[\frac{1+p_e}{p_e} \ln \frac{p+p_e}{p(1+p_e)} - 1 + p \right]}. \end{aligned} \quad (33.4)$$

Знак перед корнем заключен в скобки, чтобы показать, что он выбирается не как обычно, а из других соображений, а именно при $x < 0$ и $p > 1$ следует взять $(+)$, при $p < 1$ — взять $(-)$, при $x > 0$ — наоборот.

Из (33.3)

$$a_1 = \pm \frac{1}{a_0} \int_p^1 \frac{a_0 dp}{p^2}; \quad (33.5)$$

верхний знак $(+)$ для электронов, нижний $(-)$ для дырок. Ввиду того что вычисление этого интеграла в общем виде затруднительно, рассмотрим два случая.

1. Резервная область $p > p^*$, где $p^* = \frac{p_e}{\chi}$, а χ — допустимая относительная ошибка. Здесь

$$a_0 \cong (\pm)(1-p) \sqrt{\frac{2}{p}} \quad (33.6)$$

и

$$a_1 \cong \pm \frac{2}{3} \cdot \frac{1-3p+2p^{3/2}}{p(1-p)}. \quad (33.7)$$

2. Область истощения примесных центров $p < p^*$. Здесь

$$a_0 \cong \sqrt{\frac{2}{p_e} \ln \left(1 + \frac{p_e}{p} \right)}. \quad (33.8)$$

Интервал интегрирования следует разбить на две части — от p до p^* и от p^* до единицы. Однако, ввиду того что в знаменателе выражения (33.5) стоит p^3 , существенное значение имеет только интеграл по малым значениям p , т. е. при $p < p^*$, так что

$$a_1 \cong \frac{1}{p_e} \left\{ 1 + \frac{p_e}{p} - \frac{\psi \left[\sqrt{\ln \left(1 + \frac{p_e}{p} \right)} \right]}{\sqrt{\ln \left(1 + \frac{p_e}{p} \right)}} \right\}, \quad (33.9)$$

где

$$\psi(z) = \int_0^z e^{t^2} dt \quad (33.10)$$

— табулированная функция.

Определим значения p' и p'' у контакта (p'_k и p''_k), для чего подставим выражения для q в (32.23), полагая $p = p_k$.

В нулевом приближении вместо q подставляем a_0 и получаем уравнение

$$n'^{\infty} \varepsilon' \left[\frac{1 + p'_\varepsilon}{p'_\varepsilon} \ln \frac{p'_\kappa + p'_\varepsilon}{p'_\kappa (1 + p'_\varepsilon)} - 1 + p'_\kappa \right] = \\ = n''^{\infty} \varepsilon'' \left[\frac{1 + p''_\varepsilon}{p''_\varepsilon} \ln \frac{p''_\kappa + p''_\varepsilon}{p''_\kappa (1 + p''_\varepsilon)} - 1 + p''_\kappa \right]. \quad (33.11)$$

Уравнения (32.9) и (33.11) образуют систему для определения p'_κ и p''_κ . В буквенном виде эта система решается только в случае $p'_\kappa > p'^*$ и $p''_\kappa > p''^*$ (резервная область), когда для a_0 можно воспользоваться выражением (33.6). Решая систему в этом случае, получаем

$$p'_{\kappa 0} = \frac{1 + ve^{\pm \frac{\tilde{V}_\kappa}{2}}}{1 + ve^{\mp \frac{\tilde{V}_\kappa}{2}}}; \quad p''_{\kappa 0} = \frac{e^{\mp \frac{\tilde{V}_\kappa}{2}} + v}{e^{\pm \frac{\tilde{V}_\kappa}{2}} + v}, \quad (33.12)$$

где

$$v = \sqrt{\frac{\varepsilon'' n''^{\infty}}{\varepsilon' n'^{\infty}}}. \quad (33.13)$$

Легко видеть, что одно из $p_{\kappa 0}$ больше единицы, а другое меньше, т. е., как это уже отмечалось в § 31, в одном полупроводнике образуется запорный слой, а в другом — слой с повышенной концентрацией тока. Для определенности будем всегда предполагать, что $p'_\kappa > 1$ и $p''_\kappa < 1$. Это имеет место при $V_\kappa > 0$ для электронных полупроводников и при $V_\kappa < 0$ для дырочных. Тогда в выражениях (33.4) и (33.6) следует брать знак плюс. Выражения (33.12) справедливы при условии

$$e^{\mp \frac{\tilde{V}_\kappa}{2}} > p''_\kappa, \text{ т. е. при } \frac{V_\kappa}{2} < \mu''_{3,4}.$$

Если концентрация носителей в одном полупроводнике много больше, чем в другом, например, $n'^{\infty} \gg n''^{\infty} e^{|\tilde{V}_\kappa|}$, то выражения (33.12) с учетом (33.13) дают $p'_{\kappa 0} = 1$, $p''_{\kappa 0} = e^{\mp \tilde{V}_\kappa}$, т. е. условия, обычно принимаемые на границе

металл — полупроводник. Данная теория, таким образом, включает, как частный случай, контакт металл — полупроводник и позволяет сделать оценку, в каких пределах справедливы предположения, делаемые обычно в теориях этого контакта. Этим пределом является неравенство $n_{\text{мет}} \gg \gg n_{\text{шт}}^{\infty} |\tilde{V}_K|$.

В первом приближении полагаем

$$p'_K = p'_{K0} + \gamma' p'_{K1}; \quad p''_K = p''_{K0} + \gamma'' p''_{K1}. \quad (33.14)$$

Подставляя (33.1), (33.6), (33.7) и (33.14) в уравнения (32.9) и (32.23), учитывая лишь члены первой степени относительно γ и принимая во внимание (32.5), получаем для резервной области

$$p'_{K1} = \pm \frac{4}{3\sqrt{2}} \cdot \frac{\nu_1 \left(\frac{1}{p_{K0}} - f'_1 \right) + f''_1 - \frac{1}{p''_{K0}}}{f'_2 \nu_1 + f''_2 e^{\pm \tilde{V}_K}}, \quad (33.15)$$

где

$$\nu_1 = \frac{u'' n''^{\infty} e'}{u' n'^{\infty} e''}; \quad (33.16)$$

$$\left. \begin{aligned} f'_1 &= \frac{1 - 3p'_{K0} + 2p'^{3/2}_{K0}}{p'_{K0}(1 - p'_{K0})}; & f''_1 &= \frac{1 - 3p''_{K0} + 2p''^{3/2}_{K0}}{p''_{K0}(1 - p''_{K0})}; \\ f'_2 &= \frac{1 + p'_{K0}}{p'^{1/2}_{K0}}; & f''_2 &= \frac{1 + p''_{K0}}{p''^{3/2}_{K0}}. \end{aligned} \right\} \quad (33.17)$$

Далее

$$p''_{K1} = p'_{K1} e^{\pm \tilde{V}_K}. \quad (33.18)$$

Аналогично можно вычислить p'_{K1} и p''_{K1} и для области истощения, но при этом вместо (33.6) и (33.7) следует воспользоваться выражениями (33.8) и (33.9), а значения p'_{K0} и p''_{K0} , входящие в выражения для p'_{K1} и p''_{K1} , должны быть получены путем численного решения системы (32.9) и (33.11). Ввиду большой громоздкости мы не приводим эти вычисления.

Для определения добавочного падения напряжения на контакте подставляем (33.1) и (33.14) в (32.22); при этом,

если $p' > 1$, первым интегралом можно пренебречь, и мы получим

$$\tilde{V}' = A_0 \gamma'' - A_1 \gamma''^2, \quad (33.19)$$

где

$$A_0 = \int_{p_{\kappa 0}''}^1 \frac{1-p}{p^2 a_0''} dp; \quad A_1 = \int_{p_{\kappa 0}''}^1 \frac{1-p}{p^3} \cdot \frac{a_1''}{a_0''^2} dp + \frac{p_{\kappa 1}'' (1-p_{\kappa 0}'')}{p_{\kappa 0}''^2 a_0'' (p_{\kappa 0}'')}. \quad (33.20)$$

Подставляя выражения для a_0 и a_1 в случае резервной области и области истощения, можно вычислить интегралы (33.20). В итоге получаем в резервной области при $p_{\kappa}'' > p^*$:

$$A_0 \cong V^2 \left(\frac{1}{V p_{\kappa 0}''} - 1 \right); \quad (33.21)$$

$$A_1 \cong \pm \frac{1}{3 p_{\kappa 0}''} \left[1 - p_{\kappa 0}'' \ln \frac{1}{p_{\kappa 0}''} \ln 2 - 2 p_{\kappa 0}'' \ln (1 + \sqrt{p_{\kappa 0}''}) - \right. \\ \left. - \frac{2 p_{\kappa 0}''^{3/2}}{1 + \sqrt{p_{\kappa 0}''}} \right] + \frac{p_{\kappa 1}''}{p_{\kappa 0}''^{3/2} \sqrt{2}}. \quad (33.22)$$

В области истощения при $p_{\kappa}'' < p^*$

$$A_0 \cong \sqrt{\frac{2}{p_e''}} \psi(\sqrt{f_3''}); \quad (33.23)$$

$$A_1 \cong \frac{1}{p_e''} \left\{ \psi(\sqrt{f_3''}) \left[\frac{1 + \frac{p_e''}{p_{\kappa 0}''}}{\sqrt{f_3''}} - \psi(\sqrt{f_3''}) \right] - 1 \right\} + \\ + \frac{p_{\kappa 1}'' (1 - p_{\kappa 0}'')}{p_{\kappa 0}''^2 \sqrt{\frac{2}{p_e''} f_3''}}, \quad (33.24)$$

где

$$f_3'' = \ln \left(1 + \frac{p_e''}{p_{\kappa 0}''} \right), \quad (33.25)$$

а функция $\psi(z)$ определена выражением (33.10).

Первый член в выражении (33.19) дает закон Ома, а второй член — отступления от него и выпрямление. Если $A_1\gamma'' > 0$, имеем пропускное направление, если $A_1\gamma'' < 0$ — запорное направление. Исследование выражений (33.22), (33.15) и (33.18) показывает, что $A_1 \geq 0$, т. е. в пропускном направлении $\gamma \geq 0$, что соответствует движению носителей в полупроводнике II по направлению к контакту. Этот результат находится в согласии с теорией выпрямления контакта металла с полупроводником, если считать, что решающее значение имеет полупроводник II с меньшей концентрацией носителей.

Однако при одной и той же контактной разности потенциалов выпрямление на границе двух полупроводников слабее, чем на границе металл — полупроводник, по двум причинам. Во-первых, в случае двух полупроводников, согласно (33.12), $p''_{\kappa 0}$ ближе к единице, во-вторых, второй член в (33.22) еще более уменьшает выпрямление, ибо, согласно (33.15), $p'_{\kappa 1} \leq 0$. Обе причины связаны с тем, что на границе полупроводников значение концентрации носителей не является фиксированным, как на границе с металлом.

§ 34. Область больших токов

Если носители тока двигаются по направлению к контакту, то при большом токе разлагаем q по степеням $\frac{1}{\gamma}$, но так, чтобы в нулевом приближении в (32.13) отпал член, дающий объемный заряд; для этого полагаем

$$q = \gamma \left(c_0 + \frac{c_1}{\gamma^2} + \dots \right). \quad (34.1)$$

Легко показать, что коэффициенты при нечетных степенях $\frac{1}{\gamma}$ в скобках (34.1) обращаются в нуль.

Подставляя (34.1) в (32.13), получаем уравнения

$$\frac{dc_0}{dp} \pm \frac{1}{p^2} = 0; \quad (34.2)$$

$$c_0 \frac{dc_1}{dp} + \frac{f(p)}{p} = 0. \quad (34.3)$$

Граничные условия при $p = 1$ требуют, чтобы $c_0 = c_1 = 0$.

Из (34.2)

$$c_0 = \pm \frac{1-p}{p}; \quad (34.4)$$

из (34.3) и (32.6):

$$c_1 = \pm \int_p^1 \frac{f(p) dp}{1-p} = \pm \left(\ln \frac{1+p_e}{p+p_e} + 1 - p \right). \quad (34.5)$$

Если носители тока двигаются от контакта, разлагаем q по степеням $\frac{1}{\gamma}$ так, чтобы в нулевом приближении в (32.13) отпал диффузионный член; для этого полагаем

$$q = \frac{1}{\gamma} \left(b_0 + \frac{b_1}{\gamma^2} + \dots \right). \quad (34.6)$$

Коэффициенты при нечетных степенях $\frac{1}{\gamma}$ в скобках (34.6) опять-таки обратились в нуль.

Подставляя (34.6) в (32.13) и приравнявая нулю коэффициенты при различных степенях $\frac{1}{\gamma}$, получаем уравнения

$$\pm \frac{1}{p^2} b_0 + \frac{1}{p} f(p) = 0; \quad (34.7)$$

$$b_0 \frac{db_0}{dp} \pm \frac{1}{p^2} b_1 = 0, \quad (34.8)$$

откуда, учитывая (32.6), имеем:

$$b_0 = \pm \left[p^2 - \frac{p(1+p_e)}{p+p_e} \right]; \quad (34.9)$$

$$b_1 = \mp p^3 \left[p^2 - \frac{p(1+p_e)}{p+p_e} \right] \left[2p - \frac{1+p_e}{p+p_e} + \frac{p(1+p_e)}{(p+p_e)^2} \right]. \quad (34.10)$$

При каждом заданном направлении тока в одном из полупроводников электроны или дырки движутся к контакту, в другом — от контакта. При движении носителей из полупроводника II в полупроводник I, т. е. при $\gamma \geq 0$, в полупроводнике I это движение направлено от контакта и описывается уравнениями (34.6)—(34.10), в полупроводнике II — направлено к контакту и описывается уравнениями (34.1)—(34.5). Наоборот, при движении носителей из полупроводника I в полупроводник II, т. е. при $\gamma \leq 0$, для

полупроводника I следует пользоваться уравнениями (34.1)—(34.5), а для полупроводника II — уравнениями (34.6)—(34.10).

Подставляя, в соответствии с изложенным, выражения (34.1), (34.4), (34.5), (34.6), (34.9) и (34.10) в граничное условие (32.23), получаем уравнения:

в первом случае при $\gamma \geq 0$

$$\frac{\gamma'}{p_{\kappa}'} - \frac{1}{\gamma'} (p_{\kappa}'^2 - p_{\kappa}' f_4') = \left[\gamma'' - \frac{1}{\gamma''} (\ln f_4'' + 1 - p_{\kappa}'') \right] \nu; \quad (34.11)$$

во втором случае при $\gamma \leq 0$

$$\gamma' - \frac{1}{\gamma'} (\ln f_4' + 1 - p_{\kappa}') = \left[\frac{\gamma''}{p_{\kappa}''} - \frac{1}{\gamma''} (p_{\kappa}''^2 - p_{\kappa}'' f_4'') \right] \nu. \quad (34.12)$$

Здесь

$$f_4' = \frac{1 + p_e'}{p_{\kappa}' + p_e'}; \quad f_4'' = \frac{1 + p_e''}{p_{\kappa}'' + p_e''}. \quad (34.13)$$

Совместно с условием (32.9) уравнения (34.11) и (34.12) образуют системы для определения p_{κ}' и p_{κ}'' . Полагая

$$p_{\kappa}' = p_{\kappa 0}' + \frac{p_{\kappa 1}'}{\gamma'^2}; \quad p_{\kappa}'' = p_{\kappa 0}'' + \frac{p_{\kappa 1}''}{\gamma''^2}, \quad (34.14)$$

решая системы уравнений методом последовательных приближений и учитывая (32.5), получаем при $\gamma \geq 0$:

$$p_{\kappa 0}' = \frac{\gamma'}{\gamma''} \cdot \frac{1}{\nu} = \nu_1; \quad p_{\kappa 0}'' = \nu_1 e^{\mp \tilde{v}_{\kappa}}; \quad (34.15)$$

$$\left. \begin{aligned} p_{\kappa 1}' &= p_{\kappa 0}'^2 \left[p_{\kappa 0}' f_5' - p_{\kappa 0}'^2 + \frac{u'' n''^{\infty^2}}{u' n'^{\infty^3}} (\ln f_5'' + 1 - p_{\kappa 0}'') \right]; \\ p_{\kappa 1}'' &= p_{\kappa 1}' e^{\mp \tilde{v}_{\kappa}}. \end{aligned} \right\} \quad (34.16)$$

При $\gamma \leq 0$

$$p_{\kappa 0}' = \frac{1}{\nu_1} e^{\pm \tilde{v}_{\kappa}}; \quad p_{\kappa 0}'' = \frac{1}{\nu_1}; \quad (34.17)$$

$$\left. \begin{aligned} p_{\kappa 1}'' &= p_{\kappa 0}''^2 \left[p_{\kappa 0}'' f_5'' - p_{\kappa 0}''^2 + \frac{u'' n''^{\infty^2}}{u' n'^{\infty^3}} (\ln f_5' + 1 - p_{\kappa 0}') \right]; \\ p_{\kappa 1}' &= p_{\kappa 1}'' e^{\pm \tilde{v}_{\kappa}}. \end{aligned} \right\} \quad (34.18)$$

Здесь γ имеет прежнее значение (33.13),

$$\gamma_1 = \frac{u'' n''^{\infty}_{\epsilon'}}{u' n'^{\infty}_{\epsilon''}}, \quad (34.19)$$

а f'_5 и f''_5 отличаются от f'_4 и f''_4 лишь тем, что вместо p'_k и p''_k следует поставить p'_{k0} и p''_{k0} .

Из выражений (34.15) и (34.17) следует, что при $1 < \gamma_1 < e^{\pm \tilde{V}_k}$ в полупроводнике *I* образуется слой с повышенной концентрацией носителей, а в полупроводнике *II* — запорный слой. Если же γ_1 меньше единицы или больше $e^{\pm \tilde{V}_k}$, в обоих полупроводниках в зависимости от направления тока образуются либо запорные слои, либо слои с повышенной концентрацией носителей.

Знак выпрямления при больших токах зависит не только от контактной разности потенциалов, но и от проводимостей un обоих полупроводников и от их диэлектрических постоянных, входящих в выражение для γ_1 . А именно из (34.15) и (34.17)

получается, что при $\gamma_1 > e^{\pm \frac{\tilde{V}_k}{2}}$ пропускное направление со-

ответствует случаю $\gamma \geq 0$, а при $\gamma_1 < e^{\pm \frac{\tilde{V}_k}{2}}$ — случаю $\gamma \leq 0$, ибо в этом случае концентрации носителей у контакта выше. Выпрямление может наблюдаться и при $V_k = 0$ за счет различия проводимостей. При этом пропускное направление соответствует движению носителей тока из полупроводника с большей проводимостью в полупроводник с меньшей проводимостью (точнее, с меньшим отношением $\frac{un}{\epsilon}$).

Обращаем внимание на то, что в случае $\gamma_1 < e^{\pm \frac{\tilde{V}_k}{2}}$ при большом токе знак выпрямлений иной, чем при малом токе, с ростом тока коэффициент выпрямления меняет знак.

При вычислении добавочного падения напряжения следует учесть, что, поскольку $e^{\pm \tilde{V}_k} > 1$, имеет значение лишь добавочное падение напряжения в полупроводнике *II* за исключением случая $\gamma_1 > e^{\pm \tilde{V}_k}$. Но в этом случае добавочное падение напряжения вообще ничтожно. Поэтому в выражении (32.22) удерживаем лишь второй интеграл.

При $\gamma \geq 0$, подставляя (34.1), (34.4), (34.5) и (34.14) в (32.22), получаем добавочное падение напряжения

$$\tilde{V}' = \pm \ln \frac{1}{p''_{\kappa 0}} \mp \frac{1}{\gamma''^3} \left[G\left(\frac{1}{f''_5}\right) + 1 - p''_{\kappa 0} + \frac{p''_{\kappa 1}}{p''_{\kappa 0}} \right], \quad (34.20)$$

где

$$G(z) = \int_z^1 \frac{1}{1-u} \ln \frac{1}{u} du. \quad (34.21)$$

При $z < 0,01$ $G(z) = 2,645 = \text{const}$ и, если $p''_{\kappa 0} < 0,01$, то

$$\tilde{V}' \cong \ln \frac{1}{p''_{\kappa 0}} - \frac{1}{\gamma''^3} \left(2,645 + \frac{p''_{\kappa 1}}{p''_{\kappa 0}} \right). \quad (34.22)$$

С возрастанием тока $\tilde{V}'$ стремится к постоянному пределу, равному $\pm \tilde{V}_\kappa - \ln v_1$.

При $\gamma \leq 0$ подставляем в (32.22) выражения (34.6), (34.29) и (34.10), получаем

$$\tilde{V}' = B_0 \gamma^3 - B_1, \quad (34.23)$$

где

$$B_0 = \mp \frac{1}{1+p''_e} \left[\frac{1}{1+p''_e} \left(\frac{1}{p''_{\kappa 0}} - 1 \right) + \frac{1}{2} p''_e \left(\frac{1}{p''_{\kappa 0}^2} - 1 \right) + \frac{1}{(1+p''_e)^3} \ln(p''_{\kappa 0} f''_6) \right]; \quad (34.24)$$

$$B_1 = \mp \left[2(1-p''_{\kappa 0}) - (2+p''_e) \ln f''_6 + (1+p''_e) \frac{f''_{\kappa 0}}{f''_5} - p''_e \ln p''_{\kappa 0} + p''_{\kappa 1} \frac{1-p''_{\kappa 0}}{p''_{\kappa 0}^3 f''(p''_{\kappa 0})} \right]; \quad (34.25)$$

$$f''_6 = \frac{2+p''_e}{1+p''_{\kappa 0}+p''_e}. \quad (34.26)$$

Если $p''_e \ll 1$ и $p''_{\kappa} \ll 1$, то

$$\left. \begin{aligned} B_0 &\cong \pm \left[\frac{1}{p''_{\kappa 0}} + \frac{p''_e}{2p''_{\kappa 0}^2} + \ln(2p''_{\kappa 0}) \right]; \\ B_1 &\cong \pm \left[2 - 2 \ln 2 - \ln \left(1 + \frac{p''_e}{p''_{\kappa 0}} \right) + \frac{p''_{\kappa 1} (p''_{\kappa 0} + p''_e)}{p''_{\kappa 0}^3} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (34.27)$$

Выражения (34.20) и (34.23) имеют смысл только при $p_k'' < 1$, в противном случае $V' = 0$. Из выражения (34.20) следует,

что обратное выпрямление, имеющее место при $v_1 < e^{\pm \frac{\tilde{v}}{2}}$, и $\gamma'' \gg 1$, незначительно; при одном и том же токе напряжение в запирающем направлении больше напряжения в пропускном направлении на постоянную величину $\pm V_k - \frac{kT}{e} \ln v_1$ (V' в пропускном направлении в этом случае равно нулю).

§ 35. Контакт двух полупроводников с сильно различной величиной проводимости

Если проводимость обоих полупроводников сильно различна, может оказаться, что в одном из них $\gamma > 1$, а в другом $\gamma < 1$. Очевидно, контактные явления заметно выражены лишь тогда, когда запирающий слой образуется в полупроводнике с меньшей проводимостью. Поэтому мы ограничимся рассмотрением лишь этого случая, предполагая, что $u'n'^{\infty} \gg u''n''^{\infty}$ и попрежнему считая, что $V_k \geq 0$, т. е. что запирающий слой образуется в полупроводнике II. Полупроводник I в этих условиях играет роль металлического электрода. Согласно (32.5), $\gamma' \ll \gamma''$, примем, что $\gamma' \ll 1$, $\gamma'' \gg 1$. В этом случае для полупроводника I справедливы формулы (33.1)—(33.9) для малых токов, а для полупроводника II — формулы (34.1)—(34.10) для больших токов.

Определяя p_k' и p_k'' из граничных условий, в левую часть уравнения (32.23) следует подставлять q для малых токов, а в правую часть — для больших. При этом правая часть окажется пропорциональной γ'' , тогда как главный член левой части $\mp q'(p_k')$ не зависит от тока. Следовательно, при $\gamma'' \geq 0$ (носители тока в полупроводнике II движутся к контакту) $q'(p_k') < 0$ и $p_k' < 1$, при $\gamma'' \leq 0$ будет $q'(p_k') > 0$ и $p_k' > 1$.

При $\gamma'' \geq 0$, предполагая, что $p_k' > p_k^*$, подставив в уравнение (32.23) выражения (33.1), (33.6), (33.7), (34.1) (34.4)

и (34.5), получаем:

$$\begin{aligned} \mp \frac{1-p'_k}{\sqrt{p'_k}} \sqrt{2} + \frac{\gamma'}{p'_k} - \frac{2}{3} \gamma' \frac{1-3p'_k+2p_k'^{3/2}}{p'_k(1-p'_k)} = \\ = \left[1 - \frac{1}{\gamma''^2} (\ln f_4'' + 1 - p'_k) \right] \gamma'' \nu. \end{aligned} \quad (35.1)$$

При $\gamma'' \leq 0$ подставляем в (32.23) выражения (33.1), (33.6), (33.7), (34.6), (34.9) и (34.10) и получаем:

$$\begin{aligned} \mp \frac{p'_k-1}{\sqrt{p'_k}} \sqrt{2} + \frac{\gamma'}{p'_k} - \frac{2}{3} \gamma' \frac{1-3p'_k+2p_k'^{3/2}}{p'_k(1-p'_k)} = \\ = \left[1 - \frac{1}{\gamma''^2} (p_k''^2 - p_k'' f_4'') \right] \gamma'' \nu. \end{aligned} \quad (35.2)$$

Здесь f_4'' дается выражением (34.13), а ν — выражением (33.13).

Уравнения (35.1) и (35.2) решаем методом последовательных приближений. Коэффициент $\gamma'' \nu$ может быть как больше, так и меньше единицы, и поэтому соответствующие члены следует учесть уже в нулевом приближении. Малые поправки будут двоякого рода: от членов, пропорциональных $\frac{1}{\gamma''^2}$ в квадратных скобках правой части. Поэтому решения ищем в виде

$$p'_k = p'_{k0} + \gamma' p'_{k1} + \frac{1}{\gamma''^2} p'_{k2}; \quad p''_k = p''_{k0} + \gamma' p''_{k1} + \frac{1}{\gamma''^2} p''_{k2}. \quad (35.3)$$

Подставляя это в уравнения (32.9), (35.1) и (35.2), получаем при $\gamma \geq 0$

$$p'_{0} = \left(\frac{-|\gamma''| \nu}{2 \sqrt{2}} + \sqrt{1 + \frac{\gamma''^2 \nu^2}{8}} \right)^2; \quad (35.4)$$

$$p'_{k2} = \mp \frac{2}{f_2'} (\ln f_5 + 1 - p''_{k0}) \nu. \quad (35.5)$$

При $\gamma \leq 0$ значение $p'_{\kappa 0}$ есть единственный действительный корень уравнения

$$p'^{2/3}_{\kappa 0} - \sqrt{p'_{\kappa 0}} - |\gamma''| \frac{\nu}{\sqrt{2}} e^{\pm \tilde{v}_{\kappa}} = 0; \quad (35.6)$$

$$p'_{\kappa 2} = \mp \frac{2}{f'_2} (p'^{2}_{\kappa 0} - p''_{\kappa 0} f''_5) \nu. \quad (35.7)$$

В обоих случаях

$$p'_{\kappa 1} = \mp \frac{1}{f'_2} \left(\frac{1}{p'_{\kappa 0}} - \frac{2}{3} f'_1 \right), \quad (35.8)$$

но при $\gamma \geq 0$ сюда следует подставить выражение (35.4) для $p'_{\kappa 0}$, а при $\gamma \leq 0$ — корень уравнения (35.6). Во всех случаях

$$p''_{\kappa 0}, p''_{\kappa 1}, p''_{\kappa 2} = (p'_{\kappa 0}, p'_{\kappa 1}, p'_{\kappa 2}) e^{\mp \tilde{v}_{\kappa}}. \quad (35.9)$$

Напоминаем, что f'_1 и f'_2 даются выражениями (33.17), а f'_5 — выражением (34.13) с заменой в нем p''_{κ} на $p'_{\kappa 0}$.

При $|\gamma''| \nu \gg 1$ мы имеем $p'_{\kappa} \cong 1$, и все формулы переходят в формулы теории контакта металл — полупроводник. Таким образом, последнее неравенство дает область применения этой теории. Но, если среда I есть металл, то вместо n^{∞} следует подставлять не полное число валентных электронов, а некоторое эффективное число электронов, участвующих в проводимости, т. е. находящихся вблизи уровня Ферми.

При $\gamma \geq 0$ и $|\gamma''| \nu \gg 1$ может оказаться, что $p'_{\kappa} < p^*$, следовательно выражения (33.6) и (33.7), а значит и (35.4) — (35.5) перестают быть справедливыми. Ограничиваясь в этом случае нулевым приближением и подставляя в уравнение (32.23) вместо (33.6) выражение (33.8), справедливое при $p_{\kappa} \ll 1$, получаем

$$p'_{\kappa 0} = \frac{p'_e}{e^{\frac{p'_e}{2} \gamma''^2 \nu^2} - 1}. \quad (35.10)$$

При $1 \ll \gamma'' \nu \ll \sqrt{\frac{2}{p'_e}}$ (35.4) и (35.10) совпадают,

Добавочное падение напряжения V' в приконтактном слое полупроводника II вычисляется так же, как и в § 34. Полученные там выражения (34.20), (34.23), (34.24) и (34.25) справедливы и в рассматриваемом случае, если подставлять p''_{k0} , вычисленные в настоящем параграфе, а вместо p''_{k1} подставить

$$p''_{k3} = (p'_{k1} \gamma' \gamma''^2 + p'_{k2} \gamma'') e \mp \tilde{v}_k, \quad (35.11)$$

где p'_{k1} определяется выражением (35.8), а p'_{k2} — выражениями (35.5) или (35.7).

ГЛАВА VII

КОНТАКТ ДВУХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ СО СМЕШАННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

§ 36. Физические основы теории

Б. И. Давыдов [1, 2] еще в 1938 г. высказал весьма плодотворную идею о том, что значительное выпрямление имеет место на границе электронного и дырочного полупроводников, причем ток через контакт определяется концентрацией неосновных носителей тока — дырок в электронном полупроводнике и электронов — в дырочном. Таким образом оба полупроводника следует рассматривать, как полупроводники со смешанной проводимостью.

Рассмотрим подробнее, что происходит, когда имеются электронный и дырочный полупроводники в контакте друг с другом. На рис. 19 показана схема их зон по

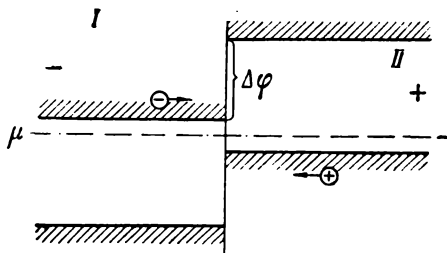


Рис. 19. Схема зон при контакте двух полупроводников.

обычной зонной теории — слева электронный полупроводник I, справа — дырочный полупроводник II, уровень химического потенциала μ одинаков для обоих полупроводников. Ради простоты на рис. 19 не показано возможное искривление зон у контакта за счет контактной разности потенциалов и поверхностных уровней. Если к этой системе приложить внешнее напряжение V , минус к электронному полупроводнику I, плюс к дырочному II, то электроны в I и дырки в II будут

двигаться по направлению к границе. Но, как видно из рис. 19, переход электрона или дырки через границу затруднен. Действительно, зона проводимости в дырочном полупроводнике лежит значительно выше, так что на нее может попасть лишь ничтожная доля электронов полупроводника *I*, обладающая достаточной тепловой энергией. Эта доля равна $e^{-\Delta\varphi}$, где $\Delta\varphi$ — расстояние между нижними краями зон проводимости *I* и *II* в единицах потенциала, $\Delta\varphi = \frac{e\Delta\psi}{kT}$ (как и ранее, значок $\sim$ означает умножение на $\frac{e}{kT}$). При $\Delta\varphi \cong 1$ в и комнатной температуре $e^{-\Delta\varphi} \cong 10^{-17}$. Точно так же, лишь ничтожная доля дырок из *II* может попасть в заполненную зону электронного полупроводника, ибо эта зона лежит значительно ниже, а переход дырки вниз эквивалентен переходу электрона на более высокий энергетический уровень.

Можно себе представить, что электроны из полупроводника *I* и дырки из полупроводника *II* рекомбинируют друг с другом на границе. Однако этот процесс также сравнительно маловероятен. Действительно, чтобы рекомбинировать с дыркой в полупроводнике *II*, электроны из полупроводника *I* должны туда проникнуть. Поскольку энергия электрона в *I* лежит как раз в запретной зоне полупроводника *II* (рис. 19), электрон может проникнуть в *II* только посредством своеобразного туннельного эффекта. Расчеты показывают, что такой туннельный эффект происходит лишь на расстоянии s_3 порядка 10^{-7} см. Значит электрон, упавший на границу, может рекомбинировать лишь с дырками, лежащими в эффективном слое толщиной $s_3 \cong 10^{-7}$ см. Если принять, как и в § 18, что сечение рекомбинации электрона и дырки $\sigma = 10^{-15}$ см², а концентрация дырок в полупроводнике *II* есть $n_2 = 10^{15}$ см⁻³, то вероятность рекомбинировать для электрона, упавшего на границу, равна $n_2 s_3 \sigma = 10^{-1}$. Следовательно, почти все электроны, а также и дырки, отражаются от границы раздела.

Поэтому под действием внешнего напряжения электроны и дырки скапливаются у границы раздела, где их концентрация возрастает. Возникают диффузионные потоки, направленные от границы раздела. В стационарном состоянии эти

диффузионные потоки почти уравнивают потоки проводимости во внешнем поле (за исключением малого результирующего потока носителей, переходящих через границу раздела). Таким способом формируются запорные слои совсем особого рода. В них концентрация носителей тока не понижена, а даже повышена, и тем не менее результирующий ток мал, ибо ток проводимости уравнивается диффузионным током.

Явление накопления носителей тока у границы под действием внешнего приложенного напряжения аналогично явлению, описанному в § 31 для границы двух полупроводников с проводимостью одного типа, но различной величины. Однако в случае контакта электронного полупроводника с дырочным это явление выражено несравненно сильнее и потому играет основную роль.

Скопление электронов и дырок в приконтактных слоях приводит к образованию объемного заряда ρ и искривлению зон. В электронном полупроводнике $\rho < 0$, и зоны загибаются вниз; в дырочном $\rho > 0$, и зоны загибаются вверх. Это происходит под действием внешнего приложенного напряжения без контактной разности потенциалов V_K . При наличии V_K действует сумма приложенного внешнего напряжения и контактной разности потенциалов, $V + V_K$.

Если внешнее напряжение приложено в обратном направлении, т. е. плюс к электронному полупроводнику, происходят все те же явления, только с обратным знаком. Электроны и дырки под действием поля двигаются от границы раздела, образуются слои, обедненные носителями тока. Диффузионные потоки направлены к границе раздела и почти уравнивают потоки проводимости. Объемные заряды имеют обратный знак, а зоны искривляются в противоположную сторону. Поскольку в данном случае концентрация электронов и дырок у границы понижена, прохождение тока через контакт еще более затруднено, чем в первом случае. Поэтому первый вариант (минус у электронного полупроводника; примем, что при этом $V > 0$) соответствует пропускному направлению, а второй вариант (плюс у электронного полупроводника, $V < 0$) соответствует запорному направлению.

Согласно уравнению (15.15), при наличии тока уровни химического потенциала для электронов и дырок не совпадают

друг с другом. В электронном полупроводнике поток электронов относительно мал и потому μ_1 дается выражением (15.17), то же самое справедливо для μ_2 в дырочном полупроводнике. Отсюда следует, что если края зон следуют за ходом $-\varphi$, то μ_1 в полупроводнике I и μ_2 в полупроводнике II изображаются горизонтальными прямыми. Так как переход электрона через границу раздела маловероятен, то μ_1 в полупроводнике I и μ_2 в полупроводнике II не обязаны лежать на одной высоте. Если к системе приложено внешнее напряжение, то переход электронов из одного полупроводника в другой более свободно происходит окольным путем через источник напряжения. Поэтому из закона сохранения энергии следует, что расстояние между уровнями μ_1 и μ_2 в нулевом приближении, т. е. в пренебрежении током, проходящим через контакт, равно внешнему напряжению V . Если $V > 0$ (пропускное направление), μ_1 лежит выше μ_2 , если $V < 0$ (запорное направление), μ_1 лежит ниже μ_2 .

На основании всего изложенного на рис. 20 изображена схема уровней около контакта при внешнем напряжении, приложенном в пропускном направлении, на рис. 21 — то же

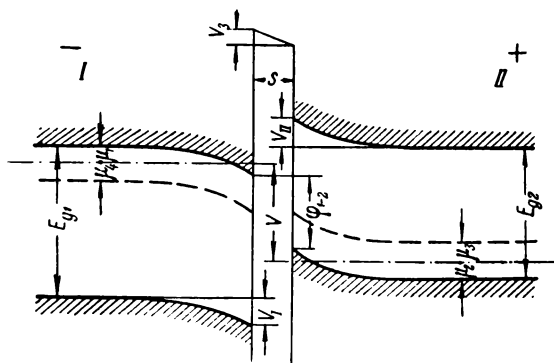


Рис. 20. Схема зон двух полупроводников в пропускном направлении.

самое, когда напряжение приложено в запирающем направлении. В обоих случаях предполагается, что, кроме того, существует контактная разность потенциалов между полупроводниками V_k , но приложенное напряжение настолько

велико, что в первом случае $V + V_k > 0$, а во втором $V + V_k < 0$. Для общности на рис. 20 и 21 показано, что между полупроводниками существует зазор толщиной s . Этот зазор может быть обусловлен адсорбированными слоями

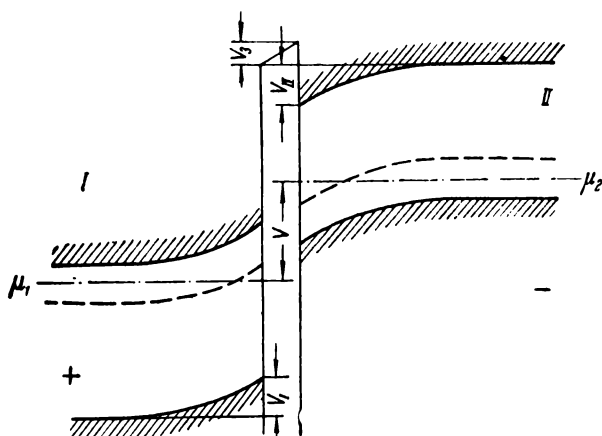


Рис. 21. Схема зон двух полупроводников в запорном направлении.

газа или других загрязнений. Толщина его s имеет порядок 10^{-7} см или менее. E_{g1} и E_{g2} — ширина запрещенных зон; μ_3 и μ_4 — расстояния от уровня Ферми до акцепторных и донорных уровней.

В полупроводниках имеют место падения напряжения V_I и V_{II} , в зазоре V_3 . Края зон у контакта опускаются или поднимаются на величину V_I и V_{II} относительно их положения вдали от контакта. При этом, когда $V + V_k > 0$, края зон могут пересечь уровень химического потенциала. Следовательно, нельзя считать, что электроны и дырки распределяются по закону Больцмана, как это обычно предполагается в теориях полупроводников, а нужно пользоваться распределением Ферми и соответствующими ему формулами главы IV.

Граница раздела — плоская и все величины зависят только от координаты x , откладываемой перпендикулярно плоскости контакта.

Изложенная физическая картина контакта дает очень удобную схему для расчета, который можно проводить методом последовательных приближений, причем в нулевом приближении можно предполагать отсутствие тока через контакт при приложенном внешнем напряжении, считая параметром малости вероятность прохождения электрона через контакт. Расчет в нулевом приближении должен дать распределение поля у контакта. Затем в первом приближении вычисляется ток через контакт j в зависимости от приложенного напряжения V .

Такой метод расчета, очевидно, справедлив при условии, что в выражениях (14.10) или (15.15) плотность потока $j_{1,2}$ много меньше любого из членов правой части. Установить точно, когда это условие имеет место, можно, лишь вычислив ток через контакт. В качестве очень грубой оценки области применимости расчета может служить условие, что сопротивление контакта R_k в пропускном направлении много больше суммы $\sum R$ сопротивлений полупроводников, измеренных порознь, что действительно наблюдалось на опыте для контакта электронного полупроводника с дырочным.

Покажем это сначала для случая невырожденных частиц, когда справедливо уравнение (14.10). В отсутствие контактных явлений сила тока $j_0 = E_0 e n_{1,2}^\infty u$. При одном и том же приложенном напряжении V сила тока $j_0 \gg j$, если $R_k \gg \sum R$, а у контакта $E > E_0$, ибо всё падение напряжения сосредотачивается в узком приконтактном слое. Кроме того, при токе в пропускном направлении у контакта повышенная концентрация электронов и дырок $n_{1,2} > n_{1,2}^\infty$. Следовательно, имеет место неравенство

$$j \ll j_0 = E_0 e n_{1,2}^\infty u_{1,2} < E e n_{1,2} u_{1,2}, \quad (36.1)$$

что и требовалось доказать.

При вырождении $\mu_{1,2} < 0$ и множитель $\ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_{1,2}})$ в выражении (15.15) возрастает и, следовательно, неравенство

$$j_{1,2} \ll A_{1,2} \ln(1 + e^{-\tilde{\mu}_{1,2}}) E, \quad (36.2)$$

аналогичное неравенству (36.1), тем более выполняется.

Остается сделать выбор между двумя возможными механизмами перехода электронов через контакт. Из приведен-

ной выше оценки следует, что роль того или другого механизма зависит от величины $\Delta\phi$ (рис. 19). В случае контакта типично электронного полупроводника с типично дырочным $\Delta\phi$ может достигать 1 в и более. Тогда тепловой заброс ничтожен, и большую роль играет рекомбинация на границе. В случае же контакта двух полупроводников со смешанной проводимостью (одного — преимущественно электронного, другого — преимущественно дырочного) $\Delta\phi$ не может быть велико (иначе проводимость второго рода в каждом полупроводнике ничтожно мала), и большую роль играет тепловой заброс. Чтобы установить границу между обоими механизмами, нужно сделать расчет по тому и другому варианту.

Вариант рекомбинации электронов и дырок на границе будет рассмотрен в следующей главе, в настоящей же главе принят в расчет тепловой заброс электронов в дырочный полупроводник и дырок в электронный.

Этот механизм по существу принят и в теории Б. И. Давыдова, изложенной в § 37, но схема расчета там не такая, какая намечена выше. Давыдов вовсе не использует уравнение Пуассона, а распределение поля находит из диффузионных уравнений, в которых учитывается также рекомбинация электронов и дырок, но не на границе, а в объеме полупроводников. Ниже мы покажем ошибочность такого метода, поэтому расчет Давыдова, по нашему мнению, в настоящее время представляет лишь исторический интерес и будет приведен в сокращенном виде.

Вся остальная часть главы посвящена уточненной теории контакта двух полупроводников со смешанной проводимостью. В обоих полупроводниках учтываются и электроны и дырки. Каждый полупроводник разбивается на две области: *A* и *B*. В областях *A*, непосредственно прилегающих к контакту, существует объемный заряд и приконтактное поле. Как это уже было показано в главе V, в этих областях можно пренебречь рекомбинацией электронов и дырок и так как здесь рассматривается плоский случай, плотности потоков электронов и дырок постоянны в этих областях.

В областях *B* поле мало, но происходит рекомбинация дырок, заброшенных в электронный полупроводник с электронами, и электронов, заброшенных в дырочный полупроводник с дырками, а также обратные процессы диссоциации, точно так же, как в области IV, рассмотренной в главе V.

Граница между областями A и B определяется точно так же, как определялась граница r_3 между областями II и IV в главе V. Но в отличие от главы V здесь имеет место полная симметрия относительно электронов и дырок. Основное сопротивление току электронов оказывает область B' в дырочном полупроводнике, а току дырок — область B' в электронном полупроводнике (все величины, относящиеся к электронному полупроводнику I , будем снабжать одним штрихом, а к дырочному полупроводнику — двумя штрихами).

Произведенный расчет показал, что контакт преимущественно электронного полупроводника с преимущественно дырочным дает значительное выпрямление, однако пропускное сопротивление при малом напряжении велико ввиду того, что области B оказывают большое сопротивление как току электронов, так и току дырок.

§ 37. Теория контакта двух полупроводников по Давыдову

Б. И. Давыдов ^[1, 2] первый высказал предположение о существовании в твердых выпрямителях слоев полупроводника с различным типом проводимости. В связи с этим он рассчитал контакт двух таких полупроводников.

Исходное предположение Б. И. Давыдова таково: если к системе электронного и дырочного полупроводников приложить внешнее напряжение, а именно $(+)$ приложить к дырочному, а $(-)$ — к электронному полупроводнику, то дырки в дырочном и электроны в электронном полупроводниках будут двигаться по направлению к контакту между ними. Для того чтобы шел постоянный ток, дырки и электроны должны уничтожаться вблизи плоскости контакта $x = 0$, т. е. рекомбинация электронов и дырок должна превышать их возникновение вследствие тепловой диссоциации. Для этого необходимо, чтобы концентрации электронов n_1 и дырок n_2 были больше их нормальных значений n_1^∞ и n_2^∞ вдали от контакта. Количество уничтожающихся частиц пропорционально избытку, т. е.

равно $\frac{n_{1,2} - n_{1,2}^\infty}{\tau_{1,2}}$, где τ_1 и τ_2 — время жизни электронов и дырок.

Если внешнее напряжение приложено в обратном направлении, электроны и дырки двигаются от контакта, т. е.

вблизи контакта возникновение их превышает рекомбинацию, для чего необходимо условие $n_{1,2} < n_{1,2}^{\infty}$.

При равных абсолютных значениях приложенного напряжения в первом случае пойдет больший ток, т. е. имеет место выпрямление.

Диффузионные уравнения для электронов и дырок с учетом их появления и исчезновения имеют в стационарном случае вид:

$$\frac{dj_{1,2}}{dx} + \frac{1}{\tau_{1,2}}(n_{1,2} - n_{1,2}^{\infty}) = 0, \quad (37.1)$$

где плотности потоков

$$j_{1,2} = u_{1,2} \left(\mp En_{1,2} - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_{1,2}}{dx} \right). \quad (37.2)$$

Полный ток

$$j = e(j_2 - j_1) = \text{const}. \quad (37.3)$$

Граничные условия (17.6) на поверхности раздела в отсутствии зазора и при потоках, меньших тепловых, имеют вид

$$\frac{n'_{1,2}(0)}{n_{1,2}^{\infty}} = \frac{n''_{1,2}(0)}{n_{1,2}^{\infty}} e^{\pm \tilde{V}_K}, \quad (37.4)$$

где одним штрихом обозначены концентрации электронов и дырок в преимущественно электронном полупроводнике, двумя штрихами — в преимущественно дырочном. V_K — контактная разность потенциалов между полупроводниками. Кроме того, имеет место условие непрерывности тока

$$j'_{1,2}(0) = j''_{1,2}(0). \quad (37.5)$$

Уравнения (37.1) и (37.3) после подстановки (37.2) дают систему уравнений для определения трех неизвестных n_1 , n_2 и E . Ввиду нелинейности в общем виде система неразрешима.

В первой из своих работ [1] Б. И. Давыдов решает задачу в частном случае при

$$\frac{n_2^{\infty}}{n_1^{\infty}} = \frac{\tau_2}{\tau_1}, \quad (37.6)$$

однако, как отмечает и сам автор, это условие физического смысла не имеет. Поэтому мы не будем останавливаться на таком решении.

Во второй работе [3] делаются более разумные предположения:

$$n'_1 \gg n'_2; n''_1 \ll n''_2; \frac{n'_1}{\tau'_1} \gg \frac{n'_2}{\tau'_2}; \frac{n''_1}{\tau''_1} \ll \frac{n''_2}{\tau''_2}, \quad (37.7)$$

и тогда система уравнений приближенно решается. Для добавочного по сравнению с нормальным омическим падению напряжения получается следующее выражение *):

$$V' = \frac{j}{\alpha' u'_2 n'_2 + \alpha'' u''_1 n''_1} \left(\rho' n'_2 \frac{u'_1 \tau'_1 - u'_2 \tau'_2}{\tau'_2} + \rho'' n''_1 \frac{u''_1 \tau''_1 - u''_2 \tau''_2}{\tau''_2} \right) + \frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{j}{j_s} \right), \quad (37.8)$$

где

$$\alpha' = \sqrt{\frac{e}{u'_2 \tau'_2 kT}}; \alpha'' = \sqrt{\frac{e}{u''_1 \tau''_1 kT}}; \rho' = \frac{1}{e u'_1 n'_1}; \rho'' = \frac{1}{e u''_2 n''_2};$$

$$j_s = e \left(\frac{n'_2}{\alpha' \tau'_2} + \frac{n''_1}{\alpha'' \tau''_1} \right). \quad (37.9)$$

Второй член выражения (37.8) дает выпрямление, ибо при $j < 0$ напряжение V возрастает с j лишь логарифмически, а при $j > 0$ и $j \rightarrow j_s$ — стремится к бесконечности.

Теория Давыдова содержит разумные физические предположки, однако с его расчетом мы не можем согласиться по следующим причинам:

1. Времена жизни электронов и дырок τ_1 и τ_2 не являются константами данного материала, как это принимает Б. И. Давыдов, но зависят от концентраций тех зарядов, с которыми рекомбинируют данные подвижные заряды, а эти концентрации при наличии у контакта электрического поля не остаются постоянными.

2. Диффузионные уравнения не могут быть написаны в виде (37.1). Как следует из формул главы IV, вместо разностей $n_{1,2} - n_{1,2}^\infty$ должны стоять разности произведений $n_1 n_2 - n_1^\infty n_2^\infty$.

*) В работе Давыдова полупроводник I — дырочный; полупроводник II — электронный, потому знаки и обозначения в некоторых формулах иные.

3. В главе IV показано также, что уравнение (37.3) следует тождественно из диффузионных уравнений [видоизмененных уравнений (37.1)]. Но в этом случае для определения трех неизвестных n_1 , n_2 и E не хватает одного уравнения. Это недостающее уравнение есть уравнение Пуассона, которое должно быть также включено в рассмотрение, как это и сделано во всех последующих теориях.

Давыдов упоминает также о возможности рекомбинации электронов полупроводника с дырками из дырочного, но, считая, что на их границе процесс существенен только для изоляторов, он его не рассматривает подробно. Знак выпрямления, указанный Давыдовым для этого случая, оказывается обратным полученному в главе VIII при детальном рассмотрении.

§ 38. Расчет в нулевом приближении

Переходим к изложению уточненной теории по схеме, намеченной в § 36.

В нулевом приближении пренебрегаем током, электронами в дырочном полупроводнике и дырками в электронном. Цель расчета в нулевом приближении — определить концентрации основных носителей тока и распределение потенциала вблизи контакта при заданном внешнем напряжении V . Потенциал φ будем откладывать от удаленных областей полупроводника, т. е. в полупроводнике I полагаем $\varphi = 0$ при $x = -\infty$, а в полупроводнике II — при $x = \infty$. x в каждом полупроводнике откладывается от его поверхности. В полупроводнике I будет $x < 0$, а в полупроводнике II будет $x > 0$. В пренебрежении током, согласно (15.11) и (15.17), получаем следующие выражения для концентраций электронов и дырок:

$$n_{1,2} = B_{1,2} F(\pm \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{1,2}). \quad (38.1)$$

Напомним, что, согласно (15.12) и (15.13),

$$B_{1,2} = 4\pi \frac{(2m_{1,2}kT)^{3/2}}{h^3}; \quad F(z) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{u} du}{e^{u-z} - 1}. \quad (38.2)$$

Здесь все обозначения прежние, только μ_1 и μ_2 — расстояния между уровнем химического потенциала и краями зон вдали от контакта; для краткости мы опускаем значок ∞ .

Для определения φ служит уравнение Пуассона. Составляя его, необходимо учесть как подвижные, так и неподвижные заряды. Как это обычно предполагается, считаем, что в электронном полупроводнике имеются только уровни доноров (уровни 4 на рис. 15), концентрация их N_4 в 1 см^3 ; вдали от контакта все они находятся на одной и той же высоте на μ_4 ниже уровня химического потенциала (рис. 20). Аналогично в дырочном полупроводнике имеется N_3 уровней прилипания или акцепторов, расположенных вдали от контакта на μ_3 выше уровня химического потенциала. Число зарядов на этих примесных уровнях, так же как и число подвижных зарядов, дается распределением Ферми, а именно:

$$n_4 = \frac{N_4}{1 + e^{\tilde{\varphi} + \tilde{\mu}_4}}; \quad n_3 = \frac{N_3}{1 + e^{-\tilde{\varphi} + \tilde{\mu}_3}}; \quad (38.3)$$

n_4 — число дырок на уровнях доноров в полупроводнике I, n_3 — число электронов на уровнях акцепторов в полупроводнике II.

Числа уровней N_4 и N_3 обычно значительно меньше концентраций атомов соответствующих примесей, определяемых путем химического анализа; можно предполагать, что не все атомы примеси являются активными. Поэтому N_4 и N_3 более надежно определить из условий нейтральности вдали от контакта при $\varphi = 0$; $n_1 = n_4$, $n_2 = n_3$, откуда

$$N_4 = B_1 F(-\tilde{\mu}_1)(1 + e^{\tilde{\mu}_1}); \quad N_3 = B_2 F(-\tilde{\mu}_2)(1 + e^{\tilde{\mu}_2}). \quad (38.4)$$

В результате подстановки (38.1) и (38.3) в уравнение Пуассона (16.1) оно приобретает в одномерном случае вид: в полупроводнике I

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon'} \left[\frac{N_4}{1 + e^{\tilde{\varphi} + \tilde{\mu}_4}} - B_1 F(\tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_1) \right]; \quad (38.5)$$

в полупроводнике II

$$\frac{dE''}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon''} \left[B_2 F(-\tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_2) - \frac{N_3}{1 + e^{-\tilde{\varphi} + \tilde{\mu}_3}} \right]; \quad (38.6)$$

ϵ' и ϵ'' — диэлектрические постоянные полупроводников.

Граничные условия для этих уравнений $E = 0$ при $x = \pm \infty$, т. е. при $\varphi = 0$. Полагая

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dE^2}{d\varphi},$$

интегрируя по φ и учитывая, что

$$\int_0^z F(z) dz = \frac{3}{2} F_{3/2}(z),$$

где интеграл

$$F_{3/2}(z) = \int_0^\infty \frac{u^{3/2} du}{e^{u-z} + 1} \quad (38.7)$$

так же, как и $F(z)$, протабулирован Мак-Дугалом и Сто-нером [4], получаем:

$$E', E'' =$$

$$= \sqrt{\frac{8\pi k T B_1}{\epsilon', ''} \left[\frac{2}{3} F_{3/2}(\pm \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{1,2}) - \frac{2}{3} F_{3/2}(-\tilde{\mu}_{1,2}) + \frac{N_{4,3}}{B_{1,2}} \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + e^{\pm \tilde{\varphi}}}{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + 1} \right]}; \quad (38.8)$$

знак E' и E'' обратен знаку $V + V_K$.

Если учесть, что при $x = 0$ потенциал $\varphi = \pm V_{I,II}$, то зависимость между x и φ дается формулой

$$x = - \int_{\pm V_{I,II}}^{\varphi} \frac{d\varphi}{E(\varphi)}. \quad (38.9)$$

Интеграл (38.9) в общем случае может быть вычислен лишь численным методом. Исследуем выражение (38.9) для оценки толщины слоя объемного заряда. Рассмотрим три случая.

1. $|\varphi| < \mu_{1,2,3,4}$, т. е. нет пересечения уровней химического потенциала ни с зонами, ни с местными уровнями.

В этом случае функции $F_{3/2}(z)$ могут быть заменены экспонентами, а

$$\ln \frac{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + e^{\mp \tilde{\varphi}}}{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + 1} \cong \frac{e^{\mp \tilde{\varphi}} - 1}{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + 1}.$$

Если учесть, что $n_{1,2}^{\infty} = B_{1,2} F(-\tilde{\mu}_{1,2})$, и выражения (38.4) для N_4 и N_3 , то E' и E'' будут иметь вид

$$\begin{aligned} E', E'' &= \sqrt{\frac{8\pi k T n_{1,2}^{\infty}}{\epsilon', ''}} (e^{\pm \tilde{\varphi}} + e^{\mp \tilde{\varphi}} - 2) = \\ &= \sqrt{\frac{8\pi k T n_{1,2}^{\infty}}{\epsilon', ''}} (e^{\pm \frac{\tilde{\varphi}}{2}} - e^{\mp \frac{\tilde{\varphi}}{2}}). \end{aligned} \quad (38.10)$$

При подстановке этого значения в интеграл (38.9) последний вычисляется точно и дает

$$x = \frac{1}{x', ''} \left(\ln \operatorname{th} \frac{|\tilde{\varphi}|}{4} - \ln \operatorname{th} \frac{|\tilde{V}_{1, II}|}{4} \right), \quad (38.11)$$

где

$$x' = \sqrt{\frac{8\pi n_1^{\infty} e^2}{\epsilon' k T}}; \quad x'' = \sqrt{\frac{8\pi n_2^{\infty} e^2}{\epsilon'' k T}}. \quad (38.12)$$

Из (38.11) следует выражение (22.4), полученное Давыдовым. Толщина слоя имеет порядок $\frac{1}{x}$. Если сюда подставить $\epsilon = 10$, $n_{1,2}^{\infty} = 10^{16}$, $e = 5 \cdot 10^{-10}$, $kT = 4 \cdot 10^{-14}$, то получаем $\frac{1}{x} = 10^{-5}$. Однако анализ выражения (38.11) показывает, что при $\tilde{\varphi} \gg 1$ концентрация подвижных частиц может существенно меняться на гораздо меньшем расстоянии, при $\tilde{\varphi} \cong 10$ концентрация $n_{1,2}$ меняется в e раз на расстоянии $\Delta x = \frac{0,01}{x} = 10^{-7}$ см.

2. $\pm \varphi > \mu_{1,2}$, имеет место пересечение зоны с уровнем химического потенциала.

Точка пересечения делит полупроводник на две области. В области, лежащей дальше от границы, справедливы выражения (38.10) и (38.11). Для области, лежащей ближе к контакту, в выражении (38.8) можно пренебречь всеми членами в квадратных скобках, кроме первого, далее при $z \gg 1$ мы имеем $\frac{2}{3} F_{3/2}(z) \cong \frac{4}{5} z^{3/2}$, следовательно, из (22.8)

$$E', E'' = \sqrt{\frac{8\pi k T B_{1,2}}{\epsilon', ''}} \cdot \frac{4}{5} (\pm \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{1,2})^{5/4} \quad (38.13)$$

и из (38.9)

$$x = \frac{4}{\chi_B'} \left[(\pm \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{1,2})^{-\frac{1}{4}} - (\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}_{1,2})^{-\frac{1}{4}} \right], \quad (38.14)$$

где

$$\chi_B' = \sqrt{\frac{32\pi B_1 e^2}{5\epsilon' kT}}; \quad \chi_B'' = \sqrt{\frac{32\pi B_2 e^2}{5\epsilon'' kT}}. \quad (38.15)$$

Подставляя $B_{1,2} = 3 \cdot 10^{19}$, а остальные числовые величины — прежние, получаем эффективную толщину слоя $\frac{4}{\chi_B} \cong 2 \times 10^{-7}$ см, но при большом $\tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{1,2}$ концентрация существенно меняется на меньшем расстоянии.

3. $\mp \varphi > \mu_{3,4}$, имеет место пересечение уровня химического потенциала с местными уровнями.

В выражении (38.8) можно пренебречь всеми членами, кроме последнего, как в слое постоянного объемного заряда Шоттки:

$$\ln \frac{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + e^{\mp \tilde{\varphi}}}{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + 1} \cong \mp \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{4,3};$$

тогда

$$E','' \cong \sqrt{\frac{8\pi kTN_{4,3}}{\epsilon',''} (\mp \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{4,3})} \quad (38.16)$$

и

$$x \cong \pm \frac{2}{\chi_N'} \left(\sqrt{\mp \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{4,3}} - \sqrt{-\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}_{4,3}} \right), \quad (38.17)$$

где

$$\chi_N' = \sqrt{\frac{8\pi N_4 e^2}{\epsilon' kT}}; \quad \chi_N'' = \sqrt{\frac{8\pi N_8 e^2}{\epsilon'' kT}}. \quad (38.18)$$

При

$$N_{3,4} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

эффективная толщина слоя

$$\frac{1}{\chi',''} \cong 10^{-6} \text{ см}.$$

Остается найти значения φ у контакта, т. е. на границе полупроводников с зазором $\varphi = \pm V_{I,II}$. Для определения этих величин, а также падения напряжения в зазоре V_3 служит условие

$$V_I + V_{II} + V_3 = V + V_K, \quad (38.19)$$

а также граничное условие (17.11), в котором мы пренебрегаем поверхностным зарядом. Полагая в (38.8) $\varphi = V_{I, II}$ и подставляя это выражение в (17.11), получаем уравнение

$$\varepsilon' B_1 I_1 = \varepsilon'' B_2 I_2, \quad (38.20)$$

где

$$I_{1,2} = \frac{2}{3} F_{3/2}(\tilde{V}_{I, II} - \tilde{\mu}_{1,2}) - \frac{2}{3} F_{3/2}(-\tilde{\mu}_{1,2}) + \\ + N_{4,3} \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + e^{-\tilde{V}_{I, II}}}{e^{\tilde{\mu}_{4,3}} + 1}. \quad (38.21)$$

Так как электрическое поле в зазоре $E_z = \varepsilon' E'_z = \varepsilon'' E''_z$, то падение напряжения в зазоре

$$V_z = s E_z = s \sqrt{8\pi B_{1,2} \varepsilon' \varepsilon'' k T I_{1,2}}. \quad (38.22)$$

Из (38.22) видно, что учет поверхностных зарядов повлиял бы в основном на величину E_z и V_z , однако, ввиду того, что все равно ширину зазора s трудно определить точно, уточнение в определении V_z практического значения не имеет.

Уравнения (38.19) и (38.20) при подстановке в них (38.21) и (38.22) составляют систему уравнений для определения величин V_I и V_{II} . Эта система может быть решена графически в каждом конкретном примере. При этом удобнее считать заданным, например, V_I , тогда достаточно решить уравнение (38.20) относительно V_{II} , а затем V_z и V вычисляются без труда с помощью (38.22) и (38.19).

При $V_{I, II} \gg \frac{kT}{e}$ или при $-V_{I, II} \gg \mu_4$ з уравнение (38.20) можно приближенно решить в буквенном виде. В первом случае в выражениях для $I_{1,2}$ можно пренебречь всеми членами за исключением первого. Подставляя в (38.20), имеем

$$\varepsilon' B_1 F_{3/2}(\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1) = \varepsilon'' B_2 F_{3/2}(\tilde{V}_2 - \tilde{\mu}_2); \quad (38.23)$$

ε' и ε'' , а также B_1 и B_2 практически не могут значительно отличаться друг от друга. С другой стороны, при больших z функция $F_{3/2}(z)$ возрастает, как $z^{3/2}$, следовательно, множи-

тели, стоящие перед $F_{3/2}(z)$, не играют существенной роли, и мы можем приравнять аргументы $F_{3/2}(z)$ в (38.23), откуда

$$V_{II} = V_I - \mu_1 + \mu_2. \quad (38.24)$$

Во втором случае в выражениях для $I_{1,2}$ можно оставить только последний член, в числителе под знаком логарифма пренебречь первым слагаемым, а в знаменателе единицей. В итоге

$$I_{1,2} \cong -N_{4,3}(\tilde{V}_{I,II} + \tilde{\varphi}_{4,3}). \quad (38.25)$$

Подставляя это выражение в уравнение (38.20) и решая его относительно V_{II} , получаем

$$V_{II} \cong \frac{B_1 \epsilon' N_4 (V_I + \mu)}{B_2 \epsilon'' N_8} - \mu_3. \quad (38.26)$$

В проделанных расчетах не учтены силы электрического изображения, действующие на заряды вблизи границы раздела. Учет этих сил привел бы к математическим трудностям, так как в уравнениях (38.5) и (38.6) появились бы величины, явно зависящие от x , что исключает примененный метод интегрирования. С другой стороны, при контакте двух полупроводников эти силы играют меньшую роль, чем при контакте с металлом. Так, в случае плотного контакта при $\epsilon' = 20$, $\epsilon'' = 10$, потенциал сил изображения на расстоянии $x = 10^{-7}$ см от границы раздела в полупроводнике II равен

$$\varphi^{**} = \frac{\epsilon' - \epsilon''}{\epsilon' + \epsilon''} \cdot \frac{e}{4\epsilon'' x} \cong 0,02 \text{ в},$$

а на границе с зазором при $\epsilon = 10$ потенциал φ^{**} не превышает 0,1 в (на атомном расстоянии $x = 3 \cdot 10^{-8}$ см от поверхности).

§ 39. Расчет приконтактных областей в первом приближении

Как и в главе V, в первом приближении следует учесть дырки в электронном полупроводнике I и электроны в дырочном полупроводнике II и при вычислении их концентрации принять во внимание наличие потока. При этом в при-

контактных областях A' и A'' пренебрегаем рекомбинацией электронов и дырок, считая, например, что

$$u_{1,2} \frac{d}{dx} (En_{1,2}) \gg \delta n_{1,2}. \quad (39.1)$$

Тогда диффузионные уравнения для дырок в полупроводнике I и электронов в полупроводнике II имеют такой же вид, что и уравнение (14.11) для случая наличия носителей тока только одного рода, а именно

$$u'_2 \left(En'_2 - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn'_2}{dx} \right) = j_2; \quad -u''_1 \left(En''_1 + \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn''_1}{dx} \right) = j_1. \quad (39.2)$$

Здесь индекс 1 относится к электронам, индекс 2 — к дыркам. Одним штрихом снабжены величины в полупроводнике I , двумя штрихами — в полупроводнике II .

Поле E можно считать известным из нулевого приближения. Следовательно, уравнения (39.2) являются линейными уравнениями первого порядка для n'_2 и n''_1 . Их решения, согласно выражениям (19.6) и (19.7), имеют вид:

$$n'_2 = e^{\tilde{V}_I - \tilde{\varphi}} \left[n'_2(0) + \frac{ej_2}{u'_2 kT} \int_x^0 e^{\tilde{\varphi} - \tilde{V}_I} dx \right]; \quad (39.3)$$

$$n''_1 = e^{\tilde{\varphi} - \tilde{V}_{II}} \left[n''_1(0) - \frac{ej_1}{u''_1 kT} \int_0^x e^{-(\tilde{\varphi} - \tilde{V}_{II})} dx \right]. \quad (39.4)$$

Здесь учтено, что при $x = \pm \infty$ потенциал $\varphi = 0$ и $E = 0$, так что $\int_x^0 E dx = \varphi - V_I$, а $\int_0^x E dx = -\varphi - V_{II}$.

Значения концентраций $n'_2(0)$ и $n''_1(0)$ на границе полупроводников с зазором можно определить из того условия, что потоки электронов и дырок через контакт равны разностям тепловых потоков слева и справа. Поскольку в полупроводнике I имеет место изобилие электронов, и они распределены по статистике Ферми, а в полупроводнике II — изобилие дырок, мы воспользуемся граничным условием (17.6), как на границе с металлом. Однако при этом учтем падения напряжений V_I , V_{II} и V_z и то, что прозрачность зазора, которая

для туннельного эффекта меньше единицы, равна D_1 для электронов и D_2 для дырок. Так как здесь предполагается, что через зазор проходят только электроны, обладающие достаточной энергией для попадания в зону проводимости полупроводника II , при вычислении D_1 высоту потенциального барьера следует отсчитывать не от края зоны проводимости в полупроводнике I , а от зоны проводимости в полупроводнике II . Аналогично, при вычислении D_2 высота барьера для электрона в зазоре отсчитывается от точки края заполненной зоны полупроводника I , лежащей при $x = 0$.

Итак, граничное условие для электронов при $x = 0$:

$$n_1'' = n_1''^{\infty} e^{-(\tilde{V}_K - \tilde{V}_I - \tilde{V}_3)} - \frac{j_1}{2D_1} \sqrt{\frac{2\pi m_1}{kT}}; \quad (39.5)$$

для дырок при $x = 0$:

$$n_2' = n_2'^{\infty} e^{-(\tilde{V}_K - \tilde{V}_{II} - \tilde{V}_3)} + \frac{j_2}{2D_2} \sqrt{\frac{2\pi m_2}{kT}}. \quad (39.6)$$

Здесь $n_1''^{\infty}$ и $n_2'^{\infty}$ — концентрации носителей вдали от контакта. Эффективные массы электронов m_1 считаем одинаковыми в обоих полупроводниках, то же для дырок.

Подставляем в (39.3) и (39.4) вместо $n_2'(0)$ и $n_1''(0)$ выражения (39.6) и (39.5). Интегрирование по x заменяем интегрированием по φ , полагая $dx = -\frac{d\varphi}{E}$. Принимаем во внимание соотношение (38.19). В результате получаем:

$$n_2' = e^{\tilde{V}_I - \tilde{\varphi}} \left[n_2'^{\infty} e^{\tilde{V} - \tilde{V}_I} + \right. \\ \left. + \frac{j_2}{2D_2} \sqrt{\frac{2\pi m_2}{kT}} - \frac{ej_2}{u_2' kT} \int_{\tilde{\varphi}}^{\tilde{V}_I} e^{\tilde{\varphi} - \tilde{V}_I} \frac{d\varphi}{E'(\varphi)} \right]; \quad (39.7)$$

$$n_1'' = e^{\tilde{\varphi} + \tilde{V}_{II}} \left[n_1''^{\infty} e^{\tilde{V} - \tilde{V}_{II}} - \frac{j_1}{2D_1} \sqrt{\frac{2\pi m_1}{kT}} + \right. \\ \left. + \frac{ej_1}{u_1'' kT} \int_{-\tilde{V}_{II}}^{\tilde{\varphi}} e^{-(\tilde{\varphi} + \tilde{V}_{II})} \frac{d\varphi}{E''(\varphi)} \right]. \quad (39.8)$$

§ 40. Расчет областей рекомбинации

Расчет областей рекомбинации B' и B'' производится точно так же, как и в § 30, но здесь рассматривается только плоский случай. В уравнениях (16.24) для дырок в области B' и для электронов в области B'' следует учесть рекомбинационный член δn , но зато можно пренебречь квадратичным членом $\frac{d}{dx}(nE)$ на основании неравенств

$$\left| u'_2 \frac{d}{dx}(n'_2 E) \right| \ll |\delta n'|; \quad \left| u'_1 \frac{d}{dx}(n''_1 E) \right| \ll |\delta n''|, \quad (40.1)$$

так как в области B поле E мало вследствие обилия основных носителей тока. Подставляем выражение (16.26) для $\delta n'$ и $\delta n''$, полагая $n'_1 = n'^{\infty}_1$ и $n''_2 = n''^{\infty}_2$ и отбрасывая малые члены в знаменателях ввиду того, что $n'_2 \ll n'_1$ и $n''_1 \ll n''_2$. В итоге получаем:

$$\frac{d^2 n'_2}{dx^2} - x'^2_r n'_2 = -x'^2_r n'^{\infty}_2; \quad (40.2)$$

$$\frac{d^2 n''_1}{dx^2} - x''^2_r n''_1 = -x''^2_r n''^{\infty}_1. \quad (40.3)$$

Здесь x'_r и x''_r — обратные длины рекомбинации

$$\left. \begin{aligned} x'_r &= \sqrt{\frac{en'_1}{u'_2 kT} \left(k'_{12} + \frac{N_4 k'_{14} k'_{42}}{k'_{41} + k'_{14} n'^{\infty}_1} \right)}; \\ x''_r &= \sqrt{\frac{en''_2}{u''_1 kT} \left(k''_{12} + \frac{N_3 k''_{15} k''_{23}}{k''_{23} + k''_{32} n''^{\infty}_2} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (40.4)$$

Значения кинетических коэффициентов k_{ij} приведены в § 16.

Граничные условия для решения уравнений (30.1) и (30.2) суть

$$n'_2 = n'^{\infty}_2 \text{ при } x = -\infty, \quad n''_1 = n''^{\infty}_1 \text{ при } x = \infty. \quad (40.5)$$

Решения уравнений, удовлетворяющие граничным условиям (40.5), имеют вид

$$n'_2 = n_2'^{\infty} + A'e^{x'_r x}; \quad (40.6)$$

$$n''_1 = n_1''^{\infty} + A''e^{-x''_r x}. \quad (40.7)$$

Постоянные A' и A'' определим из условия, что на границе с областями A при некоторых x' и x'' потоки в областях B должны быть равны j_1 и j_2 , фигурирующим в предыдущем параграфе, т. е.

$$-\frac{u'_2 kT}{e} \cdot \frac{dn'_2}{dx} = -\frac{u'_2 kT}{e} A' x'_r e^{x'_r x'} = j_2; \quad (40.8)$$

$$-\frac{u''_1 kT}{e} \cdot \frac{dn''_1}{dx} = \frac{u''_1 kT}{e} A'' x''_r e^{-x''_r x''} = j_1. \quad (40.9)$$

Определяя отсюда A' и A'' и подставляя в (40.6) и (40.7), получаем.

$$n'_2 = n_2'^{\infty} - \frac{ej_2}{u'_2 kT x'_r} e^{x'_r (x-x')}; \quad (40.10)$$

$$n''_1 = n_1''^{\infty} + \frac{ej_1}{u''_1 kT x''_r} e^{-x''_r (x-x'')}. \quad (40.11)$$

Координаты границ между областями A и B в дальнейшем автоматически выпадают, однако нам понадобятся значения потенциала в этих точках φ' и φ'' , иначе говоря, падение напряжения в областях B . Эти величины малые, так как поле E в областях мало, однако, все же, φ' и φ'' нельзя положить равными нулю. Величины φ' и φ'' определяются из уравнений, аналогичных (30.12), так как здесь можно повторить все рассуждения, приведенные в § 30, а именно

$$\delta n' = \pm u'_2 n_2 \frac{dE}{dx}; \quad \delta n'' = \mp u''_1 n_1 \frac{dE}{dx}. \quad (40.12)$$

Чтобы выбрать знаки в выражениях (40.12), необходимо учесть следующее. Согласно рис. 20 и 21, при $V + V_k > 0$ в области B' будет $\frac{dE}{dx} < 0$ и $\frac{dE}{dx} > 0$ в области B'' . Наоборот, при $V + V_k < 0$ в B' будет $\frac{dE}{dx} > 0$ и $\frac{dE}{dx} < 0$ в B'' . С другой

стороны, при движении неосновных носителей тока от контакта, т. е. при $j_2 < 0$ и $j_1 > 0$, происходит рекомбинация и, следовательно, $\delta n < 0$, наоборот, при движении неосновных носителей тока к контакту, когда $j_2 > 0$ и $j_1 < 0$, преобладает обратный процесс и $\delta n > 0$. Так, например, при $V + V_k < 0$ в запиорном направлении ($j_2 > 0$, $j_1 < 0$) следует выбрать верхние знаки, а в пропускном ($j_2 < 0$, $j_1 > 0$) — нижние; при $V + V_k > 0$ — все наоборот.

Выражая $\frac{dE}{dx}$ через объемный заряд с помощью уравнения Пуассона и вспоминая, что в областях B' и B'' соответственно

$$\delta n' \cong \frac{u_2' kT}{e} x_r'^2 (n_2'^\infty - n_2); \quad \delta n'' \cong \frac{u_1'' kT}{e} x_r''^2 (n_1''^\infty - n_1), \quad (40.13)$$

получаем уравнения, аналогичные (30.13):

$$\left. \begin{aligned} \frac{kT}{e} x_r'^2 (n_2'^\infty - n_2) &= \pm \frac{4\pi}{\epsilon'} n_2 \rho'; \\ \frac{kT}{e} x_r''^2 (n_1''^\infty - n_1) &= \mp \frac{4\pi}{\epsilon''} n_1 \rho''. \end{aligned} \right\} \quad (40.14)$$

В области B' объемный заряд ρ' складывается из заряда дырок, заряда электронов и положительных зарядов на донорных уровнях числом n_4 . Точно так же в области B'' объемный заряд ρ'' состоит из заряда электронов, заряда дырок и отрицательных зарядов n_3 на акцепторных уровнях. В областях B нет пересечения зон с уровнем Ферми и ищощения примесных уровней, следовательно, основные носители тока и неподвижные заряды распределяются здесь по Больцману. Значит, при условии нейтральности в бесконечности

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_1'^\infty e^{\tilde{\varphi}}; \quad n_4 = (n_1'^\infty - n_2'^\infty) e^{-\tilde{\varphi}}; \\ n_2 &= n_2''^\infty e^{-\tilde{\varphi}}; \quad n_3 = (n_2''^\infty - n_1''^\infty) e^{\tilde{\varphi}} \end{aligned} \right\} \quad (40.15)$$

и мы получаем следующие выражения для объемных зарядов:

$$\rho' = e [(n_1'^\infty - n_2'^\infty) e^{-\tilde{\varphi}'} - n_1'^\infty e^{\tilde{\varphi}'} + n_2']; \quad (40.16)$$

$$\rho'' = e [n_2''^\infty e^{-\tilde{\varphi}''} - (n_2''^\infty - n_1''^\infty) e^{\tilde{\varphi}''} - n_1'']. \quad (40.17)$$

Подставляя эти выражения в уравнения (40.14) при $\varphi = \varphi'$ или φ'' , получаем:

$$\frac{\varepsilon' k T x_r'^2 (n_2'^{\infty} - n_2)}{4\pi e n_2} = \pm e [(n_1'^{\infty} - n_2'^{\infty}) e^{-\tilde{\varphi}'} - n_1'^{\infty} e^{\tilde{\varphi}'} + n_2]; \quad (40.18)$$

$$\frac{\varepsilon'' k T x_r''^2 (n_1''^{\infty} - n_1)}{4\pi e n_1} = \mp e [n_2''^{\infty} e^{-\tilde{\varphi}''} - (n_2''^{\infty} - n_1''^{\infty}) e^{\tilde{\varphi}''} - n_1], \quad (40.19)$$

или, учитывая обозначения (38.12),

$$e^{2\tilde{\varphi}'} - e^{\tilde{\varphi}'} \left(\pm \frac{2x_r'^2}{x'^2} \cdot \frac{n_2'^{\infty} - n_2}{n_2} + \frac{n_2}{n_1'^{\infty}} \right) - 1 + \frac{n_2'^{\infty}}{n_1'^{\infty}} = 0; \quad (40.20)$$

$$e^{-2\tilde{\varphi}''} - e^{-\tilde{\varphi}''} \left(\pm \frac{2x_r''^2}{x''^2} \cdot \frac{n_1''^{\infty} - n_1}{n_1} + \frac{n_1}{n_2''^{\infty}} \right) - 1 + \frac{n_1''^{\infty}}{n_2''^{\infty}} = 0. \quad (40.21)$$

Решение этих уравнений с точностью до первых степеней малых отношений $\frac{x_r'^2}{x'^2}$, $\frac{x_r''^2}{x''^2}$, $\frac{n_2'}{n_1'^{\infty}}$ и $\frac{n_1''}{n_2''^{\infty}}$ и подстановка выражений (40.10) и (40.11) при $x = x'$ и $x = x''$ дают

$$e^{\tilde{\varphi}'} \cong 1 \pm \frac{x_r'^2}{x'^2} \cdot \frac{ej_2}{n_2'^{\infty} u_2' k T x_r' - ej_2} - \frac{ej_2}{2u_2' k T x_r' n_1'^{\infty}}; \quad (40.22)$$

$$e^{-\tilde{\varphi}''} \cong 1 \pm \frac{x_r''^2}{x''^2} \cdot \frac{ej_1}{n_1''^{\infty} u_1'' k T x_r'' + ej_1} + \frac{ej_1}{2u_1'' k T x_r'' n_2''^{\infty}}. \quad (40.23)$$

Легко убедиться, что в практических случаях оба эти выражения близки к единице. Действительно, полагая $e = 10$, $n_1'^{\infty} = n_2''^{\infty} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $u = 10^4 \text{ CGSE}$,

$$k_{12} + \frac{N_4 k_{14} k_{42}}{k_{14} + k_{42} n_1'^{\infty}} \cong 3 \cdot 10^{-10}$$

(см. § 18), получаем из (40.4) $x_r' \cong 200 \text{ см}^{-1}$, аналогично $x_r'' \cong 200 \text{ см}^{-1}$. Если, например, $n_1'' = n_2' = 10^4$, то члены, содержащие j , будут меньше единицы вплоть до значений j_1 , равных $10^{14} \text{ CGSE} = 3 \cdot 10^4 \text{ а/см}^3$. Даже если $n_1'' = n_2' = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, указанное неравенство имеет место при $j < 0,3 \text{ а/см}^3$.

§ 41. Вычисление тока

Ток, проходящий через контакт, может быть определен из того условия, что концентрации носителей тока на границах областей A и B меняются непрерывно. Поэтому можно приравнять выражения (39.7) и (39.8) соответственно выражениям (40.10) и (40.11) при $x = x'$, x'' и $\varphi = \varphi'$, φ'' . Решая полученные уравнения относительно j_1 и j_2 , получаем

$$j_1 = \frac{n_1'' \frac{u_1'' kT}{e} (e^{\tilde{V}} - 1)}{\frac{1}{x_r''} + L_- + \frac{u_1''}{eD_1} \sqrt{\frac{\pi m_1 kT}{2}} e^{\tilde{V}_{II}}} ; \quad (41.1)$$

$$j_2 = \frac{n_2' \frac{u_2' kT}{e} (1 - e^{\tilde{V}})}{\frac{1}{x_r'} + L_+ + \frac{u_2'}{eD_2} \sqrt{\frac{\pi m_2 kT}{2}} e^{\tilde{V}_I}} . \quad (41.2)$$

Здесь

$$L_+ = \int_{\varphi'}^{\varphi_I} e^{\tilde{\varphi}} \frac{d\varphi}{E'(\varphi)} ; \quad L_- = \int_{-\tilde{V}_{II}}^{\varphi''} e^{-\tilde{\varphi}} \frac{d\varphi}{E''(\varphi)} . \quad (41.3)$$

В силу изложенных выше оценок в выражениях (41.1) и (41.2) положено $e^{\tilde{\varphi}'} = e^{\tilde{\varphi}''} = 1$. Однако в пределах интегралов (41.3) этого нельзя сделать, ибо тогда интегралы стали бы расходящимися.

Суммарный ток

$$j = e(j_2 - j_1). \quad (41.4)$$

При $V > 0$ ток $j < 0$ и наоборот. При $V > 0$ числители выражений (41.1) и (41.2) возрастают с напряжением экспоненциально, это соответствует пропускному направлению. При $V < 0$ числители стремятся к постоянному пределу — имеем запорное направление. Знаменатели (41.1) и (41.2) зависят от напряжения слабее, так что вид вольтамперной характеристики определяется, в основном, числителями.

Чтобы вычислить L_+ и L_- , необходимо подставить выражения (38.8) для E' и E'' , однако получающиеся в резуль-

тате этой подстановки интегралы не могут быть взяты в общем виде, требуется численное интегрирование, весьма трудоемкое благодаря наличию большого числа параметров. Но если нет пересечения зон и примесных уровней с уровнем μ , т. е. если $|\varphi| < \mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$, то E принимает вид (38.10), и интегралы (41.3) без труда вычисляются. Полагая, где это можно, $e^{\tilde{\varphi}'} = e^{\tilde{\varphi}''} = 1$, получаем:

$$L_+ = \frac{1}{x'} \left[2e^{\tilde{V}_I} - 2 + \ln \frac{|e^{\tilde{V}_I} - 1|}{e^{\tilde{V}_I} + 1} + \ln \frac{2}{|e^{\tilde{\varphi}'} - 1|} \right]; \quad (41.5)$$

$$L_- = \frac{1}{x''} \left[2e^{\tilde{V}_{II}} - 2 + \ln \frac{|e^{\tilde{V}_{II}} - 1|}{e^{\tilde{V}_{II}} + 1} + \ln \frac{2}{|e^{\tilde{\varphi}''} - 1|} \right], \quad (41.6)$$

где x' и x'' даются выражениями (38.12).

В заборном направлении при $V_{I,II} < 0$ величины L_+ и L_- практически не зависят от V_I и V_{II} , так что выражения (41.5) и (41.6) можно применять и при пересечении уровня μ с примесными уровнями. Это соответствует тому, что основную часть интегралов дает интегрирование по областям, где справедливы выражения (38.10) для E' и E'' .

Наоборот, в пропускном направлении при $V_{I,II} > 0$ существенные добавки к интегралам могут дать области, где зоны пересекаются с уровнем μ . Поэтому путь интегрирования следует разбить на два отрезка: $|\varphi| < \mu_{1,2}$ и $|\varphi| > \mu_{1,2}$. Интегрирование на первом отрезке дает выражения типа (41.5), только с $\mu_{1,2}$ вместо $V_{I,II}$. На втором отрезке множитель $e^{\pm \tilde{\varphi}}$ в подинтегральных выражениях (41.3) меняется значительно быстрее остальных множителей, поэтому мы можем положить в них E равным постоянному значению его в точке, где множитель $e^{\pm \tilde{\varphi}}$ имеет максимальное значение $e^{\tilde{V}_{I,II}}$, тогда интегралы вычисляются. В итоге получаем:

$$L_+ = \frac{1}{x'} \left[2e^{\tilde{\mu}_1} - 2 + \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_1} - 1}{e^{\tilde{\mu}_1} + 1} + \ln \frac{2}{e^{\tilde{\varphi}'} - 1} \right] + \frac{kT}{e^{E'}(V_I)} (e^{\tilde{V}_I} - e^{\tilde{\mu}_1}); \quad (41.7)$$

$$L_- = \frac{1}{x''} \left[2e^{\tilde{\mu}_2} - 2 + \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_2} - 1}{e^{\tilde{\mu}_2} + 1} + \ln \frac{2}{e^{\tilde{\varphi}''} - 1} \right] + \frac{kT}{e^{E''}(V_{II})} (e^{\tilde{V}_{II}} - e^{\tilde{\mu}_2}). \quad (41.8)$$

При $n_1'^\infty = n_2''^\infty = 10^{14}$ и $z = 10$ получаем $x' = x'' = 4 \cdot 10^4$, поэтому в знаменателях выражений (41.1) и (41.2) можно пре-

небречь членами L_- и L_+ по сравнению с $\frac{1}{x_r}$, пока $e^{\frac{\tilde{V}_{I, II}}{2}} \ll 100$.

Но в противном случае в выражениях (41.5) и (41.6) можно пренебречь последним членом по сравнению с первым, а в выражениях (41.7) и (41.8) — последним членом в первых скобках по сравнению с первым членом во вторых скобках. Таким образом члены, содержащие φ' и φ'' , практически никогда не играют существенной роли. Это обстоятельство устраняет сразу две неприятности: во-первых, то, что φ' и φ'' зависят от искоемых величин j_1 и j_2 , и, во-вторых, возможности погрешности за счет не совсем законного экстраполирования решений, справедливых в областях A и B до их границы при вычислении φ' и φ'' .

При больших положительных V_I и V_{II} начинают играть роль третьи члены в знаменателях выражений (41.1) и (41.2):

$$\frac{u}{eD} \sqrt{\frac{\pi m k T}{2}} \cong 10^{-7}. \text{ Следовательно, третьи члены играют}$$

основную роль при- $e^{\frac{1}{2} \tilde{V}_{I, II}} > 5 \cdot 10^3$, т. е. при $V_{I, II} > 0,35$ в.

Наличие множителей $e^{\frac{1}{2} \tilde{V}_{I, II}}$ и $e^{\tilde{V}_{I, II}}$ в знаменателях несколько ослабляет экспоненциальную зависимость тока от напряжения. Если считать, что $V_I \cong \frac{V}{2}$, то при больших V ток оказывается пропорциональным $e^{\frac{\tilde{V}}{2}}$, а не $e^{\tilde{V}}$.

Из выражений (40.1) и (40.2) следует, что применение статистики Ферми вместо статистики Больцмана в настоящем случае не вносит существенных изменений в результат. Физически это вполне понятно, так как здесь в прохождении тока через контакт участвуют только электроны, обладающие большой тепловой энергией и подчиняющиеся распределению Больцмана.

Также здесь не столь велико влияние толщины зазора s . Она начинает сказываться только при больших V через прозрачности зазора D_1 и D_2 , стоящие в третьих членах знаменателей выражений для j_1 и j_2 .

В расчетах этой главы мы не учли сил изображения, так как, во-первых, силы изображения на границе двух полу-

проводников слабее, чем на границе с металлом, как это уже отмечено выше; во-вторых, если силы изображения и влияют на движение неосновных носителей тока, то это влияние сказывается лишь в величине члена типа L_- или L_+ в знаменателе выражения для тока и притом только в запорном направлении. Однако для рассмотренной модели в запорном направлении члены L_- и L_+ малы по сравнению с $\frac{1}{\alpha_r}$ и, следовательно, учет сил изображения совершенно несущественен.

ГЛАВА VIII

КОНТАКТ ДВУХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С РАЗЛИЧНЫМ ТИПОМ ПРОВОДИМОСТИ

§ 42. Физические основы теории

В настоящей главе мы рассмотрим контакт типично электронного полупроводника *I* с типично дырочным *II*, у которых ширина запретных зон настолько велика, что можно вовсе не учитывать носителей тока второго рода в каждом из полупроводников, а также тепловой заброс электронов в дырочный полупроводник и дырок в электронный. Прохождение тока через контакт обусловлено тогда непосредственной рекомбинацией электронов из электронного полупроводника с дырками из дырочного вблизи их границы. Как это уже показано в § 36, такой процесс имеет очень малую вероятность, поэтому под действием внешнего напряжения здесь происходят все те же явления, приводящие к возникновению в приконтактном слое объемного заряда и градиента концентрации носителей тока, что и случае, разобранный в предыдущей главе, но, пожалуй, в еще более сильной степени.

В нулевом приближении опять можно пренебречь током, но в этом случае весь расчет нулевого приближения ничем не отличается от сделанного в предыдущей главе, так что можно воспользоваться формулами § 38 для распределения поля и концентраций основных носителей тока. Схема искривления зон у контакта при двух знаках внешнего приложенного напряжения опять такова, как показано на рис. 20 и 21.

Зная распределение поля и концентраций носителей тока вблизи контакта, можно вычислить ток через контакт. Механизм прохождения тока таков. В электронном полупроводнике на его поверхность падает тепловой поток электронов.

Часть из этих электронов проникает посредством туннельного эффекта через зазор, углубляется на некоторую глубину в дырочный полупроводник опять-таки посредством туннельного эффекта, так как энергия электронов лежит в запретной зоне дырочного полупроводника, и затем рекомбинирует с дырками дырочного полупроводника. Число рекомбинаций, очевидно, пропорционально произведению концентраций электронов в электронном полупроводнике и дырок в дырочном. Существуют обратные процессы, при которых электрон и дырка диссоциируют вблизи границы, причем электрон попадает в электронный полупроводник, а дырка в дырочный.

Когда внешнее приложенное напряжение отсутствует, ток через контакт равен нулю, и число рекомбинаций должно быть равно числу обратных процессов; из этого условия и определяется число диссоциаций. Если внешнее напряжение таково, что заставляет носители тока в обоих полупроводниках двигаться к контакту, то концентрации их вблизи контакта возрастают, вследствие чего число рекомбинаций превышает число обратных процессов, и через контакт идет ток. Наоборот, если внешнее напряжение заставляет дырки и электроны двигаться от контакта, концентрации их у контакта убывают, благодаря чему число диссоциаций будет больше числа рекомбинаций, и через контакт потечет ток в обратном направлении.

Помимо непосредственной рекомбинации с подвижными дырками электронов, проникших в дырочный полупроводник, возможен захват их акцепторными уровнями. В стационарном режиме заряд акцепторных уровней не должен меняться с течением времени, поэтому все захватываемые акцепторами электроны затем рекомбинируют с подвижными дырками, так что в конечном итоге дело сводится опять к рекомбинации электронов с дырками, однако зависимость тока от концентраций в данном случае получается иной, чем при непосредственной рекомбинации. Конечно, возможен и обратный процесс диссоциации электрона и дырки через посредство акцепторных уровней. В зависимости от знака приложенного напряжения преобладают прямые или обратные процессы.

Совершенно аналогично электронам в полупроводнике *I*, в полупроводнике *II* на его границу падает тепловой поток

дырок. Часть этих дырок проникает посредством туннельного эффекта в полупроводник *I* и рекомбинирует там с электронами непосредственно или через посредство донорных уровней. Происходят и обратные процессы. Строго говоря, переход дырки из полупроводника *II* посредством туннельного эффекта через зазор есть переход электрона из заполненной зоны полупроводника *I* посредством туннельного эффекта через зазор.

Расчет тока через контакт в рассматриваемом случае существенно отличается от расчетов по другим теориям, в частности, от расчета предыдущей главы. Здесь не требуется решать диффузионные уравнения: рекомбинация происходит в слое толщиной порядка 10^{-7} см. Ток через контакт зависит не от приконтактного поля, но только от концентраций основных носителей тока.

В главах V и VII пренебрегалось рекомбинацией электронов и дырок в слое объемного заряда толщиной порядка 10^{-5} см и было подсчитано, что рекомбинация происходит только в слое толщиной порядка 10^{-3} — 10^{-2} см. После этого может показаться непоследовательным то, что в настоящей главе учитывается рекомбинация в еще более тонком слое. Дело, однако, в том, что ранее речь шла о рекомбинации электронов, которые заброшены теплом в дырочный полупроводник и могут там свободно диффундировать в зоне проводимости; число таких электронов уже составляет малую долю от всех электронов в электронном полупроводнике; здесь же мы рассматриваем рекомбинацию всей массы основных носителей тока, и хотя рекомбинирует малая доля их, это все же создает заметный ток. В данной модели рекомбинация является единственным способом прохождения тока через контакт.

Несмотря на различие механизмов прохождения тока, в рассматриваемой модели, так же, как и при контакте двух полупроводников со смешанной проводимостью, пропускное направление имеет место, когда плюс внешнего напряжения приложен к дырочному полупроводнику, а минус — к электронному ($V > 0$) и концентрации носителей тока у контакта возрастают, а запорное — если плюс приложен к электронному полупроводнику, минус — к дырочному ($V < 0$).

В отличие от предыдущей главы, здесь существенно учесть, что электроны и дырки вблизи контакта распреде-

лены не по статистике Больцмана, а по статистике Ферми. Это вполне понятно, так как в данной модели ток через контакт зависит не от концентрации второстепенных носителей тока, а от концентраций основных носителей тока, а эти последние-то и распределяются по Ферми ввиду возможности пересечения края зон с уровнем химического потенциала вблизи контакта в пропускном направлении.

Точно так же, в отличие от предыдущей теории, существенное влияние в данной модели оказывает зазор между полупроводниками, а именно он приводит к тому, что запорное сопротивление падает с ростом приложенного напряжения. Максимум сопротивления имеет место при V , стремящемся к нулю. Таким образом, хотя механизм рекомбинации у границы и обеспечивает значительное выпрямление, он менее благоприятен, чем механизм теплового заброса. Отсюда следует практический вывод, что для улучшения характеристики твердого выпрямителя необходимо воспрепятствовать рекомбинации электронов и дырок на границе электронной и дырочной областей запирающего слоя.

Вычисление тока через контакт в настоящей теории относительно несложно, однако окончательное выражение для тока слишком громоздко и содержит ряд параметров, от которых величина тока зависит очень резко и которые в то же время трудно задать; это, например, толщина зазора, сечения рекомбинации электрона с дыркой или захвата их примесными центрами и т. п. Поэтому теория дает не абсолютное значение тока, но лишь ход его с напряжением с точностью до почти постоянного множителя.

§ 43. Вычисление тока, проходящего через контакт

Как отмечено выше, часть тока, проходящего через контакт, обусловлена непосредственной рекомбинацией электронов в полупроводнике I и дырок в полупроводнике II . Эта часть тока пропорциональна произведению концентраций электронов и дырок вблизи границы $n_1 n_2$. Помимо рекомбинации, существует обратный процесс — образование у контакта электрона и дырки, с последующим движением их в различных полупроводниках, иначе говоря, тепловой переброс электрона из заполненной зоны полупроводника II в зону проводимости I . Число таких процессов оцениваем следуя

шим образом. При $V=0$ должно быть равновесие, и, следовательно, число рекомбинаций равно числу тепловых диссоциаций и пропорционально $n_1^0 n_2^0$, где n_1^0 и n_2^0 — концентрации электронов и дырок при $V=0$. В дальнейшем все величины при $V=0$ будем обозначать верхним индексом нуль.

Число тепловых диссоциаций в первом приближении зависит не от концентраций электронов и дырок, но от расстояния μ_{1-2} между зоной проводимости в полупроводнике *I* и заполненной зоной в полупроводнике *II*, оно пропорционально $e^{-\tilde{\mu}_{1-2}}$. Из рис. 20 и 21 видно, что при наложении внешнего напряжения V величина μ_{1-2} увеличивается на $V_3 - V_3^0$, следовательно, число диссоциаций при $V \neq 0$ пропорционально $n_1^0 n_2^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}$. Это число следует вычесть из числа рекомбинаций.

Из рис. 21 и формулы (38.19) следует, что при $V_3 = V_K - \mu_1 - \mu_2$ края зоны проводимости в полупроводнике *I* и заполненной зоны в полупроводнике *II* у контакта лежат на одной высоте. При дальнейшем уменьшении V_3 верхний край заполненной зоны в полупроводнике *II* лежит выше нижнего края зоны проводимости в полупроводнике *I*, т. е. $\mu_{1-2} < 0$, и потому число диссоциаций больше не возрастает. Зато число рекомбинаций будет приблизительно пропорционально

$$e^{\tilde{\mu}_{1-2}} = e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K + \tilde{\mu}_1 + \tilde{\mu}_2}.$$

Вычислим теперь долю тока через контакт, связанную с захватом электронов из полупроводника *I* уровнями акцепторов в полупроводнике *II*. Очевидно, число таких захватов пропорционально произведению n_1 на прозрачность зазора для электронов D_1 и на концентрацию акцепторов, не занятых электронами, $N_3 - n_3$, т. е. пропорционально $n_1 D_1 (N_3 - n_3)$. Число обратных процессов вычисляется так же, как выше вычислялось число диссоциаций, однако следует учесть, что здесь число обратных процессов пропорционально n_3 . Следовательно, оно пропорционально выражению

$$n_1^0 D_1 \frac{N_3 - n_3^0}{n_3^0} e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}.$$

При $V_3 < V_K - \mu_1 - \mu_2$, когда акцепторные уровни в полупроводнике *II* лежат выше края зоны проводимости в полу-

проводнике I , число захватов пропорционально

$$n_1 D_1 (N_3 - n_3) e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K + \tilde{\mu}_1 - \tilde{\mu}_3},$$

а число обратных процессов

$$n_1^0 D_1 \frac{N_3 - n_3^0}{n_3^0} e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K + \tilde{\mu}_1 - \tilde{\mu}_3} n_3.$$

Вследствие захвата электронов из полупроводника I уровнями акцепторов в полупроводнике II число электронов на этих уровнях n_3 возрастает, и начинается добавочная рекомбинация их с дырками в полупроводнике II . Число таких рекомбинаций пропорционально $n_3 n_2$, а число обратных процессов $n_3 n_2 \frac{N_3 - n_3}{N_3 - n_3^0}$. Индекс нуль попрежнему означает, что соответствующая величина взята при $V = 0$.

В стационарном состоянии число электронов n_3 на уровнях акцепторов не должно меняться, следовательно, число захватов электронов должно быть равно числу рекомбинаций с дырками; поэтому, пренебрегая различием тепловых скоростей электронов в полупроводнике I и дырок в полупроводнике II и эффективных сечений уровня прилипания для энергетически выгодных захватов электрона и дырки, мы можем написать уравнение для определения n_3 :

$$\begin{aligned} n_1 D_1 (N_3 - n_3) - n_1^0 D_1 \frac{N_3 - n_3^0}{n_3^0} e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)} n_3 = \\ = n_3 n_2 - n_3^0 n_2^0 \frac{N_3 - n_3}{N_3 - n_3^0}. \end{aligned} \quad (43.1)$$

Подставляя $N_3 - n_3^0$ из (38.3), а n_3 из уравнения (43.1), получаем, что результирующий ток, проходящий через контакт и обусловленный захватом электронов из полупроводника I уровнями акцепторов полупроводника II , пропорционален выражению

$$\frac{N_3 D_1 [n_1 n_2 - n_1^0 n_2^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}]}{n_1 D_1 + n_2 + n_1^0 D_1 e^{\tilde{V}_3^0 - \tilde{V}_3 + \tilde{V}_{II} + \tilde{\mu}_3} + n_2^0 e^{-(\tilde{V}_{II} + \tilde{\mu}_3)}}. \quad (43.2)$$

При $V_s < V_k - \mu_1 + \mu_3$ в выражении (43.2) следует везде заменить D_1 на $D_1 e^{\tilde{V}_s - \tilde{V}_k + \tilde{\mu}_1 - \tilde{\mu}_3}$.

Совершенно аналогично можно показать, что доля тока, обусловленного захватом уровнями доноров в полупроводнике *II* дырок из полупроводника *II* с последующей рекомбинацией их со свободными электронами в полупроводнике *I*, пропорциональна

$$\frac{N_4 D_2 \left[n_1 n_2 - n_1^0 n_2^0 e^{-(\tilde{V}_s - \tilde{V}_3^0)} \right]}{n_1 + n_2 D_2 + n_1^0 e^{-(\tilde{V}_1^0 + \tilde{\mu}_4)} + n_2^0 D_2 e^{\tilde{V}_3^0 - \tilde{V}_s + \tilde{V}_1^0 + \tilde{\mu}_4}}, \quad (43.3)$$

где D_2 — прозрачность зазора для дырок. При $V_s < V_k - \mu_2 + \mu_4$ прозрачность D_2 следует заменить на $D_2 e^{\tilde{V}_s - \tilde{V}_k + \tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_4}$.

Если на поверхности полупроводников в запрещенной зоне имеются поверхностные уровни, они также могут служить пересадочными пунктами для электронов и дырок, переходящих через контакт. Расчеты показали, что доля тока, связанная с этими уровнями, пропорциональна выражениям, совершенно подобным (43.2) или (43.3). Поэтому, чтобы не усложнять общее выражение для тока, мы не вводим явно члены, соответствующие поверхностным уровням, тем более, что в настоящее время нет вполне достоверных сведений о концентрации поверхностных уровней и их расположении на энергетической шкале. Вместо этого примем, что поверхностные уровни включены в примесные уровни, т. е. концентрации последних N_3, N_4 , а также μ_3 и μ_4 следует брать не те, которые имеют место в глубине полупроводника, а измененные. Заметим, что даже независимо от наличия истинно поверхностных уровней, концентрация примесей в поверхностном слое толщиной 10^{-7} см может отличаться от концентрации в глубине полупроводника.

Суммируя все сказанное, получаем следующее выражение для тока, проходящего через контакт:

$$j = A \left[n_1 n_2 - n_1^0 n_2^0 e^{-(\tilde{V}_s - \tilde{V}_3^0)} \right] \left[\beta \left(1 + \frac{D_2}{D_1} \right) + \frac{N_3 \beta_1 \delta_1}{Q_1} + \frac{N_4 \beta_2 \delta_2 D_2}{D_1 Q_3} \right]. \quad (43.4)$$

Здесь A — коэффициент пропорциональности;

$$Q_1 = nD_1\eta_1 + n_2 + n_1^0 D_1 \eta_1 e^{\tilde{V}_3^0 - \tilde{V}_3 + \tilde{V}_{II}^0 + \tilde{\mu}_3} + n_2^0 e^{-(\tilde{V}_{II}^0 + \tilde{\mu}_3)}; \quad (43.5)$$

$$Q_2 = n_1 + n_2 D_2 \eta_2 - n_1^0 e^{-(\tilde{V}_1^0 + \tilde{\mu}_4)} + n_2^0 D_2 \eta_2 e^{\tilde{V}_3^0 - \tilde{V}_3 + \tilde{V}_1^0 + \tilde{\mu}_4}; \quad (43.6)$$

$$\eta = \begin{cases} 1 \\ e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K + \tilde{\mu}_1 + \tilde{\mu}_2} \end{cases} \quad \text{при } V_3 \geq V_K - \mu_1 - \mu_2; \quad (43.7)$$

$$\eta_1 = \begin{cases} 1 \\ e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K + \tilde{\mu}_1 - \tilde{\mu}_2} \end{cases} \quad \text{при } V_3 \geq V_K - \mu_1 + \mu_3; \quad (43.8)$$

$$\eta_2 = \begin{cases} 1 \\ e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K + \tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_4} \end{cases} \quad \text{при } V_3 \geq V_K - \mu_2 + \mu_4; \quad (43.9)$$

β_1 — отношение вероятности отдельного акта захвата электрона из полупроводника I уровнем прилипания в полупроводнике II к вероятности рекомбинации электрона и дырки, β_2 — то же для захвата дырки местным уровнем в полупроводнике I ; n_1 и n_2 даются выражениями (38.1) при $\varphi = V_I$ и V_{II} , n_1^0 и n_2^0 — теми же выражениями при $V = 0$, т. е. при $\varphi = V_I^0$ и V_{II}^0 .

Электрон проходит через зазор посредством туннельного эффекта, поэтому прозрачность зазора для электрона

$$D_1 \cong e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2me(W' - \mu_1)} s}, \quad (43.10)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, m — масса электрона в вакууме, W' — работа выхода из полупроводника I .

Переход дырки через зазор равноценен туннельному переходу электрона из заполненной зоны полупроводника I , поэтому

$$D_2 \cong e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2me(W' - \mu_1 + F_g') s}}, \quad (43.11)$$

где E'_g — ширина запретной зоны в полупроводнике I .

Первый член в первых квадратных скобках выражения (43.4) учитывает рекомбинацию электрона и дырки непосредственно

или через посредство примесных уровней, второй член — обратные процессы диссоциации. Первый член во вторых скобках дает непосредственную рекомбинацию и диссоциацию, второй — через посредство акцепторных уровней в полупроводнике II, третий — через посредство местных уровней в полупроводнике I.

Предполагаем, что величины A , β_1 и β_2 не зависят существенно от концентраций носителей и приложенного напряжения V , так что считаем их приблизительно постоянными при заданной температуре.

Как будет показано в следующем параграфе, абсолютное значение коэффициента A не может быть вычислено теоретически с достаточной достоверностью и потому мы предпочитаем определять его из опыта. Таким образом, выражение (43.4) дает вольтамперную характеристику контакта лишь с точностью до постоянного множителя, но зато — всю характеристику целиком как в запиорном, так и в пропускном направлении.

§ 44. Оценка величины коэффициента A и учет зависимости концентрации от x

Попытаемся оценить величину коэффициента пропорциональности A в выражении для тока из теоретических соображений и одновременно установим ее зависимость от приложенного напряжения. Эта зависимость обусловлена неравномерностью концентраций электронов и дырок вблизи контакта. В предыдущем параграфе в выражении для тока везде подставлялось значение n_1 и n_2 на контакте, но это справедливо лишь при условии, что n_1 и n_2 мало меняются на длине свободного пробега l или на эффективной глубине туннельного эффекта s_T , что имеет место только при малых падениях напряжения в полупроводнике. При падениях напряжения порядка $10 \frac{kT}{e} \cong 0,25$ в, как показано в § 38, концентрации существенно меняются уже на расстоянии порядка 10^{-7} см, что сравнимо с s_T , и может быть меньше, чем l_1 . В настоящем параграфе мы учтем зависимость n_1 и n_2 от x .

На границе полупроводника I падает тепловой поток электронов, плотность которого может быть определена по

приближенной формуле

$$j_{\tau 1} = \frac{1}{2} \frac{v_{\tau 1}}{l_1} \int_{-\infty}^0 n_1(x) e^{-\frac{2x}{l_1}}, \quad (44.1)$$

где $v_{\tau 1}$ — средняя тепловая скорость электрона.

Определим вероятность того, что любой из этих электронов пройдет через зазор, углубится в полупроводник II на расстояние x и рекомбинирует с дыркой в слое толщиной dx . Вероятность первого события равна D_1 . Вероятность второго события оценим, как вероятность туннельного эффекта сквозь барьер высотой до зоны проводимости по-

лупроводника II ; эта вероятность равна $e^{-\frac{x}{s''}}$, где

$$s'' = \frac{\hbar}{2\sqrt{2m_1e(E_g'' - \mu_1 - \mu_2 - V_s - V_k)}} \cong 10^{-7} \text{ см}; \quad (44.2)$$

E_g'' — ширина запрещенной зоны в полупроводнике II . Конечно, это очень грубая оценка, ибо здесь имеет место туннельный эффект не через потенциальный барьер, а сквозь запрещенную зону. Наконец, вероятность третьего события равна $n_2(x)\sigma dx$, где σ — поперечное сечение рекомбинации электрона и дырки.

При определении s'' так же, как и ранее при определении D_1 и D_2 , не учтен наклон потенциального или квазипотенциального барьера за счет падений напряжения (V_s и V_{II}). Однако, пока вообще применима теория, должно быть $V_s \ll W' - \mu_1$ и $V_{II} \ll E_g'' - \mu_1 - \mu_2 - V_s - V_k$, так что наклон существенной роли не играет.

Вероятность всего сложного события ориентировочно (ибо не очевидно, что в данном случае туннельный эффект и рекомбинация суть независимые события) равна произведению вероятностей всех трех событий, т. е. равна

$$D_1 e^{-\frac{x}{s''}} n_2(x) \sigma dx. \quad (44.3)$$

Чтобы получить полную вероятность рекомбинации, это выражение следует проинтегрировать по x от 0 до ∞ , что дает

$$D_1 \sigma \int_0^{\infty} n_2(x) e^{-\frac{x}{s_2}} dx. \quad (44.4)$$

Поток рекомбинирующих электронов равен

$$\frac{1}{4} n_{1\kappa} \alpha_1 v_{\tau 1} D_1 n_{2\kappa} \alpha'' s_2'', \quad (44.5)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{2}{l_1} \int_{-\infty}^0 \frac{n_1}{n_{1\kappa}} e^{\frac{2x}{l_1}} dx; \quad (44.6)$$

$$\alpha'' = \frac{1}{s_2} \int_0^{\infty} \frac{n_2}{n_{2\kappa}} e^{-\frac{x}{s_2}} dx; \quad (44.7)$$

$n_{1\kappa}$ и $n_{2\kappa}$ — значения n_1 и n_2 на контакте.

Совершенно аналогично поток дырок, проходящих из полупроводника II сквозь зазор и рекомбинирующих с электронами внутри полупроводника I, равен

$$\frac{1}{4} \alpha_2 n_2 v_{\tau 2} D_2 n_1 \alpha' s_2', \quad (44.8)$$

где

$$s_2' = \frac{\hbar}{2 \sqrt{2m_2 e E_g}} \cong 10^{-7} \text{ см}; \quad (44.9)$$

$$\alpha_2 = \frac{2}{l_2} \int_0^{\infty} \frac{n_2}{n_{2\kappa}} e^{-\frac{2x}{l_2}} dx; \quad \alpha' = \frac{1}{s_2'} \int_{-\infty}^0 \frac{n_1}{n_{1\kappa}} e^{\frac{x}{s_2'}} dx; \quad (44.10)$$

тепловая скорость дырок $v_{\tau 2} \cong v_{\tau 1}$, эффективная глубина туннельного эффекта в полупроводнике I есть $s_2' \cong s_2''$.

Точно так же получаем, что поток электронов, захватываемых акцепторными уровнями в полупроводнике II:

$$\frac{1}{4} v_{\tau 1} n_{1\kappa} \alpha_1 D_1 n_{2\kappa} \alpha'' \frac{N_3}{Q_1} \sigma_3 s_2'', \quad (44.11)$$

а поток дырок, захватываемых уровнями доноров в полупроводнике I:

$$\frac{1}{4} v_{\tau 2} n_{2\kappa} \alpha_2 D_2 n_1 \alpha' \frac{N_4}{Q_2} \sigma_4 s_2', \quad (44.12)$$

где σ_3 — сечение захвата электрона местным уровнем в полупроводнике II , а σ_4 — сечение захвата дырки местным уровнем в полупроводнике I . В выражении для Q_1 следует вместо n_1 и n'_1 подставить $n_{1к}\alpha_1$ и $n_2\alpha''$, в выражении для Q_2 вместо n_1 и n_2 подставить $n_1\alpha'$ и $n_2\alpha_2$.

Чтобы получить общее выражение для тока, следует сложить (44.5), (44.8), (44.11) и (44.12), вычесть такие же члены, соответствующие обратным процессам, и все это умножить на заряд электрона и на величину S — истинную площадь контакта, так как полупроводники вследствие шероховатости соприкасаются с зазором $s < 10^{-7}$ см не по всей своей поверхности. В результате получаем:

$$j = A \left\{ [n_{1к} n_{2к} \alpha_1 \alpha'' - n_{1к}^0 n_{2к}^0 \alpha_1^0 \alpha''^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}] \left(1 + \frac{\beta_1 N_3 \vartheta_1}{Q_1} \right) + \right. \\ \left. + \frac{D_2}{D_1} [n_{1к} n_{2к} \alpha' \alpha_2 - n_{1к}^0 n_{2к}^0 \alpha'^0 \alpha_2^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}] \left(1 + \frac{\beta_2 N_4 \vartheta_2}{Q_2} \right) \right\}, \quad (44.13)$$

где

$$A = \frac{1}{4} e v_T s_3 S D_1 \tau; \quad (44.14)$$

$$\beta_1 = \frac{\sigma_3}{\sigma}; \quad \beta_2 = \frac{\sigma_4}{\sigma}. \quad (44.15)$$

При $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha' = \alpha'' = 1$ выражение (44.13) переходит в (43.4). При $s = 10^{-7}$ см $D_2 \ll D_1$. Пока $V_3 \ll W'$, D_1 , а значит и A , зависят от V несущественно. Однако, если пользоваться более простой формулой (43.4), за счет коэффициентов α величина A может существенно зависеть от V .

Величины σ_1 , σ_3 и σ_4 лишь грубо ориентировочно можно оценить из времени жизни электронов и дырок в каждом полупроводнике в отдельности, ибо процессы рекомбинации и захвата на границе существенно отличаются от таких же процессов в глубине полупроводника.

Таким образом, коэффициент A содержит трудно поддающиеся оценке величины σ , S , s_3 и резко зависит от толщины зазора s , которую нелегко определить. Попутно заметим, что Q_1 и Q_2 зависят от D_1 и D_2 не столь резко. Так, если $n_{1к} \cong n_{2к}$, то при изменении D_1 или D_2 от единицы до нуля Q_1 и Q_2 меняются всего в два раза, обычно же $D_{1,2} \ll 1$, так что ошибка в определении их дает небольшую погрешность в величинах Q_1 и Q_2 .

Остается оценить коэффициенты α , учитывающие зависимость концентраций от x . Для качественных соображений достаточно учесть, что $\alpha < 1$ при $V + V_{\kappa} > 0$ и убывает с ростом напряжения, а при $V + V_{\kappa} < 0$ коэффициент $\alpha > 1$ и возрастает с ростом напряжения, при малых $V + V_{\kappa}$ будет $\alpha \cong 1$. Чтобы фактически вычислить α подберем аппроксимирующую функцию для $n_{1,2}(x)$. Анализ выражений (44.11), (44.14) и (44.17) показывает, что при $V + V_{\kappa} > 0$ вблизи контакта можно положить

$$n_1(x) \cong n_{1\kappa} e^{\frac{x}{x_1}}; \quad n_2(x) = n_{2\kappa} e^{-\frac{x}{x_2}}, \quad (44.16)$$

а при $V + V_{\kappa} < 0$:

$$n_1(x) \cong n_1^{\infty} - (n_1^{\infty} - n_{1\kappa}) e^{\frac{x}{x_3}}; \\ n_2(x) \cong n_2^{\infty} - (n_2^{\infty} - n_{2\kappa}) e^{-\frac{x}{x_4}}; \quad (44.17)$$

x_1, x_2, x_3, x_4 определяются из условия, что производные по x от аппроксимирующей и точной функций равны при $x = 0$, что дает

$$x_{1,2} \cong \left| \frac{n_{1,2}}{E \frac{dn_{1,2}}{d\varphi}} \right|; \quad x_{3,4} = \left| \frac{n_{1,2}^{\infty} - n_{1,2\kappa}}{E \frac{dn_{1,2\kappa}}{d\varphi}} \right|. \quad (44.18)$$

Согласно (38.1) $\left| \frac{dn_{1,2\kappa}}{d\varphi} \right| = n_{1,2} \frac{e}{kT}$ при $V_{I,II} - \mu_{1,2} < 0$, и потому

$$x_{3,4} = \frac{n_{1,2}^{\infty} - n_{1,2\kappa}}{n_{1,2\kappa}} \cdot \frac{kT}{e|E_{\kappa}|}. \quad (44.19)$$

При $\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}_{1,2} > 1$:

$$F(\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}_{1,2}) \sim (\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}_{1,2})^{3/2},$$

$$\frac{dn_{1,2}}{d\varphi} = \frac{3}{2} n_{1,2} (\tilde{V}_{1,2} - \tilde{\mu}_{1,2}) \frac{e}{kT}$$

и

$$x_{1,2} \cong \frac{2}{3} \cdot \frac{V_{I,II} - \mu_{1,2}}{E_{\kappa}}. \quad (44.20)$$

Подставляя (44.16) и (44.17) в (44.6), (44.7) и (44.10), получаем после интегрирования при $V + V_K > 0$

$$\alpha_{1,2} = \frac{2x_{1,2}}{l_{1,2} + 2x_{1,2}}; \quad \alpha','' = \frac{x_{1,2}}{s_0','' - x_{1,2}}, \quad (44.21)$$

а при $V + V_K < 0$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{1,2} &= \frac{2x_{2,4}}{l_{1,2} + 2x_{3,4}} + \frac{n_{1,2}^\infty l_{1,2}}{n_{1,2K} (l_{1,2} + 2x_{3,4})}; \\ \alpha','' &= \frac{x_{3,4}}{s_0','' + x_{3,4}} + \frac{n_{1,2}^\infty s_0',''}{n_{1,2K} (s_0','' + x_{3,4})}; \end{aligned} \right\} \quad (44.22)$$

при $x_{1,2,3,4} \rightarrow \infty$ все α стремятся к единице.

В заключение преобразуем выражения (43.5), (43.6) и (44.13) к виду, более удобному для производства численных расчетов, подставляя значение (38.1) для n_1 и n_2 при $\varphi = \pm V_{I,II}$:

$$\begin{aligned} j = A' \left\{ [F_1 F_2 \alpha_1 \alpha'' - F_1^0 F_2^0 \alpha_1^0 \alpha'' e^{-(\tilde{V}_2 - \tilde{V}_3^0)}] \left(\vartheta + \frac{N_3}{B} \cdot \frac{\beta_1 \vartheta_1}{Q'_1} \right) + \right. \\ \left. + \frac{D_2}{D_1} [F_1 F_2 \alpha'_1 \alpha_2 - F_1^0 F_2^0 \alpha_1^0 \alpha_2^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}] \left(\vartheta + \frac{N_4}{B} + \frac{\beta_2 \vartheta_2}{Q'_2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (44.23)$$

где

$$A' = \frac{1}{4} e \sigma_T s_3 S D_1 \sigma B_1 B_2; \quad (44.24)$$

$$F_{1,2} = F(\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}_{1,2}); \quad (44.25)$$

$$\begin{aligned} Q'_1 = F_1 D_1 \vartheta_1 \alpha_1 + F_2 \alpha'' + F_1^0 D_1 \vartheta_1 \alpha_1^0 e^{\tilde{V}_3^0 - \tilde{V}_3 + \tilde{V}_{II}^0 + \tilde{\mu}_3} + \\ + F_2^0 \alpha'' e^{-(\tilde{V}_{II}^0 + \tilde{\mu}_3)}; \end{aligned} \quad (44.26)$$

$$\begin{aligned} Q'_2 = F_1 \alpha' + F_2 D_2 \vartheta_2 \alpha_2 + F_1^0 \alpha' e^{-(\tilde{V}_1^0 + \tilde{\mu}_4)} + \\ + F_2^0 D_2 \vartheta_2 \alpha_2^0 e^{\tilde{V}_3^0 - \tilde{V}_3 + \tilde{V}_1^0 + \tilde{\mu}_4}. \end{aligned} \quad (44.27)$$

§ 45. Анализ полученного выражения для тока и учет омического падения напряжения

При $V > 0$ (минус приложен к электронному полупроводнику) мы имеем $V_I > V_I^0$, $V_{II} > V_{II}^0$ и $V_3 > V_3^0$; следовательно, первый член в квадратных скобках выражений (44.13) или (44.23) превышает второй и $j > 0$. Уже при $V = \frac{kT}{e}$ отношение первого члена ко второму приблизительно равно $e \cong 2,72$, а затем оно возрастает еще более, так что рост тока определяется, в основном, ходом функции $F(z)$, хотя коэффициенты α несколько уменьшают рост тока. При $V < 0$ первый член в квадратных скобках быстро убывает, а второй растет, так как $V_3 - V_3^0 < 0$. Однако рост его протекает медленней, чем первого члена при $V > 0$, и ограничивается условием $V_3 > V_K - \mu_1 - \mu_2$. Следовательно, имеет место выпрямление, причем $V > 0$ соответствует пропускному направлению, $V < 0$ — запиорному.

Существенное влияние на вольтамперную характеристику оказывает контактная разность потенциалов V_K . При $V_K < 0$ и $V = 0$ концентрации носителей у границы понижены, и, следовательно, должно быть большое сопротивление контакта, поскольку ток через контакт пропорционален произведению концентраций. Наоборот, при $V_K > 0$ концентрации у границы повышены, и большого сопротивления не наблюдается.

При $V_K < 0$ и малом $V > 0$ аргументы выражений (38.1) или (44.25) отрицательны, а при этом функция $F(z)$ изменяется, как показательная. Следовательно ток растет экспоненциально с напряжением, однако, коэффициент при $\tilde{V}$ в показателе экспоненты меньше единицы. Дело в том, что в данных условиях основную роль играет рекомбинация через локальные уровни, ибо концентрации электронов и дырок малы. Но вторые члены в круглых скобках выражений (44.13) и (44.23), описывающие эту рекомбинацию, содержат n_1 и n_2 в знаменателе в первой степени. Значит ток пропорционален не произведению концентраций, а концентрации в первой степени, т. е. ориентировочно величине $e^{\tilde{V}_I - \tilde{V}_I^0}$, но, согласно (38.19), при $V_I \cong V_{II}$ разность $V_I - V_I^0 \leq \frac{V}{2}$.

При дальнейшем росте напряжения аргументы выражений (38.1) или (44.25) становятся положительными и при $z \gg 1$ функция $F(z)$ пропорциональна $z^{3/2}$. В данных условиях основную роль играет непосредственная рекомбинация электронов и дырок, ибо n_1 и n_2 велики. Кроме того, здесь $x_{1,2} < l_{1,2}$ или s_{α}' , так что существенна зависимость α от V . Согласно (44.21), (44.20) и (38.13), $\alpha_{1,2}$ или $\alpha',''$ пропорционально $(V_{I,II} - \mu_{1,2})^{1/4}$. Значит ток будет пропорционален $n_{1k} n_{2k} \alpha_1 \alpha_2$, т. е. $(V_I - \mu_1)^{5/4} (V_{II} - \mu_2)^{5/4} \sim V^{5/2}$.

Иная картина получается при $V_k > 0$. Уже при малых $V > 0$ аргумент выражений (38.1) и (44.25) положителен, и функция $F(z)$, а значит и ток возрастают медленней, чем по показательному закону. Соответственно и коэффициент выпрямления получается значительно меньше.

Таким образом, хотя контактная разность потенциалов и не является в рассматриваемой системе первопричиной контактных явлений, как в случае контакта металл — полупроводник, но она оказывает существенное влияние на величину этих эффектов. При $V_k > 0$, когда нет приконтактных слоев, обедненных носителями тока, можно ожидать лишь немного повышенное сопротивление контакта и незначительное выпрямление, что и подтверждается опытами (по обычной теории эти эффекты должны бы при $V_k > 0$ отсутствовать).

Такое же влияние, как V_k , могут оказывать поверхностные уровни, если они вызывают повышение концентраций носителей тока у поверхности полупроводника. Эту роль поверхностных уровней можно описать, вводя соответствующую эффективную V_k .

Выражения (43.4), (44.13) или (44.23) позволяют также установить влияние зазора. Это влияние вредное. Прежде всего, зазор увеличивает сопротивление как в прямом, так и в обратном направлении благодаря убыванию прозрачностей зазора D_1 и D_2 . Коэффициент A , согласно (44.14) и (43.10), убывает с увеличением зазора по показательному закону. Далее, зазор обуславливает рост тока и уменьшение сопротивления с ростом напряжения в запиорном направлении за счет множителя $e^{-(\tilde{V}_s - \tilde{V}_s^0)}$. При отсутствии зазора ток в запиорном направлении после небольшого возрастания должен оставаться постоянным, а сопротивление медленно

возрастать, что и наблюдалось в некоторых опытах. И, наконец, при наличии зазора ток в пропускном направлении медленнее возрастает с напряжением, так как часть напряжения V_z , приходящаяся на зазор, не способствует возрастанию n_1 и n_2 . Два последних обстоятельства снижают коэффициент выпрямления. Поэтому из теории следует, что для получения хорошего выпрямления следует брать чистые поверхности полупроводников, лишённые газовой пленки, и плотнее прижимать их друг к другу.

Поскольку ток через контакт пропорционален произведению концентраций электронов и дырок, явление повышенного сопротивления контакта, а следовательно, и выпрямление должны быть менее выражены у полупроводников с большой концентрацией носителей и атомов примеси, т. е. с большой проводимостью. Нормальная проводимость пропорциональна концентрации носителей в первой степени, ΣR определяется проводимостью менее проводящего полупроводника, следовательно, при прочих равных условиях от-

ношение $\frac{R_{\kappa}}{\Sigma R}$ будет обратно пропорционально концентрации носителей в более проводящем полупроводнике.

До сих пор мы не учитывали омическое падение напряжения, а только диффузионное.

Омическое падение напряжения в нашем случае может играть заметную роль при большом токе как в пропускном, так и в запиорном направлении. При $V + V_{\kappa} > 0$ играет роль сопротивление всей толщи полупроводников, так как вблизи контакта проводимость повышена, следовательно, в этом случае омическое падение напряжения

$$V_{\text{ом}} = j \Sigma R = \frac{j}{S_0} \left(\frac{l'}{en_1^{\infty} u_1} + \frac{l''}{en_2^{\infty} u_2} \right), \quad (45.1)$$

где S_0 — поперечное сечение полупроводников ($S_0 > S$), l' и l'' — толщина обоих полупроводников, n_1^{∞} — концентрация электронов в полупроводнике I , n_2^{∞} — концентрация дырок в полупроводнике II вдали от контакта, u_1 и u_2 — их подвижности.

При $V + V_{\kappa} < 0$ слой полупроводника у контакта обеднен носителями и создает добавочное сопротивление и доба-

вочное омическое падение напряжения

$$V'_{\text{ом}} = \frac{j}{Se} \left[\frac{1}{u_1} \int_{-\infty}^0 \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_1^{\infty}} \right) dx + \frac{1}{u_2} \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_2^{\infty}} \right) dx \right]. \quad (45.2)$$

Здесь в знаменателе стоит S , а не S_0 , так как добавочное падение напряжения сосредотачивается в узком слое у контакта, т. е. в шероховатостях.

Чтобы вычислить интегралы (45.2), полагаем $dx = -\frac{d\varphi}{E}$, подставляем значение n_1 и n_2 и используем полученные выше выражения для E . При $V + V_{\kappa} < 0$ функции F и F_{η} можно заменить экспонентами, так что $n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty} e^{\pm \tilde{\varphi}}$. Получающиеся в результате указанных подстановок интегралы по φ могут быть взяты в двух случаях. При $\tilde{V}_{I,II} + \tilde{\mu}_{4,3} \gg 1$, когда нет пересечения примесных уровней с уровнем химического потенциала, для E справедливо выражение (38.10). Подстановка его в интегралы и интегрирование дают

$$V'_{\text{ом}} = \frac{j}{e^2 S} \sqrt{\frac{kT}{2\pi}} \left[\frac{\sqrt{\epsilon'}}{u_1 n_1^{\infty 3/2}} (e^{\tilde{V}_I} - 1) + \frac{\sqrt{\epsilon''}}{u_2 n_2^{\infty 3/2}} (e^{-\tilde{V}_{II}} - 1) \right]. \quad (45.3)$$

При $\tilde{V}_{I,II} \ll -1$ основное сопротивление оказывается наиболее обедненным носителями тока слоем, лежащим у самого контакта, где $\pm \tilde{\varphi} < -1$, и согласно (22.8)

$$E', '' \cong \sqrt{\frac{8\pi kT n_{1,2}^{\infty}}{\epsilon', ''}} e^{\tilde{\mu}_{4,3}} \ln(1 + e^{\mp \tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_{4,3}}). \quad (45.4)$$

Если учесть сопротивление только этого слоя и подставить выражение (45.4) для E , получаем:

$$V'_{\text{ом}} = \frac{j}{e^2 S} \sqrt{\frac{kT}{2\pi}} \left\{ \frac{\sqrt{\epsilon'}}{u_1 n_1^{\infty 3/2}} \psi \left\{ \sqrt{\ln[1 + e^{-(\tilde{V}_I + \tilde{\mu}_4)}]} \right\} e^{\frac{\tilde{\mu}_4}{2}} + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{\epsilon''}}{u_2 n_2^{\infty 3/2}} \psi \left\{ \sqrt{\ln[1 + e^{-(\tilde{V}_{II} + \tilde{\mu}_3)}]} \right\} e^{\frac{\tilde{\mu}_3}{2}} \right\}, \quad (45.5)$$

где

$$\psi(z) = \int_0^z e^{t^2} dt \quad (45.6)$$

— табулированный интеграл.

Следует заметить, что если этот обедненный слой имеет толщину, сравнимую или меньшую, чем длина свободного пробега или глубина туннельного эффекта, омическое падение напряжения будет меньше значения, вычисленного по формуле (45.5).

Омическое падение напряжения следует прибавить к диффузионному. В результате, согласно (38.10), получаем, что, если отсутствует добавочное сопротивление у контактов полупроводников с металлическими электродами, то полное напряжение, приложенное к системе:

$$V = V_I + V_{II} + V_3 - V_{\kappa} + V_{ом} + V'_{ом}. \quad (45.7)$$

При $V + V_{\kappa} > 0$ будет $V'_{ом} = 0$. Запомним, что, пока соблюдается неравенство (36.1), т. е. пока весь предыдущий расчет остается справедливым, $V'_{ом}$ может быть лишь малой поправкой. Наоборот, $V_{ом}$ зависит от толщины полупроводников и может быть велико уже при выполнении неравенства (36.1) в приконтактных слоях полупроводников.

Омическое падение напряжения ограничивает рост тока с напряжением и убывание сопротивления. С ростом V омическое падение напряжения играет все большую роль и, наконец, делается приблизительно равным V . При этом R_{κ} в пропускном направлении стремится к ΣR .

ГЛАВА IX

ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ ТЕОРИИ КОНТАКТА ДВУХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И СРАВНЕНИЕ С ОПЫТОМ

§ 46. Границы применимости расчетов, проделанных в главах VII и VIII

В настоящем параграфе установим более точно границу между областями применения различных вариантов теории контакта двух полупроводников, а также пределы применимости каждого из вариантов.

Чтобы установить границу между областями применимости теории главы VII и теории главы VIII, требуется сравнить выражение (44.13) с выражениями (41.1) — (41.4). Для большей наглядности сравним лишь поток электронов из полупроводника *I*, рекомбинирующий с дырками полупроводника *II* [первый член в фигурных скобках (44.13)], с потоком электронов, попадающих в зону проводимости полупроводника *II* [выражение (41.1)]. В знаменателе (41.1) учитываем лишь первый член $\frac{1}{x_r}$, а в (44.3) примем $\alpha_1 = \alpha'' = \vartheta = \vartheta_1 = 1$. Отношение тока заброса к току рекомбинации равно при этом

$$\frac{j_{1 \text{ забр}}}{j_{1 \text{ рек}}} = \frac{n_1^{\prime\prime\infty} u_1^{\prime\prime} kT x_r^{\prime\prime} (e^{\tilde{V}} - 1)}{\frac{A}{S} [n_{1\kappa} n_{2\kappa} - n_{1\kappa}^0 n_{2\kappa}^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}] \left(1 + \frac{\beta_1 N_3}{Q_1}\right)}. \quad (46.1)$$

В запорном направлении и при малом V в пропускном направлении $n_{1\kappa} n_{2\kappa} - n_{1\kappa}^0 n_{2\kappa}^0 \cong n_1^{\prime\prime\infty} n_2^{\prime\prime\infty} e^{\tilde{V}_\kappa - \tilde{V}_3}$, в круглых скобках знаменателя (46.1) основное значение имеет второй член

и, согласно (43.5), $Q_1 = n_2''$. Подставляем еще выражения (44.14) для A , (44.15) для β_1 и (40.4) для x_r'' , тогда (46.1) дает:

$$\frac{j_{1 \text{ забн}}}{j_{1 \text{ ек}}} = \frac{n_1'' \sqrt{ekTu_1'' \left(k_{12}'' + \frac{N_3 k_{13}'' k_{23}''}{k_{23}'' + k_{32}'' n_2''} \right) n_1''}}{\frac{1}{4} e v_T s_3 D_1 \sigma_3 n_1'' N_3 e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K}}}. \quad (46.2)$$

Замечаем, что в соответствии с (16.12) круглая скобка по порядку величины равна $\sigma_3 v_T$, подставляем $u_1'' = \frac{el_1''}{\sqrt{mkT}}$ и учитываем, что $v_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$; (46.2) принимает вид

$$\frac{j_{1 \text{ забн}}}{j_{1 \text{ ек}}} \cong \frac{1}{D_1 s_3} \sqrt{\frac{l_1''}{\sigma_3 n_1''}} \cdot \frac{n_1''}{N_3} e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K}, \quad (46.3)$$

где l_1'' — длина свободного пробега электрона в полупроводнике II. Если $D_1 = 0,1$, $s_3 = 10^{-8}$ см, $l_1'' = 10^{-6}$ см, $n_1'' = 10^{15}$ и $\sigma_3 = 10^{-15}$, то рекомбинация имеет основное значение, если $\frac{n_1''}{N_3} e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_K} < 3 \cdot 10^{-6}$. Так как, согласно

(38.4), $\frac{n_1''}{N_3} \cong e^{\tilde{\mu}_2'' - \tilde{\mu}_3'' - \tilde{\mu}_1''}$ и $\mu_3'' \cong \mu_2''$ (рис. 20), то рекомбинация преобладает при условии $\mu_1'' + V_K - V_3 > 0,32e$.

Так как в запиорном направлении $V_3 < 0$, то, согласно (46.3), с ростом запиорного напряжения относительная роль тока рекомбинации (точнее, тока диссоциации на границе) возрастает. Наоборот, в пропускном направлении с ростом напряжения относительная роль тока рекомбинации убывает, так как отношение (46.1) растет по трем причинам: 1) вследствие возрастания Q_1 , примерно пропорционально n_2 ; 2) благодаря убыванию $e^{-\tilde{V}_3}$ при $V_3 > 0$; 3) из-за того, что стоящая в числителе экспоненциальная функция возрастает быстрее, чем стоящее в знаменателе произведение $n_1 n_2$, пропорциональное произведению интегралов Ферми $F_1 F_2$. При достаточно большом $V > 0$ в круглых скобках знаме-

нателя (46.1) основную роль играет первый член. Учитывая лишь первый член в квадратных скобках, отбрасывая единицу по сравнению с $e^{\tilde{\nu}}$ в числителе, принимая во внимание (38.1) и коэффициенты α_1 и α'' и производя все те же подстановки, что и при выводе выражений (46.2) и (46.3), получаем из (46.1)

$$\frac{j_{1 \text{ влбр}}}{j_{1 \text{ гек}}} \cong \frac{1}{D_1 s_9 \alpha_1 \alpha''} \sqrt{\frac{l_1''}{\sigma n_1' \infty}} \cdot \frac{n_1'' \infty}{B_2} \cdot \frac{e^{\tilde{\nu} - \tilde{\mu}'_1}}{F_1 F_2}, \quad (46.4)$$

где B_2 , F_1 и F_2 даются выражениями (38.2) и (44.25).

Найдем теперь условия применимости расчетов, проведенных в каждом из вариантов теории. Основное предположение, которое было сделано в обеих главах, — это малость тока, выражаемая условием (36.2). Это условие может быть нарушено при достаточно большом напряжении, приложенном как в пропускном, так и в запиорном направлении. В пропускном направлении — потому, что ток растет с напряжением быстрее, чем правая часть выражения (36.2), а в запиорном направлении — ввиду того, что ток возрастает или остается постоянным с ростом напряжения, а концентрация электронов у контакта убывает.

Чтобы получить условие малости тока для главы VIII в пропускном направлении, подставляем в неравенство (36.2) выражение (44.13) для тока и (38.8) для E у контакта, при этом в случае большого V в этих выражениях можно ограничиться лишь первыми членами (в скобках и под корнем). Также вместо $\mu_{1,2}$ подставляем его значение у границы $\mu'_1 - V_I$ или $\mu''_2 - V_{II}$, где μ'_1 и μ''_2 заданы вдали от контакта. В итоге имеем

$$\frac{A}{eS} n_{1k} n_{2k} \ll A_{1,2} \sqrt{\frac{8\pi kTB_{1,2}}{\epsilon} F_{3/2} (\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}'_{1,2})} \times \\ \times \ln(1 + e^{\tilde{V}_{I,II} - \tilde{\mu}'_{1,2}}). \quad (46.5)$$

Подставляем выражение (44.14) для A , (38.1) — для $n_{1,2}$ при $\pm \varphi = V_{I,II}$, полагаем $B_1 \cong B_2$ и пренебрегаем единицей под знаком логарифма, что можно сделать при

достаточно больших V_I и V_{II} , тогда неравенство приобретает вид:

$$\frac{D_1 \sigma s_3 v_T B_1^{3/2}}{A_{1,2}} \sqrt{\frac{\epsilon}{8\pi kT}} \cdot \frac{F_1 F_2}{(\tilde{V}_{I, II} - \tilde{\mu}_{1,2}) \sqrt{F_{3/2}(V_{I, II} - \mu_{1,2})}} \ll 1. \quad (46.6)$$

Оно может быть еще упрощено, если вспомнить, что при больших V_I и V_{II} , согласно (38.24) и (44.25), $V_I - \mu_1 \cong V_{II} - \mu_2$ и $F_1 = F_2$, а также при большом z функция $F(z) \cong z^{3/2}$, а $F_{3/2}(z) \cong z^{5/2}$. На основании этого получаем

$$\frac{D_1 \sigma s_3 v_T B_1^{3/2}}{A_{1,2}} \sqrt{\frac{\epsilon}{8\pi kT}} (\tilde{V}_{I, II} - \tilde{\mu}_{1,2})^{3/4} \ll 1. \quad (46.7)$$

Подставляя в (15.16) $m_{1,2} = 9 \cdot 10^{-28}$ г, $l_{1,2} = 10^{-6}$ см, $kT = 4 \cdot 10^{-14}$ эрг, $e \cong 5 \cdot 10^{-10}$ и $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$, получаем $A_{1,2} \cong 10^{24}$. Далее, если, например, $D_1 = 0,1$, $\sigma = 10^{-18}$ см, $v_T = 10^7$ см/сек, $s_3 = 10^{-8}$ и $B = 3 \cdot 10^{19}$, то (46.7) дает

$$(\tilde{V}_{I, II} - \tilde{\mu}_{1,2})^{3/4} \ll 2 \cdot 10^4.$$

Нетрудно убедиться, что это условие выполняется всегда при любых разумных значениях V_I и V_{II} .

В зазорном направлении вместо неравенства (36.2) можно воспользоваться неравенством (36.1). Подставляя туда выражения (44.13) и (38.8) для тока и напряженности поля, удерживаем в них лишь члены, играющие роль при большом отрицательном V . В итоге получаем приблизительно

$$\frac{AN_4}{SD_1} e^{\tilde{V}_1^0 - \tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_3} \ll eu'_1 e^{\tilde{V}_I} \sqrt{\frac{8\pi e B_1}{\epsilon} (V_I + \mu_4)}, \quad (46.8)$$

или, если подставить значение A ,

$$\frac{\sigma s_3 N_4 kT}{el} \sqrt{\frac{\epsilon}{-8\pi B (V_I + \mu_4)}} e^{\tilde{V}_I^0 - \tilde{V}_I - \mu_2 - \tilde{\mu}_3} \ll 1. \quad (46.9)$$

При тех же числовых значениях, что и выше, и при $N \cong 10^{18}$, получаем отсюда

$$\frac{e^{\tilde{V}_I^0 - \tilde{V}_I - \mu_2 - \tilde{\mu}_3}}{\sqrt{-(\tilde{V}_I + \mu_4)}} \ll 2 \cdot 10^2 \text{ CGSE}$$

или $V_I^0 - V_I - \mu_1 - \mu_3 < \sim 0,38$ в.

Значит, при достаточно большом отрицательном напряжении (порядка 1 в) расчет перестает быть справедливым.

Аналогично можно установить пределы применимости и для расчетов, сделанных в главе VII. Подставляя в (36.2) выражение (41.1) для j_1 и (38.8) для E и удерживая в них лишь наибольшие члены, получаем в пропускном направлении:

$$n_1'' u_1'' k T x_r'' e^{\tilde{V}} \ll A_1 \sqrt{\frac{8\pi k T}{\epsilon} B_1 F_{3/2} (\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1)} \ln(1 + e^{\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1}), \quad (46.10)$$

или, подставляя выражение (40.4) для x_r'' , выражение для u_1'' и пренебрегая единицей под знаком логарифма:

$$\sqrt{\frac{l_1'' \sigma_3 n_1'^{\infty} \epsilon}{8\pi B_1}} \cdot \frac{n_1''}{A_1} \cdot \frac{e^{\tilde{V}}}{(\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1) \sqrt{F_{3/2} (\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1)}} \ll 1. \quad (46.11)$$

Если $l_1'' = 10^{-6}$ см, $\sigma_3 = 10^{-15}$ см², $\epsilon = 10$, $A_1 = 10^{24}$, $n_1'' = 10^{12}$, $n_1' = 10^{14}$, то

$$\frac{e^{\tilde{V}}}{(\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1) F_{3/2} (\tilde{V}_I - \tilde{\mu}_1)} \ll 3 \cdot 10^{25}$$

или $V < \sim 1,5$ в, т. е. в отличие от предыдущего здесь расчет справедлив лишь при небольшом пропускном напряжении.

В запорном направлении с помощью (36.1), (41.1) и (38.8) получаем

$$n_1'' u_1'' k T x_r'' \ll n_1' u_1' e^{\tilde{V}_I} \sqrt{\frac{8\pi e B_1}{\epsilon} (V_I + \mu_4)}, \quad (46.12)$$

или, полагая $u_1'' \cong u_1'$ и подставляя значение x_r'' :

$$k T \sqrt{\frac{n_2'' \sigma_3 \epsilon}{8\pi e l_1'' B_1}} \cdot \frac{n_1''}{n_1'^{\infty}} \cdot \frac{e^{-\tilde{V}_I}}{\sqrt{V_I + \mu_1}} \ll 1. \quad (46.13)$$

При прежних числовых значениях это дает

$$\frac{e^{-\tilde{V}_I}}{\sqrt{V_I + \mu_1}} \ll 2 \cdot 10^{18} \text{ CGSE},$$

т. е. — $V_I < \sim 1$ в.

В качестве граничного условия при определении электрического поля было положено, что поле вдали от контакта $E^\infty = 0$. Это допустимо при условии $E^\infty \ll E_\kappa$, где E_κ — поле у контакта, но так как $E^\infty = \frac{j}{un^\infty}$, то это условие дает

$$j \ll uE_\kappa n^\infty. \quad (46.14)$$

При прохождении тока в запорном направлении $n < n^\infty$ и, следовательно, неравенство (46.14) наверняка выполнено, если выполнено неравенство (36.1). При пропускном направлении тока $n > n^\infty$, и неравенство (46.14) может быть нарушено скорее, чем (36.1) или (36.2). Впрочем, нарушение неравенства (46.14) при соблюдении (36.1) заставляет внести лишь небольшую поправку в проделанный расчет, а именно в выражении (38.8) для E под корнем следует добавить член $E^{\infty 2}$. Однако практического значения эта поправка не имеет, так как если E^∞ не достаточно мало, основную роль играет омическое падение напряжения во всей толще полупроводников, вычисленное по формуле (45.1), а падение напряжения в приконтактном слое является лишь несущественной добавкой.

При расчете полупроводников со смешанной проводимостью в главе VII предполагалось, что концентрация носителей второго рода значительно меньше концентрации основных носителей, т. е. $n'_2 \ll n'_1$ и $n''_1 \ll n''_2$. Если подставить выражения (38.1) для n'_1 и n''_2 и выражения (39.5) и (39.6) для n''_1 и n'_2 у контакта, то получим, учитывая (38.19):

$$n_2'^\infty e^{\tilde{V} - \tilde{V}_I} \ll B_1 F (\tilde{V}_I - \tilde{\psi}_1'); \quad n_1''^\infty e^{\tilde{V} - \tilde{V}_{II}} \ll B_2 F (\tilde{V}_{II} - \tilde{\psi}_2''). \quad (46.15)$$

Легко видеть, что с ростом V левые части этих неравенств растут быстрее правых, поэтому неравенства могут быть нарушены при достаточно большом положительном V . Если, например, $n_2'^\infty \cong n_1''^\infty = 10^{12}$ и $F_{1,2} \cong 1$, то неравенства (46.15) дают при $B_{1,2} = 3 \cdot 10^{19}$

$$V - V_{I, II} < 0,7 \text{ в,}$$

В заключение следует заметить, что числовые оценки, сделанные в настоящем параграфе, носят ориентировочный характер, и в некоторых случаях числа могут отличаться от приведенных здесь на несколько порядков величины.

§ 47. Экспериментальные данные о контакте двух полупроводников

Систематические экспериментальные исследования контактов разнообразных пар полупроводников произведены А. В. Иоффе [1]. Приведем более подробно основные результаты этих исследований.

Измерялось сопротивление контакта R_k в зависимости от приложенного напряжения V . Оказалось, что сопротивление зависит от направления тока, т. е. имеет место выпрямление. При V , стремящемся к нулю, R_k стремится к одному и тому же пределу, одинаковому для обоих направлений тока и много большему суммы сопротивлений ΣR обоих полупроводников, измеренных порознь между металлическими электродами. С ростом V в пропускном направлении $R_k = R_{пр}$ резко падает, с ростом V в запирающем направлении $R_k = R_{зап}$ также большей частью падает, но значительно медленнее, чем в пропускном направлении.

Автор различает следующие четыре группы пар полупроводников:

I. Полупроводники с разным знаком носителей тока, причем контактный потенциал дырочного выше контактного потенциала электронного, так что в обозначениях глав VII и VIII $V_k < 0$ и у границы полупроводников образуются слои, обедненные носителями тока.

II. Полупроводники с разным знаком носителей, но контактный потенциал электронного выше, чем дырочного, так что $V_k > 0$ и при $V = 0$ не образуются слои, обедненные носителями тока.

III. Полупроводники с одинаковым знаком носителей, но с разными работами выхода, $V_k \neq 0$, так что в одном из полупроводников согласно главе VI образуется слой, обедненный носителями тока.

IV. Полупроводники с одним типом носителей и без контактной разности потенциалов, $V_k \cong 0$.

Наиболее интересна группа I, экспериментальные данные для пар полупроводников этой группы приведены в табл. 1. В таблице указаны сопротивления пары в запиорном и пропускном направлениях при небольшом V (0,1—0,2 в) с металлическими электродами, не дающими добавочного сопротивления. В скобках указаны номера образцов. Из таблицы видно, что отношение $R_{\text{пр}}/\Sigma R$ для этой группы велико и достигает 10^4 для пары Cu_2O (9) + TiO_2 (I_к).

Т а б л и ц а 1

Полупроводники, образующие контакт	$R_{\text{зап}}$	$R_{\text{пр}}$	ΣR	$R_{\text{пр}}/\Sigma R$
Cu_2O (9) + TiO_2 (I _к)	$2,5 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^4$
UO_2 (I) + TiO_2 (I _к)	$5,2 \cdot 10^5$	$4,1 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10$
CuO (V) + TiO_2 (4)	$1,2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^2$
CuO (I) + TiO_2 (I _к)	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^3$
CuO (I) + TiO_2 (3а)	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^2$
Cu_2O (9) + TiO_2 (3а)	$3,5 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^2$
Se + TiO_2 (3а)	$1,7 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^7$	$6,3 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^2$
Cu_2O (VII) + TiO_2 (I _к)	$7,7 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^3$
U_3O_8 + TiO_2 (I _к)	$2 \cdot 10^9$	$6,7 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^2$
UO_2 + TiO_2 (4)	$1 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^2$

На рис. 22 показана зависимость сопротивления контакта (отложенного в логарифмическом масштабе) от приложенного напряжения для различных пар полупроводников; из первой группы приведены кривые для пар Cu_2O + TiO_2 и UO_2 + TiO_2 . В обоих случаях $R_{\text{пр}}$ резко падает с ростом V , что вообще характерно для первой группы пар полупроводников. Особенно резко это падение у пары Cu_2O + TiO_2 . Сопротивление в запиорном направлении у этой пары медленно падает с ростом V . Максимальный коэффициент выпрямления достигает 10^4 приблизительно при 2—3 в.

В случае UO_2 + TiO_2 сопротивление в запиорном направлении оставалось постоянным. Коэффициент выпрямления не превышал 60.

В случае Cu_2O + ZnO выпрямление не превышало 10, в случае U_3O_8 + TiO_2 достигало 170, а у пары UO_2 + ZnO не превышало 7, так как запиорное сопротивление быстро

спадало. Аналогичные закономерности наблюдались и в случае пар $\text{CuO} + \text{TiO}_2$, $\text{CuO} + \text{ZnO}$, $\text{Se} + \text{TiO}_2$, коэффициент выпрямления не превышал 100.

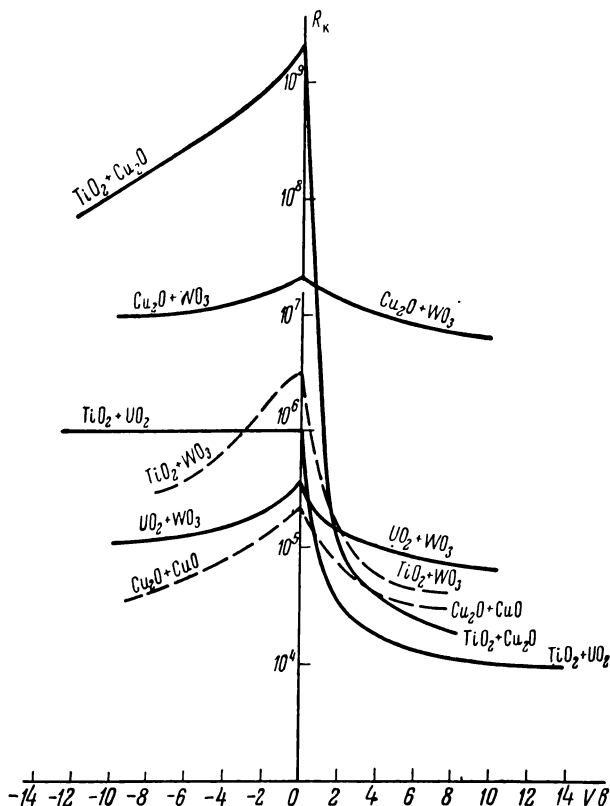


Рис. 22. Экспериментальные кривые для контакта двух полупроводников.

У всех пар этой группы пропускное направление соответствовало плюсу, приложенному к дырочному полупроводнику, в согласии с теорией. Коэффициент выпрямления с ростом V сначала возрастал, достигал максимума при 2—3 в и затем медленно падал.

Экспериментальные данные для пар полупроводников второй группы приведены в первой части табл. 2. На рис. 22 показана зависимость сопротивления R от приложенного напряжения для двух пар данной группы $\text{Cu}_2\text{O} + \text{WO}_3$ и $\text{UO}_2 + \text{WO}_3$. Согласно теории запорного слоя, обедненного носителями тока, здесь не должно быть ни добавочного сопротивления, ни выпрямления, и R не должно вообще зависеть от V . Тем не менее, как это видно из таблицы и из кривых, всё же R было в несколько раз больше, чем ΣR , зависимость R от V вполне ощутима, хотя и значительно слабее, чем у группы I и также наблюдалось незначительное выпрямление, причем пропускное направление, как и для группы I, соответствовало минусу, приложенному к электронному полупроводнику WO_3 . Коэффициент выпрямления не превышал трех.

Т а б л и ц а 2

Группа	Полупроводники, образующие контакт	$R_{\text{ж}}$	ΣR	$R_{\text{ж}}/\Sigma R$
II	WO_3 (VI) + Se (I)	10^6	$1,6 \cdot 10^5$	6
	Cu_2O (VII) + WO_3 (VI)	$1,6 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^5$	4
	$\text{UO}_2 + \text{WO}_3$ (VI)	$5 \cdot 10^5$	$1,03 \cdot 10^5$	5
	$\text{UO}_2 + \text{WO}_3$ (VII)	$1,7 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^4$	4
III	UO_2 (Ia) + Cu_2O (9)	$2 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^3$	3,5
	UO_2 (Ia) + Se (I)	$5 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^4$	1,5
	UO_2 (Ia) + Se (II)	$1,6 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^3$	2,0
	Cu_2O (VII) + UO_2 (Ia)	$2,9 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	1,7
	TiO_2 (I _ж) + TiO_2 (II _ж)	$7,1 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^4$	54
	TiO_2 (I _ж) + TiO_2 (4)	$1,7 \cdot 10^5$	$9,8 \cdot 10^3$	17
	TiO_2 (I _ж) + WO_3 (VI)	$4 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^4$	200
	ZnO (III) + TiO_2 (I _ж)	$2,5 \cdot 10^7$	$3,8 \cdot 10^4$	600

Во второй части табл. 2 приведены экспериментальные данные для третьей группы пар полупроводников. В первых четырех парах контактные потенциалы весьма близки, в остальных отличаются на десятые вольты. Как видно из таблицы, малые $V_{\text{ж}}$ соответствуют тому, что и $R_{\text{ж}}/\Sigma R$ невелико, а при больших $V_{\text{ж}}$ это отношение больше, достигая 200 у $\text{WO}_3 + \text{TiO}_2$.

На рис. 22 пунктиром нанесены кривые для сопротивления двух пар этой группы $\text{Cu}_2\text{O} + \text{CuO}$ и $\text{TiO}_2 + \text{WO}_3$. В обоих случаях заметно падение сопротивления с ростом напряжения как в пропускном, так и в запиорном направлении, но в случае $\text{Cu}_2\text{O} + \text{CuO}$ кривая почти симметрична, выпрямление незначительно, в случае же $\text{TiO}_2 + \text{WO}_3$ наблюдается заметное выпрямление, впрочем, и здесь коэффициент выпрямления не превышал ста. Остальные пары этой группы не давали заметного выпрямления.

Для четвертой группы пар полупроводников экспериментальные данные не приводятся. Здесь нельзя ожидать повышенного сопротивления контакта, а выпрямление может быть лишь весьма незначительным.

Для объяснения опытных данных о сопротивлении контакта потребуются некоторые величины, характеризующие полупроводники, которые и сведены в табл. 3. В первом столбце приведен полупроводник, а в случае TiO_2 и Cu_2O — также номер образца. Во втором столбце — знак носителей, в третьем — проводимость данных образцов. К сожалению, другие константы для образцов, применявшихся в работе А. В. Иоффе, не известны и их пришлось собирать из различных литературных источников. В четвертом столбце дается работа выхода по опытам А. В. Иоффе [3], причем работу выхода золота, относительно которого измерялись контактные потенциалы полупроводников, мы приняли равной 4,4 в. Далее указаны подвижность μ , ширина запретной зоны E_g и расстояние от примесных уровней до края зоны ΔE , определяемое по температурному ходу проводимости. Эти величины взяты по данным работ [3–7]. Как правило, для каждого вещества μ и ΔE меняются в довольно широких пределах, мы выбирали значения, средние при указанной величине проводимости. Конечно при этом μ и ΔE оцениваются весьма приближенно.

Концентрация носителей n определялась по формуле

$$n = \frac{\sigma}{eu}; \quad (47.1)$$

расстояние от уровня Ферми до зоны $\mu_{1,2}$ определялось по формуле

$$\mu_{1,2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{B_{1,2}}{n}, \quad (47.2)$$

Таблица 3

Полупроводник	Знак носителей	σ , МО	W , г	u , см ² /г сек	E_G , г	ΔE , г	n , см ⁻³	$\mu_{1,2}$, г	$\mu_{3,4}$, г
TiO ₂ (I _K)	—	$5 \cdot 10^{-3}$	4,2	0,06	3,45	0,22	$5 \cdot 10^{17}$	0,1	0,12
TiO ₂ (II _K)	—	0,19	4,1			0,1	$2 \cdot 10^{19}$	0	0,1
Cu ₂ O (9)	+	$2 \cdot 10^{-3}$	4,15	10	1,5	0,32	$6 \cdot 10^{15}$	0,21	0,11
Cu ₂ O (VII)	+	$1,6 \cdot 10^{-4}$				0,44	10^{14}	0,315	0,125
CuO	+	$3 \cdot 10^{-5}$	4,63	0,26	1,5	0,3	$7 \cdot 10^{14}$	0,26	0,04
UO ₂	+	$2,5 \cdot 10^{-3}$	4,5—4,6	10	0,92	0,31	$1,5 \cdot 10^{15}$	0,21	0,07
Se	+	$3,6 \cdot 10^{-4}$	4,43	1	2,4	0,4	$2,5 \cdot 10^{15}$	0,23	0,17
WO ₃	—	$4 \cdot 10^{-4}$	4,53	1		0,65	$2,5 \cdot 10^{15}$	0,23	0,43
ZnO	—	$5 \cdot 10^{-4}$	4,23	1	2	0,5	$3,1 \cdot 10^{15}$	0,225	0,275

где $B_{1,2}$ дается формулой (15.12). Определение $\mu_{1,2}$ весьма приближенно, так как в выражении для $B_{1,2}$ было положено, что эффективные массы электронов и дырок m_1 и m_2 просто равны массе свободного электрона. Наконец, $\mu_{3,4}$ определено из условия $\mu_{3,4} = \Delta E - \mu_{2,1}$.

§ 48. Числовой пример для контакта $\text{TiO}_2 - \text{Cu}_2\text{O}$

Трудность количественного сравнения теории с данными опыта заключается в том, что для образцов, использованных при изучении контакта, известна только проводимость, и не измерены такие величины, существенно входящие в теоретические расчеты, как концентрация носителей тока n_1 и n_2 , μ_1 , μ_2 , μ_3 , μ_4 , работа выхода W и т. д., которые могут сильно меняться от образца к образцу. Кроме того, эффективная ширина зазоров s и s_T и сечения рекомбинации σ и σ_3 вообще пока не измерены.

Из всех пар полупроводников, с которыми произведены измерения, для числового расчета мы выбрали пару $\text{Cu}_2\text{O}(9) + \text{TiO}_2(\text{I}_K)$, во-первых, потому, что у этой пары контактные явления проявились наиболее резко, во-вторых, потому, что для этих образцов нам удалось оценить все необходимые для расчета параметры.

Согласно табл. 3, имеем:

для TiO_2

$$W' = 4,2 \text{ в}, \quad u'_1 = 0,06 \text{ см}^2/\text{в сек}, \quad E'_g = 3,45 \text{ в},$$

$$n_1^\infty = 5 \cdot 10^{17}, \quad \mu_1 = 0,1 \text{ в}, \quad \mu_4 = 0,12 \text{ в};$$

для Cu_2O

$$W'' = 4,45 \text{ в}, \quad u''_2 = 10 \text{ см}^2/\text{в сек}, \quad E''_g = 1,5 \text{ в},$$

$$n_2^\infty = 6 \cdot 10^{15}, \quad \mu_2 = 0,21, \quad \mu_3 = 0,11.$$

По измерениям Б. И. Болтакса и др. [8] для TiO_2 будет $e' \cong 60$, для Cu_2O принимаем $e'' \cong 10$. Тогда $V_K = W' - W'' = -0,25 \text{ в}$. Принимаем, что ширина зазора $s = 10^{-7} \text{ см}$; $s_T = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$; эти значения дали наилучшее согласие с опытом.

Расчет произведен в следующем порядке. Задавались значения V_{II} , с помощью (38.21) и (38.2) вычислялось V_g , причем функции $F_{3/2}$ определялись по таблицам Мак-Дугала

и Стонера ([4] к главе VII). Затем, решая графически уравнение (38.20), определяли V_I . Теперь с помощью (38.10) можно определить V

$$V = V_I + V_{II} + V_3 + 0,25 \text{ в.}$$

В первых четырех столбцах табл. 4 приведены полученные числовые значения V_I , V_{II} , V_3 и V . Графическим методом получено, что при $V=0$:

$$V_I^0 \cong -0,025 \text{ в, } V_{II}^0 = -0,14 \text{ в, } V_3 = -0,085 \text{ в.}$$

Подставляя числовые значения в формулы (43.10), (43.11) и (44.9), получаем прозрачности зазора $D_1 = 0,032$, $D_2 = 0,01$ и эффективные глубины туннельного эффекта $s_{32} = 10^{-8} \text{ см}$, $s_{31} = 0,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.

Длина свободного пробега электронов и дырок может быть оценена по формуле $l = \frac{2u}{e} \sqrt{mkT}$. Для Cu_2O это дает $l_2'' = 10^{-7} \text{ см}$, для TiO_2 получается чересчур малое значение, не имеющее физического смысла. По видимому, благодаря большой диэлектрической постоянной TiO_2 в нем образуются поляроны, рассмотренные Пекаром. Поэтому в формулу, связывающую l и u , следует подставлять массу полярона, которая может быть в сотни раз больше массы электрона. Но и в этом случае длина свободного пробега не превосходит $3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.

Оценки, произведенные с помощью формул (44.19)—(44.22), показали, что в данном примере коэффициенты α_1 , α_2 , α' и α'' имеют порядок единицы, а при большинстве значений V и просто равны единице. Заметим, что эти коэффициенты могут существенно отличаться от единицы только при больших значениях s_{31} , s_{32} , l_1 и l_2 .

Сделанные оценки позволяют воспользоваться для тока не формулой (44.23), а более простой формулой (43.4), которую удобно представить в виде

$$\frac{j}{A''} = [F_1 F_2 - F_1^0 F_2^0 e^{-(\tilde{V}_3 - \tilde{V}_3^0)}] \times \\ \times \left(\eta + \frac{N_3}{B} \cdot \frac{\beta_1 \vartheta_1}{Q_1'} \cdot \frac{D_1}{D_1 + D_2} + \frac{N_4}{B} \cdot \frac{\beta_2 \vartheta_2}{Q_2'} \cdot \frac{D_2}{D_1 + D_2} \right), \quad (48.1)$$

Таблица 4

V_I ε	V_{II} ε	V_{III} ε	V ε	Q'_1	Q'_2	$\frac{j}{A''}$	$j_{акп} \cdot 10^4$ а	$A'' \cdot 10^8$ а
1	2	3	4	5	6	7	8	9
—0,07	—3	—0,79	—3,61	0,028	0,01	—1,36	—8,2	6
—0,06	—2	—0,56	—2,37	0,028	0,01	—1,36	—5,4	4
—0,055	—1,5	—0,48	—1,78	0,028	0,011	—0,555	—2,2	4
—0,05	—1	—0,385	—1,18	0,028	0,011	—0,51	—1,4	2,8
—0,04	—0,5	—0,256	—0,546	0,028	$3,7 \cdot 10^{-3}$	—0,057	—0,56	10
—0,035	—0,3	—0,18	—0,265	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$-2,38 \cdot 10^{-3}$	—0,21	90
—0,03	—0,2	—0,123	—0,103	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$-2,4 \cdot 10^{-4}$	—0,03	120
—0,025	—0,1	—0,047	+0,078	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$	+ $3 \cdot 10^{-4}$	0,03	100
—0,012	—0,05	—0,017	0,17	$3,5 \cdot 10^{-4}$	0,01	$2,3 \cdot 10^{-3}$	0,17	74
0	0	0	0,25	$7,1 \cdot 10^{-4}$	0,016	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,8	53
0,012	0,05	0,016	0,33	$2,2 \cdot 10^{-3}$	0,026	0,087	2,5	29
0,025	0,1	0,052	0,43	0,012	0,04	0,56	4	7
0,05	0,2	0,37	0,87	0,49	0,12	22	90	4
0,12	0,3	1,55	2,22	5,05	1,27	235	1 000	4
0,18	0,4	3,42	4,25	14,4	4,84	730	5 000	6,8
0,24	0,5	5,7	6,69	27	9,46	1470	13 000	9

где A'' — коэффициент пропорциональности, его теоретическое значение почти совпадает с (44.24), а именно

$$A'' = \frac{1}{4} e v_{Ts} S (D_1 + D_2) \sigma B_1 B_2; \quad (48.2)$$

F_1 , F_2 , Q'_1 и Q'_2 даются формулами (44.25)—(44.26).

Согласно (43.7)—(43.9):

при $V_s < -0,56$ в

$$\eta = e^{40(V_s + 0,56)},$$

при $V_s < -0,24$ в

$$\eta_1 = e^{40(V_s + 0,24)}$$

и при $V_s < -0,34$ в

$$\eta_2 = e^{40(V_s + 0,34)}.$$

Далее,

$$F_1^0 = 6 \cdot 10^{-3}; \quad F_2^0 = 7,4 \cdot 10^{-7}; \quad F_1^0 F_2^0 \tilde{V}_s^0 = 1,48 \cdot 10^{-10}.$$

Следовательно:

при $V_s < -0,24$ в

$$Q'_1 = 0,032 F_1 e^{40(V_s + 0,24)} + F_2 + 0,0282;$$

при $V_s > -0,24$ в

$$Q'_1 = 0,032 F_1 + F_2 + 2 \cdot 10^{-6} e^{-40 V_s} + 2,65 \cdot 10^{-6};$$

при $V_s < -0,34$ в

$$Q'_2 = F_1 + 0,01 F_2 e^{40(V_s + 0,34)} + 0,009;$$

при $V_s > -0,34$ в

$$Q'_2 = F_1 + 0,01 F_2 + 1,3 \cdot 10^{-4} + 1,2 \cdot 10^{-8} e^{40 V_s}.$$

В столбцах 5 и 6 табл. 4 приведены Q'_1 и Q'_2 , вычисленные по этим формулам.

Согласно (38.4), $\frac{N_4}{B} = 1,95$, $\frac{N_3}{B} = 0,017$.

Как теоретические соображения, так и опытные данные говорят о том, что захват электрона или дырки примесным локальным уровнем значительно вероятней рекомбинации электрона с подвижной дыркой. Действительно, в последнем случае электрон должен отдать энергию, равную ширине запретной зоны; эта энергия во много раз больше макси-

мальной энергии фонона решетки; следовательно, рекомбинация осуществляется посредством многофононного процесса, который маловероятен. В случае же перехода электрона на примесный уровень, согласно представлениям Адировича, электрон сначала отдает свою энергию местному возбуждению решетки, а уже затем она разменивается постепенно на фононы, причем вероятность перехода определяется вероятностью однофононного процесса. С другой стороны, опытное исследование фотоэффекта В. П. Жузе и С. М. Рывкиным ([²⁸] и [²⁹] к главе I) также показало, что непосредственный переход электрона из зоны в зону не играет роли. На основании всего этого мы предположили для определенности, что отношение вероятностей $\beta_1 = \beta_2 = 100$; здесь следует заметить, что варьирование этих величин в широких пределах не влияет существенно на результат расчета.

Подстановка всех числовых значений приводит выражение (48.1) к виду

$$\frac{j}{A''} = (F_1 F_2 - 1,48 \cdot 10^{-10} e^{-40V_3}) \left(1 + \frac{1,3\theta_1}{Q'_1} + \frac{47\theta_2}{Q'_2} \right).$$

Вычисленные по этой формуле значения $\frac{j}{A''}$ приведены в столбце 7 табл. 4. В столбце 8 даны экспериментальные значения тока $j_{\text{эксп}}$ по [1]. Сравнение этих величин дает коэффициент пропорциональности, а именно $A'' = \frac{j_{\text{эксп}}}{j/A''}$. Критерием совпадения теории с опытом является постоянство A'' . Из столбца 9 видно, что, если исключить область малых напряжений от $-0,3$ до $+0,3$ в, указанное постоянство выполняется достаточно хорошо. А именно, при изменении пропускного тока в 3000 раз A'' меняется всего в два раза. В запиорном направлении A'' имеет то же самое значение, что и в пропускном, и при возрастании запиорного тока в 20 раз колеблется примерно в тех же пределах. Большого совпадения нельзя было ожидать, хотя бы потому, что экспериментальные данные не отличаются большой точностью.

В области малых V коэффициент A'' возрастает до тридцатикратной величины. Это значит, что теория дает более резкое возрастание тока с напряжением, чем опыт. По этому поводу можно заметить, что другая экспериментальная

кривая на рис. 22 дает более резкое спадание сопротивления с напряжением при малых V , т. е. более резкое возрастание тока. Тенденцию A'' к возрастанию при больших положительных V можно объяснить влиянием тока теплового заброса, который, согласно § 46, начинает играть роль при больших положительных V и растет с V быстрее, чем ток рекомбинации.

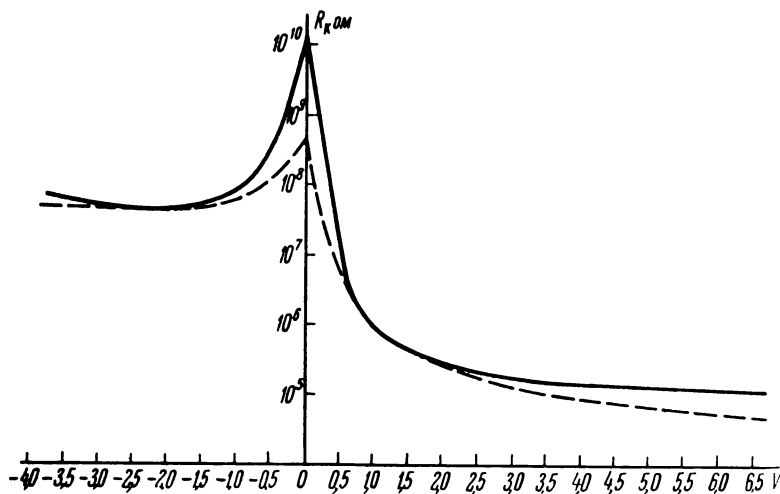


Рис. 23. Сравнение теории с опытом для $\text{TiO}_2\text{—Cu}_2\text{O}$.

Таким образом, количественное совпадение теории с опытом с точностью до постоянного множителя A'' получается вполне удовлетворительным, несмотря на ненадежные значения некоторых параметров, входящих в расчет. Для наглядности на рис. 23 показано графическое сравнение теории с опытом. По оси абсцисс отложено внешнее напряжение V . Так как ток меняется в 10^6 раз, стремясь к нулю при $V=0$, то по оси ординат отложен не ток, а в логарифмическом масштабе сопротивление R_k , которое определялось просто, как $\frac{V}{j}$. Пунктиром нанесена экспериментальная кривая, а сплошной линией — теоретическая кривая, вычисленная при $A'' = 4 \cdot 10^{-8} \text{ а}$.

§ 49. Объяснение характеристик контактов в остальных случаях

Отсутствие достаточных экспериментальных данных не позволяет провести столь же подробное, как для контакта $\text{TiO}_2 + \text{Cu}_2\text{O}$, количественное сравнение теории с экспериментом в случае остальных пар полупроводников. Ограничимся лишь качественным объяснением различных характеристик и указанием причин различия их для пар тех полупроводников, для которых в табл. 3 имеются данные.

Для первой группы пар полупроводников опытные данные имеют сходный характер и могут быть объяснены так же, как и в случае $\text{TiO}_2 + \text{Cu}_2\text{O}$. Повышенное сопротивление контакта объясняется в основном затрудненностью попадания электронов в дырочный полупроводник и дырок в электронный. Падение сопротивления в пропускном направлении с ростом V объясняется повышением концентрации электронов и дырок у границы, а понижение сопротивления в запиорном направлении, согласно формулам (43.4) или (44.13), связано с падением напряжения в зазоре V_z . Однако в деталях и в количественном отношении между различными парами полупроводников имеется заметная разница.

Для контакта $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2$ характерно, что в запиорном направлении сопротивление не падает с ростом напряжения, но остается постоянным (рис. 22) или даже слегка возрастает. Напрашивается объяснение, что в этом случае зазор имеет меньшее значение, чем у других пар, однако это объяснение сводит одно неизвестное явление к другому, тоже неизвестному явлению, так как трудно сказать, почему в случае $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2$ зазор мал. Попытаемся дать объяснение, опираясь на известные измеримые параметры. Так как в парах $\text{Cu}_2\text{O} + \text{TiO}_2(I_K)$ и $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2(I_K)$ образец TiO_2 один и тот же, то разница в поведении контактов может быть обусловлена только различием свойств Cu_2O и UO_2 . Из табл. 3 видно, что все их параметры одинаковы, за исключением двух — ширины запретной зоны E_g , которая в случае UO_2 значительно меньше, чем у Cu_2O , и равна всего 0,92 в, и работы выхода W , которая для UO_2 больше, чем для Cu_2O . Следовательно, для пары $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2$ контактная разность потенциалов V_K отрицательна и еще больше по

абсолютной величине. Но, согласно (46.3), малая E_g и большая отрицательная V_{κ} способствуют увеличению роли тока теплового заброса. Следовательно, в случае пары $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2$ прохождение тока через контакт осуществляется тепловым забросом электронов в зону проводимости UO_2 , и ток следует вычислять по формулам главы VII. Но, согласно (41.1), при $\tilde{V} < -1$ (запорное направление) ток практически остается постоянным, следовательно, R_{κ} несколько возрастает с ростом $-V$.

Одновременно становится понятным, почему для пары $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2$ величина $R_{\text{пр}}/\Sigma R$ значительно меньше, чем для пары $\text{Cu}_2\text{O} + \text{TiO}_2$ (табл. 1). Дело в том, что ток теплового заброса, играющий основную роль в первом случае, во много раз больше тока рекомбинации, играющего основную роль во втором случае. Между тем по обычной теории запорного слоя, обедненного носителями тока, контакт $\text{UO}_2 + \text{TiO}_2$ должен обладать большим сопротивлением ввиду большей отрицательной контактной разности потенциалов.

Контакт $\text{CuO} + \text{TiO}_2(\text{I}_{\kappa})$ обладает значительным сопротивлением ($R_{\text{пр}}/\Sigma R$ велико), но коэффициент выпрямления невелик. Объясняется это следующими соображениями: CuO имеет большую работу выхода, так что V для этой пары отрицательно и велико, однако, в противоположность UO_2 , CuO имеет большую ширину запретной зоны (1,5 эВ), поэтому ток через контакт обусловлен рекомбинацией, как и в случае $\text{TiO}_2 + \text{Cu}_2\text{O}$. Согласно формулам (43.4) и (43.7)—(43.9), запорный ток растет с напряжением тем больше, чем более отрицательна V_{κ} и чем меньше μ_3 и μ_4 . В случае $\text{CuO} + \text{TiO}_2$ величина V_{κ} отрицательна и велика, а μ_3 для CuO мало (табл. 3), поэтому запорный ток возрастает с напряжением почти столь же быстро, как и пропускной ток, выпрямление мало, несмотря на большое отношение $R_{\text{пр}}/\Sigma R$.

Недостаток опытных данных не позволяет провести аналогичные рассуждения для остальных пар первой группы.

Для пар второй группы объяснение контактных явлений такое же, что и для первой группы, но при $V_{\kappa} > 0$ уже в отсутствии внешнего напряжения приконтактные слои обогащены носителями тока, так что рекомбинация их на границе облегчена, и $R_{\text{пр}}/\Sigma R$ значительно меньше, чем для пар первой группы. Как уже показано в § 45, рост про-

пускового тока с напряжением при этом протекает значительно медленнее. Ориентировочно можно получить положительную ветвь характеристики для пар второй группы, если взять отрезок кривой рис. 23, начиная с точки $V = V_{\kappa} + 0,25$ в (где $V_{\kappa} > 0$ — контактная разность потенциалов для пары второй группы и $-0,25$ в — контактная разность потенциалов для $\text{TiO}_2 + \text{Cu}_2\text{O}$), и отложить этот отрезок от оси ординат. Мы видим, что этот отрезок кривой сравнительно пологий и по форме напоминает правые ветви экспериментальных кривых для $\text{UO}_2 + \text{WO}_3$ и $\text{Cu}_2\text{O} + \text{WO}_3$. Слабое возрастание пропускного тока с напряжением приводит к малому коэффициенту выпрямления.

Различие опытных данных у четырех пар второй группы, приведенных в табл. 2, столь невелико, что не может быть теоретически объяснено. Кривая для $\text{Cu}_2\text{O} + \text{WO}_3$ дает значительно большее сопротивление, чем у остальных пар. Это объясняется, повидимому, просто тем, что в этой паре образец Cu_2O обладал меньшей проводимостью [например, образец Cu_2O (VII)]. Этим же объясняется и сравнительно слабая зависимость R_{κ} от напряжения, так как последовательно с переменным сопротивлением контакта было включено значительное постоянное сопротивление всей толщи образца Cu_2O .

У третьей группы пар полупроводников механизм контактных явлений совсем иной и может быть объяснен расчетами главы VI. Повышенное сопротивление контакта здесь обусловлено исключительно обеднением носителями тока приконтактного слоя одного из полупроводников, вызванным контактной разностью потенциалов. Поэтому у тех пар, для которых контактная разность потенциалов мала, невелико и $R_{\kappa}/\Sigma R$, а у тех, для которых она достаточно велика, велико и отношение $R_{\kappa}/\Sigma R$. Исключение составляет пара $\text{ZnO} + \text{TiO}_2$, у которой при малой разности потенциалов отношение $R_{\kappa}/\Sigma R$ достигает максимального значения, равного 600. Это, повидимому, объясняется тем, что ZnO имел крупнокристаллическую структуру и неровную поверхность, так что поверхность контакта его была значительно меньше, чем у других полупроводников.

У всех пар третьей группы с ростом напряжения падает не только пропускное, но и запирающее сопротивление, что сильно снижает коэффициент выпрямления; в случае пары

$\text{Cu}_2\text{O} + \text{CuO}$, например, кривая сопротивления почти симметрична. Это находится в противоречии с обычной теорией обедненного запирающего слоя (на границе с металлом). Теория же, изложенная в главе VI, полностью объясняет указанное явление; действительно, согласно (34.15) и (34.17), концентрация носителей у контакта p_k может возрастать с ростом запирающего напряжения, что и приводит к снижению сопротивления.

ГЛАВА X

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

§ 50. Введение

В предыдущих главах был рассмотрен контакт электронного и дырочного полупроводников, причем подразумевалось, что они представляют собой два химически различных полупроводника с различными кристаллическими решетками, разными подвижностями дырок и электронов, шириной запретной зоны и работами выхода и т. п. Между тем, как отмечено в главе I, тип проводимости, электронный или дырочный, определяется не кристаллической решеткой, а наличием примесных центров того или иного сорта — доноров или акцепторов. Поэтому один и тот же полупроводник может обладать электронной или дырочной проводимостью в зависимости от того, какого рода примеси он содержит. И действительно, известны полупроводники, как, например, германий и кремний, которые можно получить с электронной или дырочной проводимостью.

Возможно также, что один и тот же образец полупроводника в одной части содержит доноры и обладает электронной проводимостью, а в другой части содержит акцепторы и обладает дырочной проводимостью. Если только весь образец представляет из себя единое спаянное целое, то, вследствие диффузии атомов примеси, граница между электронной и дырочной областями не может быть столь резкой, как в случае простого контакта двух образцов, но должна существовать некоторая переходная область между ними. Если двигаться в этой переходной области от электронной к дырочной, то концентрация доноров N_d постепенно убывает, а концентрация акцепторов N_a возрастает. Проводимость определяется разностью концентраций акцепторов и

доноров N_3 — N_4 , которая в переходной области меняет свой знак, соответственно меняет знак и проводимость.

Следовательно, здесь нельзя говорить о контакте электронного и дырочного полупроводников, но надо рассматривать более или менее плавный переход между ними, который мы назовем электронно-дырочным переходом, или переходным слоем. В зависимости от способа получения толщина перехода может меняться в самых широких пределах от 10^{-6} см до нескольких сантиметров.

Если электронно-дырочный переход достаточно резкий, здесь должны наблюдаться явления, аналогичные явлениям, происходящим у контакта электронного и дырочного полупроводников. В частности, благодаря затрудненности попадания электронов в дырочную область и дырок в электронную область, переход обладает значительно большим сопротивлением, чем это соответствует суммарной проводимости последовательно включенных слоев полупроводника, и производит выпрямляющее действие. Однако, благодаря наличию переходного слоя с толщиной, большей эффективной глубины туннельного эффекта, исключается возможность непосредственной рекомбинации электронов из электронной области с дырками из дырочной (механизм, рассмотренный в главе VIII) и остается лишь другая возможность — тепловой заброс электронов в дырочную область и дырок в электронную с последующей их там рекомбинацией, т. е. механизм прохождения тока таков, как в главе VII.

Теория электронно-дырочного перехода разработана Шокли [1, 2] применительно к твердым усилителям, однако она имеет значение также и для понимания механизма выпрямления. Шокли ограничился плоским случаем, когда все зависит от одной координаты x . Весь полупроводник разбивается на три области: электронную, переходную и дырочную. В электронной области имеется постоянная концентрация доноров N_4 , в дырочной области — постоянная концентрация акцепторов N_3 , а для переходной области приближенно принимается, что разность концентраций акцепторов и доноров N_3 — N_4 меняется с x по линейному закону. Как показали специальные исследования Серена [3], такое распределение примесных центров является довольно хорошим приближением к тому распределению, которое установится в процессе диффузии в некоторый момент времени. Можно считать, что

это распределение «заморожено» в результате охлаждения образца, так как диффузия атомов в твердом теле при нормальной температуре ничтожна. Принимается также, что все примесные центры в переходной области ионизованы.

В результате разности термодинамических работ выхода из электронного и дырочного полупроводников, которую здесь можно назвать переходной разностью потенциалов V_p , и внешнего приложенного напряжения V в полупроводнике возникает некоторый ход потенциала, падение напряжения. Шокли считает, что все это падение напряжения приходится на переходную область, а в электронной и дырочной областях потенциал постоянен. В этом случае электроны и дырки можно считать распределенными по Больцману, а не по Ферми. Все это справедливо только в том случае, если толщина переходной области велика по сравнению с дебаевской длиной в этой области, в противном случае часть падения напряжения происходит в дырочной и электронной областях, как и в случае резкого контакта (главы VII и VIII).

Общий метод расчета таков же, как и при исследовании контактных явлений — совместное рассмотрение уравнения Пуассона и диффузионных уравнений с учетом рекомбинации. Но здесь оказалось удобным ввести квазиуровни Ферми для электронов и дырок, которые в случае отсутствия потока совпадают с обычным горизонтальным уровнем Ферми, а при наличии потока наклонны, подобно тому, как при наличии теплового потока имеет место градиент температуры.

Наиболее интересный результат произведенного теоретического анализа, с нашей точки зрения, это выяснение влияния плавности перехода, т. е. толщины переходной области, и рекомбинации в переходной области на электрические свойства перехода.

Если переход настолько резкий, что на расстоянии дебаевской длины разность $N_3 - N_4$ меняется заметно, заряд примесных центров не компенсируется зарядом носителей тока и образуется объемный заряд. В противоположном случае плавного перехода заряд примесных центров нейтрализуется подвижными электронами и дырками, так что объемный заряд отсутствует.

При расчете рекомбинации Шокли ограничивается учетом только непосредственной рекомбинации электронов и дырок, не принимая во внимание рекомбинацию через посредство

примесных центров, которая, повидимому, играет даже бóльшую роль, чем непосредственная рекомбинация. Однако Шокли получает лишь качественную оценку роли рекомбинации, для которой достаточны сделанные допущения. Оказывается, что рекомбинация в переходной области эквивалентна включению чисто омического сопротивления и, следовательно, ухудшает выпрямляющие свойства. Но суммарная рекомбинация в переходной области зависит от ее толщины. Если последняя больше той длины, на которой происходит рекомбинация (диффузионного смещения за время жизни носителя тока), все электроны и дырки, попадающие в переходную область, успевают в ней рекомбинировать. В этом случае переход является чисто омическим сопротивлением и не оказывает выпрямляющего действия. Отсюда следует, что электронно-дырочный переход в выпрямителе должен быть много тоньше эффективной длины рекомбинации.

§ 51. Распределение потенциала в переходной области и емкость перехода

Как уже отмечалось, в переходной области величина $N_3 - N_4$ меняет свой знак в некоторой плоскости, которую можно считать границей между преимущественно электронной и преимущественно дырочной областями полупроводника. В этой плоскости $N_3 = N_4$, а полупроводник обладает собственной проводимостью, так что

$$n_1 = n_2 = n_i.$$

Координату x удобно откладывать именно от этой плоскости, а также и все потенциалы будем откладывать от плоскости $x = 0$. В переходной области разность чисел акцепторов и доноров меняется по линейному закону, т. е.

$$N_3 - N_4 = ax. \quad (51.1)$$

В отсутствии внешнего приложенного напряжения, т. е. в отсутствии тока, электроны и дырки распределяются в поле контактной разности потенциалов по Больцману. Следовательно, поскольку при $x = 0$ концентрация $n_{1,2} = n_i$ и $\varphi = 0$,

$$n_{1,2} = n_i e^{\pm \varphi}. \quad (51.2)$$

Если концентрации электронов и дырок не имеют их равновесных значений благодаря наличию тока или образования электронов и дырок светом и т. п., можно ввести два неравновесных квазиуровня Ферми μ_3 и μ_4 , определяемых соотношениями

$$n_1 = n_i e^{\tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_3}; \quad n_2 = n_i e^{\tilde{\mu}_4 - \tilde{\varphi}}. \quad (51.3)$$

Потоки электронов и дырок выражаются через эти квазиуровни очень просто:

$$j_1 = u_1 \left(-\frac{kT}{e} \nabla n_1 + n_1 \nabla \varphi \right) = u_1 n_1 \nabla \mu_3; \quad (51.4)$$

$$j_2 = -u_2 \left(\frac{kT}{e} \nabla n_2 + n_2 \nabla \varphi \right) = -u_2 n_2 \nabla \mu_4. \quad (51.5)$$

Заметим, что при наличии тока $\mu_3 \neq \mu_4$.

В отсутствии тока и рекомбинации подстановка выражений (51.1) и (51.2) в уравнение Пуассона (16.1) и умножение на $\frac{e}{kT}$ приводит это уравнение к виду

$$\frac{d^2 \tilde{\varphi}}{dx^2} = \frac{1}{l_D^2} \left(\operatorname{sh} \tilde{\varphi} + \frac{ax}{2n_i} \right), \quad (51.6)$$

где l_D — дебаевская длина, отнесенная к полупроводнику с собственной проводимостью

$$l_D = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{8\pi e^2 n_i}}. \quad (51.7)$$

Другая длина l_a характеризует скорость изменения $N_3 - N_4$ с координатой x

$$l_a = \frac{n_i}{a}; \quad (51.8)$$

это — расстояние, на котором $N_3 - N_4$ изменяется на величину n_i .

Если $l_D \gg 2l_a$, т. е. при достаточно резком переходе от электронной области к дырочной, в уравнении (51.6) справа можно пренебречь первым членом, учитывающим подвижные заряды, и уравнение дает

$$\varphi = \frac{2\pi e a x^3}{3\epsilon} + a_2 x, \quad (51.9)$$

где постоянная a_2 определяется из того условия, что на границе области объемного заряда $\frac{d\varphi}{dx} = 0$ при $x = \pm x_m$, т. е.

$$a_2 = - \frac{2\pi e a x_m^2}{\epsilon}. \quad (51.10)$$

Подставляя это в (51.9), получим потенциал при $x = \pm x_m$:

$$\varphi_m = \mp \frac{4\pi e a x_m^3}{3\epsilon}. \quad (51.11)$$

С другой стороны, при $x = \pm x_m$ заряд равен нулю, т. е.

$$\text{sh } \tilde{\varphi}_m = \mp \frac{a x_m}{2n_i}; \quad (51.12)$$

(51.11) и (51.12) составляют систему уравнений, решая которую графически, можно найти x_m и φ_m .

Предполагается, что область поля лежит внутри переходной области.

В случае $l_D \ll 2l_a$ можно пренебречь левой частью уравнения (51.6), что дает

$$a x = - 2n_i \text{sh } \tilde{\varphi}. \quad (51.13)$$

При этом заряд примесных центров компенсируется подвижными зарядами, т. е. переходная область электрически нейтральна.

Выражения (51.9) и (51.10) дают распределение потенциала в отсутствии тока.

Если к переходу приложено внешнее напряжение V , то в нулевом приближении точно так же, как и в случае контакта электронного и дырочного полупроводников, можно пренебречь влиянием тока на распределение основных носителей тока в каждой области, а в переходной области — на распределение как дырок, так и электронов, следовательно, μ_n постоянен в электронной и переходной области, а μ_p — в переходной и дырочной. Приложенное напряжение, однако, вызывает некоторое перераспределение электронов и дырок, остающееся почти равновесным. Если $V > 0$, т. е. плюс приложен к дырочной области, то

$$\mu_p - \mu_n = V, \quad (51.14)$$

так как дырки поставляются из электрода, находящегося при потенциале на V выше, чем электрод, из которого поступают электроны. В силу симметрии (поскольку пренебрегается током, различие подвижностей электрона и дырки не играет роли) можно положить

$$\varphi_d = \frac{V}{2}; \quad \varphi_e = -\frac{V}{2}, \quad (51.15)$$

тогда на основании (51.3) получаем

$$n_1 = n_i e^{\tilde{\varphi} + \frac{\tilde{V}}{2}}; \quad n_2 = n_i e^{\frac{\tilde{V}}{2} - \tilde{\varphi}}, \quad (51.16)$$

т. е. влияние приложенного напряжения в нулевом приближении сводится к замене n_i на $n_i e^{\frac{\tilde{V}}{2}}$, как будто бы ширина запретной зоны уменьшилась на V .

Приложенное напряжение V уменьшает перепад напряжения, равный $V_n = -2\varphi_m$ в переходной области. В случае $l_D \gg 2l_a$, согласно (51.11), это сопровождается сужением слоя объемного заряда на величину Δx с каждой стороны слоя

$$\Delta x_m \cong \frac{\epsilon}{4\pi e a x_m^2} \Delta \varphi_m = -\frac{\epsilon V}{8\pi e a x_m^2}.$$

Это, в свою очередь, приводит к увеличению числа дырок на $-ax\Delta x$ с дырочной стороны слоя и к такому же увеличению числа электронов с электронной стороны. Следовательно, 1 см² слоя заряжается зарядом $Q = -e a x_m \Delta x_m$, подобно конденсатору, а емкость 1 см² слоя равна

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon}{8\pi x_m} = -\frac{\epsilon}{8\pi} \sqrt{\frac{8\pi e a}{3\epsilon(V_n + V)}}. \quad (51.17)$$

В случае $l_D \ll 2l_a$ для определения емкости переходного слоя требуется вычислить число дырок в слое $\int_{x_a}^{x_b} n_2 dx$, где x_a и x_b — координаты электродов.

Используя условие нейтральности (51.13), в котором, согласно (51.16), следует заменить n_i на $n_i e^{\frac{\tilde{V}}{2}}$, после

несложных вычислений и очевидных пренебрежений получим емкость 1 см² переходного слоя

$$C = e \frac{d}{dV} \int_{x_a}^{x_b} n_2 dx = \frac{\varepsilon (\tilde{V}_n + \tilde{V} + 1) e \tilde{V}}{4\pi \frac{2l_n^2}{l_a}}. \quad (51.18)$$

§ 52. Влияние рекомбинации на вольтамперную характеристику переходного слоя

Полная система уравнений при наличии тока в стационарном режиме может быть выражена через три потенциала: φ , μ_n и μ_p . Уравнение Пуассона при наличии тока имеет вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (ax + n_i e^{\tilde{\varphi} - \tilde{\mu}_n} - n_i e^{\tilde{\mu}_p - \tilde{\varphi}}). \quad (52.1)$$

Полная плотность тока, согласно (51.4) и (51.5):

$$j = e(j_2 - j_1) = -e \left(u_2 n_2 \frac{d\mu_p}{dx} + u_1 n_1 \frac{d\mu_n}{dx} \right). \quad (52.2)$$

Если в уравнении (16.24) для дивергенции потока дырок левую часть выразить с помощью (51.5) и (51.3), а в правой части учесть только непосредственную рекомбинацию электронов и дырок и создание пар электрон—дырка, это уравнение приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{dj_2}{dx} &= -u_2 n_2 \left[\frac{e}{kT} \left(\frac{d\mu_p}{dx} \right)^2 - \frac{e}{kT} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \cdot \frac{d\mu_p}{dx} + \frac{d^2\mu_p}{dx^2} \right] = \\ &= k_{21} - k_{12} n_1 n_2 = k_{21} (1 - e^{\tilde{\mu}_p - \tilde{\mu}_n}), \end{aligned} \quad (52.3)$$

ибо $k_{21} = k_{12} n_i^2$ в силу соотношений (16.10). n_1 и n_2 в двух последних уравнениях можно исключить с помощью (51.3), так что получим систему трех уравнений для φ , μ_n и μ_p . Фактическое решение системы с соответствующими граничными условиями представляет математические трудности, однако можно получить некоторые свойства переходного слоя, не решая систему полностью.

На рис. 24 показано искривление зон и ход потенциала φ и квазиуровней Ферми μ_n и μ_p для случая, когда электроны движутся из электронной области в дырочную, а дырки — из дырочной в электронную, что, как и в случае контакта двух полупроводников, соответствует пропускному направлению. Приложенное напряжение $V > 0$ *).

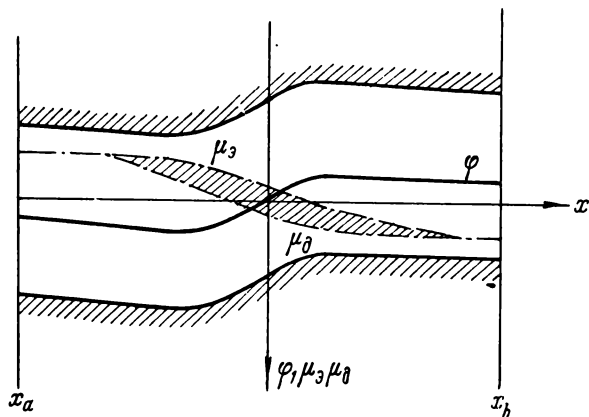


Рис. 24. Схема электронно-дырочного перехода.

Кривые для μ_n и μ_p имеют монотонный ход с наклоном вниз, который вызывает потоки электронов и дырок согласно выражениям (51.4) и (51.5). Рекомбинация препятствует проникновению потока дырок далеко в электронную область, а также потоку электронов в дырочную область, поэтому кривая μ_n в дырочной области и кривая μ_p в электронной области стремятся к горизонтальным прямым. Если электроды x_a и x_b расположены достаточно далеко, в x_a ток переносится исключительно электронами, а $j_2 = 0$, в x_b — исключительно дырками, а $j_1 = 0$.

Заштрихованная площадь, заключенная между кривыми μ_n и μ_p , измеряет полное число электронов и дырок, которые должны рекомбинировать в переходном слое.

*) В соответствии с общепринятыми обозначениями, на рис. 24 энергия электронов отсчитывается вверх, а следовательно, все потенциалы отложены вниз.

Согласно (52.3), учитывая, что $j_2(x_a) = 0$, максимальный поток дырок равен

$$j_2 = \int_{x_a}^{x_b} dj_2 = k_{21} \int_{x_a}^{x_b} (1 - e^{\tilde{\mu}_d - \tilde{\mu}_s}) dx, \quad (52.4)$$

отсюда следует, что при заданном токе и $k_{21} \rightarrow \infty$, $\mu_d - \mu_s \rightarrow 0$, т. е. при интенсивной рекомбинации кривые химических потенциалов $\mu_s(x)$ и $\mu_d(x)$ сближаются. В этом случае

$$j = e(j_2 - j_1) = -e(u_2 n_2 + u_1 n_1) \frac{d\mu_d}{dx}, \quad (52.5)$$

а приложенное напряжение V равно просто омическому падению напряжения

$$V = \int_{x_a}^{x_b} d\mu_d = -j \int_{x_a}^{x_b} \frac{dx}{e(u_2 n_2 + u_1 n_1)}, \quad (52.6)$$

как и при наличии носителей тока только одного знака (см. § 19). Выпрямление отсутствует.

Наоборот, если рекомбинация слаба, разность $V' = \mu_d - \mu_s$ при $x = 0$ составляет заметную долю приложенного напряжения V . Полагаем ее постоянной в пределах переходной области от $x = -l_2$ до $x = l_1$, где l_1 — диффузионная длина проникновения электронов в дырочную область, а l_2 — диффузионная глубина проникновения дырок в электронную область:

$$l_1 = \sqrt{\frac{u_1 k T n_1''^{\infty}}{e k_{21}}}; \quad l_2 = \sqrt{\frac{u_2 k T n_2'^{\infty}}{e k_{21}}}; \quad (52.7)$$

$n_1''^{\infty}$ — концентрация электронов в дырочной области, $n_2'^{\infty}$ — концентрация дырок в электронной области. Вне указанного интервала разность $\mu_d - \mu_s$ приблизительно равна нулю. При указанных предположениях интегрирование выражения (52.3) дает

$$j = e j_2(x_b) = j_s (1 - e^{\tilde{V}'}), \quad (52.8)$$

где

$$j_s = e k_{21} (l_1 + l_2) \quad (52.9)$$

— плотность тока, соответствующая полному числу электронов и дырок, образующихся в объеме слоя толщиной $l_1 + l_2$.

Легко показать, что доля приложенного напряжения $V - V'$ есть чисто омическое падение напряжения. Действительно, согласно рис. 24

$$V - V' = \int_{x_a}^0 d\mu_p + \int_0^{x_b} d\mu_n = \int_{x_a}^0 \frac{j_1 dx}{n_1 u_1} - \int_0^{x_b} \frac{j_2 dx}{n_2 u_2}. \quad (52.10)$$

Поскольку при $x < 0$ будет $n_1 \gg n_2$, а при $x > 0$, наоборот, $n_1 \ll n_2$, оба знаменателя в (52.10) приблизительно равны знаменателю (52.6). Далее, на большей части первого интервала интегрирования $j \cong -ej_1$, а на большей части второго интервала $j \cong ej_2$. Поэтому правая часть (52.10) просто пропорциональна j и приблизительно равна правой части (52.6). Таким образом переходный слой представляет из себя как бы омическое сопротивление, включенное последовательно с выпрямляющим слоем, падение внешнего напряжения на котором равно V' . Очевидно, что чем большую долю V составляет V' , тем сильнее выпрямление.

Из сказанного выше следует, что чем сильнее рекомбинация, тем меньше V' . Оно зависит также от плавности электронно-дырочного перехода, т. е. от величины l_a . А именно исследования показывают, что V' составляет значительную долю V при условии

$$l_a \ll l_i = \sqrt{\frac{u_2 k T n_i}{k_{21}}} \quad (52.11)$$

и в случае резкой границы между двумя полупроводниками, когда $l_a = 0$, $V' = V$, как это и принято в главах VII и VIII.

§ 53. Упрощенная модель перехода

В этом параграфе рассмотрим упрощенную модель электронно-дырочного перехода для случая хорошего выпрямления, так что омическим падением напряжения можно пренебречь. Далее примем, что переходная область узкая по сравнению с диффузионными длинами l_1 и l_2 , так что потоки дырок и электронов остаются постоянными в пределах переходной области. Аналогичное допущение сделано в главах V, VII и VIII.

При указанных условиях основной перепад φ_d будет в электронной области, где n_2 мало. Аналогично, основной

перепад φ , происходит в дырочной области. Если размеры электронной и дырочной областей велики по сравнению с диффузионными длинами, ток в x_a целиком переносится электронами, а в x_b — дырками. В электронной и дырочной областях полупроводник однороден, в частности концентрация примесных центров постоянна. Потенциал φ также постоянен в этих областях.

Вычислим поток дырок в электронной области. Аналогичный расчет можно провести и для потока электронов

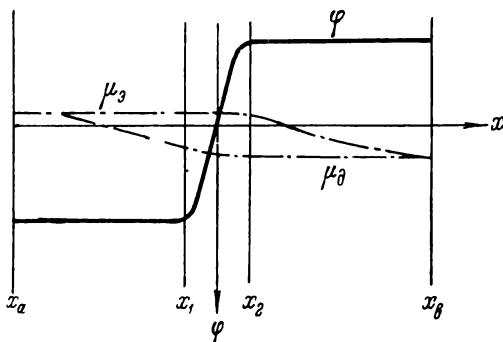


Рис. 25. Упрощенная схема электронно-дырочного перехода.

в дырочной области. На границе электронной и переходной областей при $x = x_1$ (рис. 25)

$$n_2 = n_i e^{\tilde{\varphi}_d(x_a) + \tilde{V} - \tilde{\varphi}(x_a)} = n_2'^{\infty} e^{\tilde{V}}, \quad (53.1)$$

где $n_2'^{\infty}$ — равновесная концентрация дырок в электронной области.

Диффузионно-рекомбинационное уравнение (40.2) для дырок в электронной области

$$\frac{d^2 n_2}{dx^2} - \chi_r'^2 n_2 = -\chi_r'^2 n_2'^{\infty}, \quad (53.2)$$

где $\chi_r' = \frac{1}{l_2}$. Решение этого уравнения, удовлетворяющее, граничным условиям: n_2 равно выражению (53.1) при $x = x_1$ и $n = n_2'^{\infty}$ при $x \rightarrow -\infty$, имеет вид:

$$n_2 = n_2'^{\infty} + n_2'^{\infty} (e^{\tilde{V}} - 1) e^{-\chi_r'(x_1 - x)}. \quad (53.3)$$

Заметим, что здесь решение уравнения (53.2) получено значительно проще, чем в § 40, вследствие того, что пренебрегается падением напряжения в электронной области, что возможно, как отмечено выше, лишь тогда, когда толщина переходной области велика по сравнению с дебаевской длиной.

Плотность потока дырок при $x = x_1$, а следовательно, и во всей переходной области

$$j_2 = -\frac{u_2 k T}{e} \left(\frac{dn_2}{dx} \right)_{x=x_1} = -\frac{u_2 k T}{e} x'_r (e^{\tilde{V}} - 1) n_2'^{\infty}. \quad (53.4)$$

Аналогичное выражение получается и для потока электронов

$$j = \frac{u_1 k T}{e} x''_r (e^{\tilde{V}} - 1) n_1''^{\infty}, \quad (53.5)$$

где $x''_r = \frac{1}{l_1}$, а $n_1''^{\infty}$ — равновесная концентрация электронов в дырочной области.

Суммарный ток, следовательно, равен

$$j = e(j_2 - j_1) = -kT(e^{\tilde{V}} - 1)(n_2'^{\infty} u_2 x'_r + n_1''^{\infty} u_1 x''_r). \quad (53.6)$$

Полученные выражения для потоков электронов и дырок, указывающие на сильное выпрямление, весьма сходны с выражениями (41.1) и (41.2) для контакта двух полупроводников со смешанной проводимостью, если в знаменателях (41.1) и (41.2) удерживать лишь первые члены.

§ 54. Сравнение теории с опытом

Шокли и его сотрудники [4] получили экспериментально $p-n$ -переход, столь близкий к идеализированным условиям, принятым в теории, что экспериментальная вольтамперная характеристика его в точности следовала теоретическим формулам (53.4)—(53.6) в пределах от тока насыщения в запиорном направлении до пропускного тока 10 ма/см^2 .

Теория электронно-дырочного перехода, очевидно, также применима к тем типам германиевых выпрямителей, у которых толщина как дырочной, так и электронной областей достаточно велика, т. е. много больше длины диффузионного смещения электронов или дырок. Сюда относятся выпрямители, состоящие из бруска германия с резким изменением концентрации примесей в нем, и некоторые виды германиевых и кремниевых выпрямителей большой мощности с вплавленными электродами.

В литературе ([5], стр. 66, 73, 74) имеется указание, что выпрямители, изготовленные из пластинок германия высокой чистоты, противоположные поверхности которых насыщены донорными и акцепторными уровнями (выпрямители с вплавленными контактами), имеют вольтамперные характеристики, подчиняющиеся уравнению

$$J = Ae^{-\frac{1}{2} \tilde{E}_g} (e^{\frac{1}{2} \tilde{V}} - 1), \quad (54.1)$$

где постоянная A в первом приближении не зависит ни от приложенного напряжения, ни от температуры, но зависит от структуры $p-n$ -перехода. Ширина запрещенной зоны $E_g = 0,79$ в.

Хорошее согласие экспериментальной вольтамперной характеристики с формулой (54.1) наблюдается в области токов, простирающейся от тока насыщения в запиорном направлении до нескольких сот ампер на кв. сантиметр в пропускном направлении, после чего ток возрастает с напряжением медленнее. Формула (54.1) выдерживает сравнение с опытом также в широком интервале температур. На рис. 26 представлены кривые логарифма прямого тока в функции от обратной температуры для ряда прямых напряжений. Сплошные кривые проведены через экспериментальные точки, пунктирные кривые соответствуют уравнению (54.1).

Формула (54.1) отличается от выведенных теоретически формул (53.4)—(53.6) главным образом коэффициентом $1/2$ в показателе экспонент. Появление этого коэффициента можно объяснить следующим образом.

Большинство приборов с электронно-дырочными переходами состоит из областей однородного германия, разделенных переходными слоями, внутри которых содержание примесей резко меняется, причем толщина переходных слоев мала по сравнению с диффузионными длинами, как это и было принято в предыдущем параграфе. Но, если, например, акцепторный и донорный электроды впаяны в образец чистого германия, то между электронной и дырочной областями, примыкающими к обоим электродам, находится однородная область с проводимостью, близкой к собственной проводимости. Для краткости назовем эту область «собственной». Электронно-дырочный переход как бы разрывается на две половины. В однородных областях напряженность электри-

ческого поля мала, а в переходных областях имеется сильное поле двойного электрического слоя. На рис. 27 показан примерный ход потенциала в описанной системе.

Механизм прохождения тока через эту систему таков. В пропускном направлении из электронной области в соб-

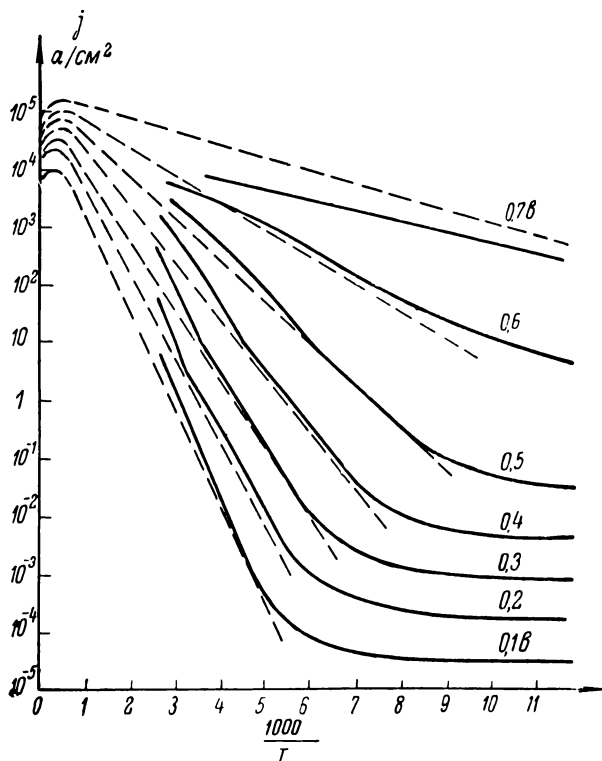


Рис. 26. Зависимость прямого тока германиевого выпрямителя от температуры.

ственную вводятся электроны, а из дырочной области — дырки, и рекомбинируют в пределах собственной области. Проникновение электронов в дырочную область и дырок в электронную затруднено благодаря наличию высоких потенциальных барьеров. В запиорном направлении ток обуславливается тем, что электроны, образующиеся в собственной области

вследствие тепловой диссоциации, вытягиваются в электронную область, а дырки — в дырочную область.

Так как электроны и дырки вводятся в собственную область в равных количествах, внешнее напряжение распределяется приблизительно поровну на переходных слоях от электронной к собственной области и от собственной к дырочной области, т. е. впрыскивание электронов и дырок происходит под действием половины приложенного напряже-

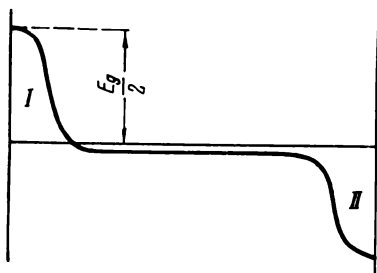


Рис. 27. Ход потенциала в германиевом выпрямителе с вплавленными контактами.

I — акцепторная область, *II* — донорная область.

ния. Далее следует принять, что рекомбинация электронов и дырок зависит линейно от концентраций, как это было принято и при выводе формул (53.4). Согласно исследованиям глав VI и VII это значит, что дырки и электроны рекомбинируют не непосредственно друг с другом, а через посредство каких-то примесных уровней, которые, однако, не нарушают собственный характер проводимости.

Приведенные соображения показывают, что в формуле (53.4) или (53.5) следует заменить V на $\frac{V}{2}$, а вместо n'_2 поставить n_i , и если учесть, что n_i пропорционально $e^{-\frac{1}{2} \frac{E_g}{kT}}$, придем к формуле (54.1).

Холл ([5], стр. 60—67) приводит более подробный вывод формулы (54.1), исходя из указанных предположений о механизме прохождения тока.

Диффузионно-рекомбинационные уравнения (16.24) в одномерном случае при большом числе впрыскиваемых электронов и дырок (высокий уровень инжекции) можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} -u_1 \frac{d}{dx} \left(n_1 E + \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_1}{dx} \right) &= \frac{n_1}{\tau}; \\ u_2 \frac{d}{dx} \left(n_2 E - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_2}{dx} \right) &= \frac{n_2}{\tau}, \end{aligned} \right\} \quad (54.2)$$

где τ — время жизни электрона или дырки.

Чтобы исключить поле E , делим первое из этих уравнений на u_1 , второе на u_2 , складываем и, учитывая, что из условия нейтральности $n_1 \cong n_2 = n$, получаем

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n}{L^2}, \quad (54.3)$$

где длина диффузионного смещения при биполярной диффузии

$$L = \sqrt{\frac{2u_2 kT}{e \left(1 + \frac{u_2}{u_1}\right)}}; \quad (54.4)$$

x откладывается перпендикулярно плоскости контакта от середины «собственной» области. Если обозначить через $2d$ расстояние между двумя областями объемного заряда (рис. 27), то уравнение (54.3), очевидно, справедливо в области $-d < x < d$.

Если пренебречь омическим падением напряжения и комбинацией в переходных областях ввиду их малой толщины, то получим, что электроны и дырки распределяются в них по закону Больцмана. Так как в электронной области концентрация электронов, а в дырочной области концентрация дырок практически не меняются с приложенным напряжением, то приходим к следующим граничным условиям для собственной области:

$$(n)_{x=-d} = n_i e^{\tilde{V}_1}; \quad (n)_{x=d} = n_i e^{\tilde{V}_2}, \quad (54.5)$$

где V_1 и V_2 — доли внешнего напряжения V , приходящиеся на переход от дырочной к собственной и от собственной к электронной области соответственно. $V > 0$, если плюс приложен к дырочной области. Падением напряжения в собственной области можно пренебречь, следовательно,

$$V_1 + V_2 = V. \quad (54.6)$$

Чтобы найти V_1 и V_2 по отдельности, требуется еще одно граничное условие, которое можно вывести, учитывая, что поток электронов в дырочную область и поток дырок в электронную область равны нулю, и, следовательно, поток

дырок из дырочной области равен потоку электронов из электронной области, т. е.

$$(j_1)_{x=-d} = -u_1 \left(En + \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn}{dx} \right)_{x=d} = 0;$$

$$(j_2)_{x=d} = u_2 \left(En - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn}{dx} \right)_{x=d} = 0;$$

$$u_2 \left(En - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn}{dx} \right)_{x=-d} = u_1 \left(En + \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn}{dx} \right)_{x=d},$$

откуда, исключая E , получаем

$$\left(\frac{dn}{dx} \right)_{x=-d} = -b \left(\frac{dn}{dx} \right)_{x=d}, \quad (54.7)$$

где b — отношение подвижностей $b = \frac{u_1}{u_2}$.

Решение уравнения (54.3) с граничными условиями (54.5) и (54.7) при учете (54.6) имеет вид:

$$n = n_i \frac{(b+1) \operatorname{ch} \frac{d}{L} \operatorname{ch} \frac{x}{L} - (b-1) \operatorname{sh} \frac{d}{L} \operatorname{sh} \frac{x}{L}}{\sqrt{(b+1)^2 \operatorname{ch}^4 \frac{d}{L} - (b-1)^2 \operatorname{sh}^4 \frac{d}{L}}} \tilde{v} e^{\frac{x}{L}}. \quad (54.8)$$

Ток через выпрямитель определяется количеством электронов и дырок, рекомбинирующих в единицу времени в собственной области:

$$I = \int_{-d}^d \frac{en}{\tau} dx = \frac{2en_i L}{\tau} \frac{\operatorname{th} \frac{d}{L}}{\sqrt{1 - \frac{(b-1)^2}{(b+1)^2} \operatorname{th}^4 \frac{d}{L}}} \tilde{v} e^{\frac{x}{L}}. \quad (54.9)$$

При $d \ll L$ последнее выражение упрощается и дает

$$I \cong \frac{2e dn_i}{\tau} \tilde{v} e^{\frac{x}{L}}. \quad (54.10)$$

Чтобы получить отсюда формулу (54.1), следует еще добавить ток, обусловленный тепловой диссоциацией электронов и дырок в собственной области.

Величина τ в пропускном направлении зависит от приложенного напряжения.

ГЛАВА XI

ТЕОРИЯ ТВЕРДЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ С ХИМИЧЕСКИМ ЗАПИРАЮЩИМ СЛОЕМ

§ 55. Выбор модели твердого выпрямителя и физические основы теории

Как уже неоднократно отмечалось во введении, теория физического запирающего слоя, обусловленного только контактной разностью потенциалов между полупроводником и металлическим электродом, хотя и дает правильный знак выпрямления, но не объясняет ряд других особенностей технических твердых выпрямителей. В частности, остается непонятным, почему простой контакт металла с полупроводником не дает значительного выпрямления, а хорошие выпрямители получаются только после специальной термической обработки, кроме того, в некоторых случаях требуется еще и формовка электрическим током. Естественно предположить, что при этой обработке у электрода образуется слой вещества, отличающийся по составу атомов от толщи полупроводника, — так называемый химический запирающий слой. Под понятием химический запирающий слой мы подразумеваем как тонкий слой совсем другого полупроводника, так и слой того же полупроводника, но с иным содержанием примеси, что коренным образом изменяет электрические свойства полупроводника.

Теория химического запирающего слоя была предложена С. И. Пекаром [1] еще в 1939 г. Девять лет спустя и притом без ссылки на работу Пекара Фэн [2] опубликовал точно такую же по физической модели теорию, отличающуюся лишь математическим расчетом. В обеих работах принято, что химический слой есть слой изолятора или собственного полупроводника, совершенно лишенный примеси, а носители тока

попадают туда из основной толщи примесного полупроводника. В уравнении Пуассона приняты во внимание только подвижные заряды. Учтена контактная разность потенциалов между запирающим слоем и основной толщей полупроводника, но число носителей тока на границе между ними принято постоянным, как на контакте с металлом.

Рассматриваемая модель является, очевидно, частным случаем контакта двух полупроводников с одинаковым типом проводимости, подробно рассчитанного в главе VI, с той только разницей, что один из полупроводников является тонким слоем. Но в главе VI было установлено, что контакт двух полупроводников с одним типом проводимости дает выпрямление даже худшее, чем простой контакт металла с полупроводником. Таким образом модель изолирующего слоя не дает никаких преимуществ по сравнению с физически запирающим слоем. И действительно, в опытах В. П. Жузе [3] с нанесением на полупроводник тонкого изолирующего слоя, хотя и было получено выпрямление, но значительно меньшее, чем в технических выпрямителях.

С другой стороны, как теоретические, так и экспериментальные исследования показали, что контакт двух полупроводников с противоположным типом проводимости дает значительное выпрямление даже без специальной обработки.

Все сказанное еще раз подтверждает вывод главы II, что запирающий слой твердого выпрямителя есть тонкий слой полупроводника с проводимостью противоположного типа по сравнению с основной толщей полупроводника. Так как этот слой не просто прикладывается, а наносится при высокой температуре или образуется в результате специальной обработки, то между этим слоем и основной толщей обязательно возникает переходный слой, т. е. будет иметь место электронно-дырочный переход, рассмотренный в предыдущей главе.

Наличие переходной области улучшает выпрямительные свойства. Действительно, если толщина переходной области превышает 10^{-7} см, исключается непосредственная рекомбинация электронов из электронной области с дырками из дырочной. Но как было указано в главе VIII, этот механизм дает менее выгодную выпрямительную характеристику (зависимость сопротивления от приложенного напряжения), чем механизм теплового заброса. Однако толщина переходной

области не должна быть и чрезмерно большой, ибо, как показано в § 52, при большой толщине переходного слоя в нем происходит рекомбинация электронов и дырок, а это также ухудшает выпрямление. Повидимому, оптимальная толщина переходного слоя имеет порядок $10^{-6} — 10^{-5}$ см и можно предполагать, что при правильной термической обработке как раз и формируется слой такой толщины.

В отличие от системы, разобранной в предыдущей главе, здесь одна из основных областей, электронная или дырочная, имеет малую толщину. Для уменьшения сопротивления при малом пропускном напряжении толщина этой области должна быть много меньше диффузионной длины (длины рекомбинации), т. е. также имеет порядок 10^{-5} см. Это приводит к неравноправию электронной и дырочной проводимости; как и в случае, рассмотренном в главе V, ток почти целиком переносится основными носителями толщи полупроводника, которые достигают электрода без рекомбинации. Кроме того, в отличие от предыдущей главы, здесь будем считать, что падение напряжения имеет место не только в переходной области, а также в электронной и дырочной. Дело в том, что расчеты Шокли относились главным образом к германию, где дебаевская длина мала ввиду большой проводимости, так что слой объемного заряда меньше переходного слоя. В меднозакисных же и селеновых выпрямителях, которые имеются в виду здесь, дебаевская длина больше и сравнима с толщиной переходной области.

Принятая модель весьма напоминает схему контакта металла с однородным полупроводником, рассмотренную в главе V, но имеются и существенные различия, заставляющие провести весь расчет заново, а именно:

1) в главе V характер примесей одинаков во всех областях, а их концентрация постоянна, здесь же в приконтактном слое и во всей толще полупроводника примеси различны по характеру, а в переходном слое их концентрация зависит от координаты;

2) в главе V границы x_1 и x_2 между областями I и II и II и III несколько произвольны и зависят от приложенного напряжения, здесь же они фиксированы химическим составом слоев;

3) в главе V объемный заряд обусловлен только контактной разностью потенциалов и внешним напряжением,

поэтому ход потенциала φ и поля E монотонен, здесь — все определяется химической неоднородностью вещества, вследствие чего потенциал и поле могут иметь немонотонный ход.

Применительно к купроксным или селеновым выпрямителям полагаем, что основная толща полупроводника обладает дырочной проводимостью (рис. 28, области III и IV),

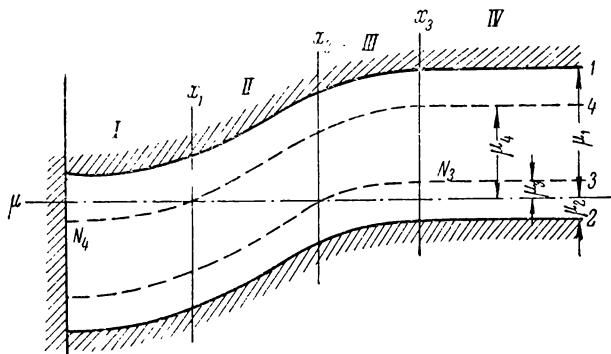


Рис. 28. Энергетическая схема выпрямителя при $V = 0$.

у контакта с металлом образуется область I с электронной проводимостью и между ними лежит переходная область II. Схема расчета такая же, как и в главе V, но в отличие от главы V ограничиваемся плоским случаем, так что все зависит от одной декартовой координаты x , откладываемой от контакта с металлом. Положим, что в 1 см^3 области I имеется N_4 примесных уровней, отдающих электроны, а в 1 см^3 областей III и IV — N_3 уровней акцепторов. На рисунках примесные уровни показаны пунктиром. В переходной области II с ростом x число акцепторных уровней возрастает, а донорных убывает. Для простоты, как и в главе X, считаем, что разность $N_3 - N_4$ меняется линейно с x , т. е.

$$N_3 - N_4 = a(x - x_0), \quad (55.1)$$

где a — константа, x_0 — координата точки, в которой $N_3 = N_4$.

В области I концентрация электронов n_1 много больше концентрации дырок n_2 , в областях III и IV $n_1 \gg n_2$. В области II в среднем n_1 и n_2 малы по сравнению с $N_3 - N_4$. Всё падение напряжения происходит в областях I, II и III,

тогда как в области *IV* поле E мало. Как и в главе V, в области *IV* происходит рекомбинация электронов и дырок и обратный процесс, тогда как в областях *I*, *II* и *III* можно пренебречь рекомбинацией, ибо размеры этих областей малы по сравнению с длиной пробега электрона или дырки по отношению к рекомбинации.

В нулевом приближении в областях *I*, *III* и *IV* считаем ток равным нулю, кроме того, в *I* принимаем $n_2 = 0$, а в *III* и *IV* $n_1 = 0$. В первом приближении учитываем ток, в области *I* учитываем n_2 , в области *III* учитываем n_1 , в области *IV* в диффузионном уравнении пренебрегаем членом $n_1 E$. В области *II* считаем, что все примесные уровни ионизованы и в уравнении Пуассона пренебрегаем подвижными зарядами. Границы областей обозначаем x_1 , x_2 , x_3 (рис. 28), соответствующие значения потенциала φ и электрического поля E обозначаем через φ_1 , φ_2 , φ_3 , E_1 , E_2 , E_3 .

Электрическое поле и искривление зон обусловлены:

1) переходной разностью потенциалов V_{Π} между электронным и дырочным полупроводниками, $V_{\Pi} = W_{\text{э}} - W_{\text{д}}$, где $W_{\text{э}}$ и $W_{\text{д}}$ — работы выхода из дырочного и электронного полупроводников;

2) контактной разностью потенциалов $V_{\text{к}}$ между металлом и электронным слоем, $V_{\text{к}} = W_{\text{м}} - W_{\text{э}}$, где $W_{\text{м}}$ — работа выхода из металла;

3) внешним приложенным напряжением V ; $V > 0$, если плюс приложен при $x = \infty$.

На рис. 28 показано искривление зон при $V = 0$, уровень химического потенциала μ одинаков для всех слоев. На рис. 29 изображен случай $V < 0$, а на рис. 30 случай $V > 0$. Заметим, что здесь, как показано в главе X, уровни химического потенциала (вводимые формально, так как это неравновесные случаи) наклонны и не совпадают для электронов $\mu_{\text{э}}$ и для дырок $\mu_{\text{д}}$ (так как имеют место потоки тех и других).

Предполагаем, что работа выхода, отсчитываемая от края одной из зон, а также ширина запретной зоны одинаковы для электронного и дырочного слоев, т. е. что они отличаются лишь примесями, которые влияют только на положение уровня Ферми относительно зон. Только при этом предположении края зон следуют за ходом макроскопического электрического потенциала φ .

Пусть $\varphi = 0$ при $x = \infty$. Тогда при $x = 0$ на границе с металлом

$$\varphi = \varphi_k = -(V + V_n + V_k). \quad (55.2)$$

При $x = \infty$ (считаем, что второй электрод находится достаточно далеко) $E = 0$. Если бы электронная область I имела

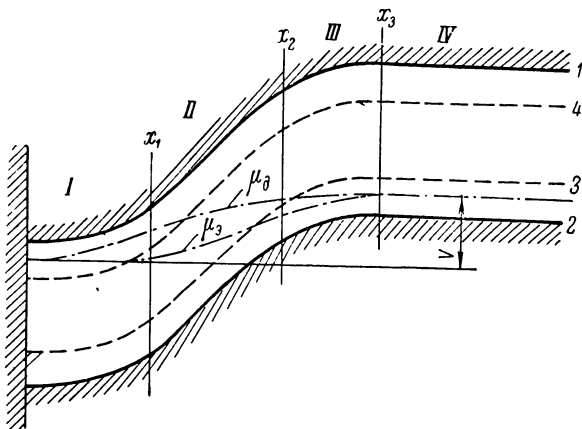


Рис. 29. Энергетическая схема выпрямителя при $V < 0$ (запорное направление).

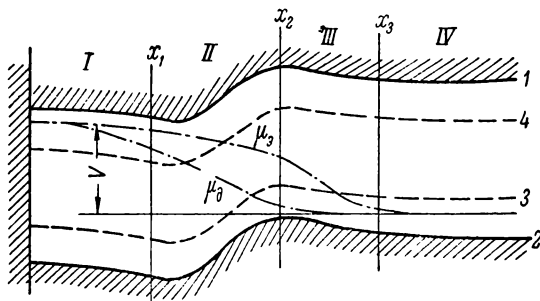


Рис. 30. Энергетическая схема выпрямителя при $V > 0$ (пропускное направление).

достаточную толщину, она содержала бы два слоя, в одном из которых электрическое поле было бы обусловлено переходной разностью потенциалов V_n , а в другом — контактной разностью потенциалов V_k , а между ними E было бы при-

близительно равно нулю. Ввиду малой толщины области I оба слоя сливаются вместе, однако при $V_k > 0$ у контакта с металлом объемный заряд $\rho < 0$, и края зон загибаются вниз, при $V_k < 0$ объемный заряд $\rho > 0$, и края зон загибаются вверх.

Граничные условия для концентраций носителей совершенно аналогичны условиям (27.1) и (27.2), а именно при $x = 0$

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty} e^{\mp (\tilde{V}_n + \tilde{V}_k)}; \quad (55.3)$$

при $x = \infty$

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty}; \quad \frac{dn_{1,2}}{dx} = 0. \quad (55.4)$$

Точно так же, как и в главе V, в приконтактной области при вычислении потока дырок учтем силы электрического изображения, но при определении объемного заряда эти силы учитывать не будем. В этом случае граничное условие (55.3) для дырок следует заменить на условие, аналогичное (27.3) или (25.7), т. е. при $x = 0$

$$n_2 = n_2^{\infty} e^{\tilde{V}_n + \tilde{V}_k - \tilde{\varphi}^{**}(0)}. \quad (55.5)$$

Расчет, проделанный с данной моделью, дал значительное выпрямление. Как и следовало ожидать, ток в основном переносится дырками. В отличие от контакта двух полупроводников со смешанной или различной проводимостью здесь сопротивление при $V \rightarrow 0$ сравнительно невелико и возрастает с ростом запирающего напряжения, а в пропускном направлении, наоборот, убывает. Такой ход сопротивления выпрямителя является наиболее благоприятным и действительно наблюдается у хороших выпрямителей.

При дальнейшем росте запорного напряжения сопротивление выпрямителя достигает максимума и затем начинает убывать, что является следствием сил изображения.

Влияние слоя с электронной проводимостью сказывается только в распределении поля в запирающем слое. А именно благодаря тому, что в электронном слое имеются донорные центры, заряжаемые зарядом противоположного знака по сравнению с акцепторами толщи полупроводника, приконтактное поле E_k значительно меньше, чем в случае химически

однородного полупроводника при той же контактной разности потенциалов. Так как запиорный ток в основном определяется величиной E_k , то при наличии химического запирающего слоя запиорный ток меньше и выпрямление лучше.

§ 56. Определение поля и падений напряжения

Электрическое поле и падения напряжения вычисляются в нулевом приближении, т. е. в пренебрежении током и концентрациями второстепенных зарядов. При этом электроны в области I и дырки в области III подчиняются равносному распределению в электрическом поле. В отличие от главы V здесь возможно пересечение зон с уровнем химического потенциала, поэтому следует воспользоваться распределением Ферми.

Учитывая граничные условия (55.2) — (55.4), получаем в области I

$$n_1 = B_1 F(\tilde{\varphi} + \tilde{V} - \tilde{\psi}_1), \quad (56.1)$$

а области III

$$n_2 = B_2 F(-\tilde{\varphi} - \tilde{\psi}_2), \quad (56.2)$$

где B_1 , B_2 и $F(z)$ даются выражением (38.2), ψ_1 и ψ_2 — расстояния от уровня химического потенциала до краев зон при $x \rightarrow \infty$ (рис. 28). При $z \ll -1$, что имеет место при $x = 0$

и $x = \infty$, $F(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^z$, так что граничные условия (55.3)

и (55.4) с учетом (55.2) действительно удовлетворяются.

Концентрации зарядов на местных уровнях в области I

$$n_4 = \frac{N_4}{1 + e^{\tilde{\varphi} - \tilde{\psi}_4 + \tilde{V}}}; \quad (56.3)$$

в области III

$$n_3 = \frac{N_3}{1 + e^{\tilde{\psi}_3 - \tilde{\varphi}}}. \quad (56.4)$$

где ψ_4 и ψ_3 — расстояния от уровня химического потенциала до уровней доноров и акцепторов при $x \rightarrow \infty$ (рис. 28). В переходной области II концентрация зарядов определяется выражением (55.1).

Уравнения Пуассона имеют вид:

$$\left. \begin{array}{l} \text{в области I} \\ \text{в области II} \\ \text{в области III} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (n_4 - n_1); \\ \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi ea}{\varepsilon} (x - x_0); \\ \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (n_2 - n_3). \end{array} \quad (56.5)$$

Подставляем сюда выражения (56.1) — (56.4) и решаем уравнения с граничными условиями

$$E = E_1 \text{ при } \varphi = \varphi_1, \quad E = E_2 \text{ при } x = x_2, \quad E = 0 \text{ при } \varphi = 0.$$

При этом для решения первого и третьего уравнения удобно в качестве независимой переменной выбрать φ , полагая $\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{2} \frac{dE^2}{d\varphi}$. В результате получаем:

в области I

$$E_I = \sqrt{\frac{8\pi kTB_1}{\varepsilon} \left[\frac{2}{3} F_{3/2}(\tilde{\varphi} + \tilde{V} - \tilde{\varphi}_1) - \frac{2}{3} F_{3/2}(\tilde{\varphi}_1 + \tilde{V} - \tilde{\varphi}_1) + \right.} \\ \left. + \frac{N_4}{B_1} \ln \frac{e^{-\tilde{\mu}_1} + e^{-\tilde{V} - \tilde{\varphi}}}{e^{-\tilde{\mu}_1} + e^{-\tilde{V} - \tilde{\varphi}_1}} \right] + E_1^2}; \quad (56.6)$$

в области II

$$E_{II} = \frac{2\pi ea}{\varepsilon} [(x_2 - x_0)^2 - (x - x_0)^2] + E_2; \quad (56.7)$$

в области III

$$E_{III} = \sqrt{\frac{8\pi kTB_2}{\varepsilon} \left[\frac{2}{3} F_{3/2}(-\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_2) - \frac{2}{3} F_{3/2}(-\tilde{\mu}_2) + \right.} \\ \left. + \frac{N_3}{B_2} \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_2} + e^{\tilde{\varphi}}}{e^{\tilde{\mu}_2} + 1} \right]}. \quad (56.8)$$

Здесь функции $F_{3/2}(z)$ определяются выражением (38.7) и являются табулированными,

Значение потенциала φ_1 на границе областей I и II определяется из условия

$$x_1 = - \int_{\varphi_K}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{E(\varphi)}. \quad (56.9)$$

Заметим, что при некотором $\varphi = \varphi_0$ выражение (56.6) обращается в нуль. Исследования показывают, что в случае области I конечной толщины $\varphi = \varphi_0$ может быть достигнуто только при условии, если $V_K > 0$. В этом случае область I разбивается на две части. В правой части E определяется с помощью (56.6), а в левой части

$$E = - \sqrt{\frac{8\pi kTB_1}{\epsilon} \left[\frac{2}{3} F_{3/2}(\tilde{\varphi} + \tilde{V} - \tilde{\mu}_1) - \frac{2}{3} F_{3/2}(\varphi_0 + \tilde{V} - \tilde{\mu}_1) + \right.} \\ \left. + \frac{N_4}{B_1} \ln \frac{e^{-\tilde{\mu}_1} + e^{-\tilde{V} - \tilde{\varphi}}}{e^{-\tilde{\mu}_1} + e^{-\tilde{V} - \tilde{\varphi}_0}} \right]}. \quad (56.10)$$

Вместо (56.9) имеем

$$x_1 = - \int_{\varphi_K}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{E''(\varphi)} - \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{E'(\varphi)}, \quad (56.11)$$

причем $E'(\varphi)$ определяется с помощью (56.6), а $E''(\varphi)$ — с помощью (56.10).

Уравнение (56.7) может быть еще раз проинтегрировано с граничным условием $\varphi = \varphi_2$ при $x = x_2$, что дает распределение потенциала в области II:

$$\varphi = \varphi_2 + \int_x^{x_2} E dx = \varphi_2 + E_2(x_2 - x) + \\ + \frac{2\pi ea}{\epsilon} \left[(x_2 - x_0)^2(x_2 - x) - \frac{(x_2 - x_0)^3}{3} + \frac{(x - x_0)^3}{3} \right]; \quad (56.12)$$

φ_2 определяется из этого выражения, если в нем положить $x = x_1$, $\varphi = \varphi_1$; E_1 определяется из (56.7) при $x = x_1$.

При $V < 0$ будет $E_2 > 0$ и, согласно (56.7), $E > 0$ в соответствии с рис. 29. При $V > 0$ возможно, что $E_2 < 0$, и если

$$\frac{4\pi ea}{\epsilon} (x_2 - x_0)^2 > |E_2|,$$

то E два раза меняет знак в области II, как это показано на рис. 30, а потенциал φ проходит через минимум, лежащий в области II, и через максимум. При

$$\frac{4\pi ea}{\epsilon} [(x_2 - x_0)^2 - (x_0 - x_1)^2] < |E_2|$$

максимум φ лежит в области II, а при

$$\frac{4\pi ea}{\epsilon} [(x_2 - x_0)^2 - (x_0 - x_1)^2] > |E_2|$$

— в области I.

Практически расчет удобно производить в следующем порядке. Задается падение напряжения — V_{III} в области III, т. е. потенциал φ_2 . Затем с помощью выражения (56.8) при $\varphi = \varphi_2$ определяется E_2 , а с помощью (56.7) и (56.12) при $x = x_1$ вычисляются E_1 и φ_1 . Наконец остается определить E_{κ} и φ_{κ} с помощью системы уравнений (56.6), в которой полагается $\varphi = \varphi_{\kappa}$, и системы (56.9). Эта система может быть решена графически или численным методом. В большинстве случаев величина E в области I меняется незначительно, и если она меняется монотонно, то можно положить

$$\varphi_{\kappa} - \varphi_1 \cong \frac{x_1(E_1 + E_{\kappa})}{2},$$

откуда

$$E_{\kappa} = \frac{2(\varphi_{\kappa} - \varphi_1)}{x_1} - E_1. \quad (56.13)$$

Система (56.6) и (56.13) решается графически без труда.

В некоторых случаях при $V_{\kappa} > 0$ уровень химического потенциала в области I лежит ниже примесных уровней (рис. 28), и атомы примеси все ионизованы, а электронов в зоне проводимости мало и их зарядом можно пренебречь. Получается слой с постоянной объемной плотностью заряда, и поле в области I дается выражением

$$E_1 = E_1 - \frac{4\pi e N_4}{\epsilon} (x_1 - x), \quad (56.14)$$

а потенциал

$$\varphi = \varphi_1 + E_1(x_1 - x) - \frac{2\pi e N_4}{\epsilon} (x_1 - x)^2. \quad (56.15)$$

§ 57. Решение диффузионных уравнений

В областях *I*, *II* и *III*, где можно пренебречь рекомбинацией электронов и дырок, диффузионные уравнения с учетом сил изображения принимают тот же вид (14.11), что и при наличии носителей тока одного знака:

$$u_{1,2} \left(\mp n_{1,2} E^* - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_{1,2}}{dx} \right) = j_{1,2}, \quad (57.1)$$

где u_1 и u_2 — подвижности электронов и дырок, j_1 и j_2 — плотности их потоков.

В области *I* следует решать уравнение (57.1) для дырок, в области *III* — для электронов, а в области *II* — для тех и других. Поскольку в областях *I* и *III* уравнение (57.1) решается только для второстепенных в каждой области носителей тока, концентрация которых мала, применимость этого уравнения не вызывает сомнения. Но в области *II* при достаточно большом положительном V уравнения (57.1), строго говоря, теряют силу, так как при этом согласно рис. 30 края зон близко подходят к уровням μ и могут их пересечь, так что вместо уравнения (57.1) следовало бы пользоваться уравнением (16.25), положив в нем $\delta n = 0$. Однако из того же рис. 30 видно, что в области *II* уравнение (57.1) может потерять силу для электронов вблизи $x = x_1$, а для дырок — вблизи $x = x_2$, тогда как диффузионные уравнения играют существенную роль как раз в противоположных концах области *II*, где концентрации соответствующих частиц малы. Поэтому мы используем уравнения (57.1) и при $V > 0$, учтя статистику Ферми только в граничных условиях.

Граничными условиями при решении уравнений (57.1) являются условие (55.5) для дырок и условия непрерывности концентраций электронов при $x = x_1$ и $x = x_2$ и дырок при $x = x_2$. При этом следует использовать выражение (56.1) для n_1 в области *I* и (56.2) для n_2 в области *III*. Решения уравнений (57.1), удовлетворяющие этим граничным условиям, имеют вид [см. (19.6) и (19.7)]:

в области *I*

$$n_2 = n_2^\infty e^{-(\tilde{V} + \tilde{\varphi}^*)} - \frac{ej_2}{u_2 kT} e^{-\tilde{\varphi}^*} \int_0^\infty e^{\tilde{\varphi}^*} dx'; \quad (57.2)$$

в области II

$$n_1 = B_1 F(\tilde{\varphi}_1 + \tilde{V} - \tilde{\mu}_1) e^{\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_1} - \frac{ej_1}{u_1 kT} e^{\tilde{\varphi}} \int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx'; \quad (57.3)$$

$$n_2 = B_2 F(-\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\mu}_2) e^{\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\varphi}} + \frac{ej_2}{u_2 kT} e^{-\tilde{\varphi}} \int_x^{x_2} e^{\tilde{\varphi}} dx'; \quad (57.4)$$

в области III

$$n_1 = B_1 F(\tilde{\varphi}_1 + \tilde{V} - \tilde{\mu}_1) e^{\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_1} - \frac{ej_1}{u_1 kT} e^{\tilde{\varphi}} \int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx'. \quad (57.5)$$

В областях II и III силы изображения отброшены.

Потенциал с учетом сил электрического изображения запишется аналогично (29.5), но для дырок:

$$\varphi^* = \varphi - \frac{e}{4\epsilon x}. \quad (57.6)$$

Если $E_K > 0$, то φ^* имеет максимум при $x = x_m$. Полагая, как и в § 29, что при $0 < x < x_m$ должно быть $E \cong E_K$, найдем

$$x_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{\epsilon E_K}}; \quad \varphi_m^* = \varphi_K - \sqrt{\frac{e E_K}{\epsilon}}. \quad (57.7)$$

Интеграл, стоящий в (57.2), вычисляем по методу перевалов, что дает при $x > x_m$

$$\begin{aligned} \int_0^x e^{\tilde{\varphi}^*} dx' &\cong e^{\tilde{\varphi}_m^*} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{e^2 \xi^2}{4\epsilon x_m^2 kT}} d\xi = e^{\tilde{\varphi}_m^*} \sqrt{\frac{4\pi kT \epsilon x_m^3}{e^2}} = \\ &= e^{\tilde{\varphi}_K - \frac{1}{kT} \sqrt{\frac{e^3 E_K}{\epsilon}}} \sqrt{\frac{\pi kT}{2E_K^{3/2} \sqrt{e\epsilon}}}. \end{aligned} \quad (57.8)$$

В случае, если $E_K < \frac{\epsilon (kT)^2}{e^3}$, аналогично (29.10):

$$\int_0^x e^{\tilde{\varphi}^*} dx' \cong \frac{2kT}{eE_K} e^{\tilde{\varphi}_m^*}, \quad (57.9)$$

Если $E_{\kappa} < 0$, то силы изображения не играют роли, и при вычислении интеграла удобно перейти к интегрированию по φ , полагая $dx' = -\frac{d\varphi'}{E}$:

$$\int_0^x e^{\tilde{\varphi}} dx' = \int_{\tilde{\varphi}_{\kappa}}^{\tilde{\varphi}} e^{\tilde{\varphi}} \frac{d\varphi'}{E(\varphi')}, \quad (57.10)$$

где $E(\varphi')$ дается выражением (56.6).

Для вычисления интеграла по области III переходим к интегрированию по φ , полагая $dx' = -\frac{d\varphi}{E}$, и подставляем выражение (56.8) для E , тогда

$$\begin{aligned} & \int_{x_2}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx' = \\ &= \int_{\varphi}^{\tilde{\varphi}} \frac{e^{-\tilde{\varphi}} d\varphi'}{\sqrt{\frac{8\pi kTB_2}{\epsilon} \left[\frac{2}{3} F_{3/2}(-\tilde{\varphi}' - \tilde{\mu}_2) - \frac{2}{3} F_{3/2}(-\tilde{\varphi}_2) + \frac{N_3}{B_2} \ln \frac{e^{\tilde{\mu}_2} + e^{\tilde{\varphi}'}}{e^{\tilde{\mu}_2} + 1} \right]}}. \end{aligned} \quad (57.11)$$

В общем виде этот интеграл не берется. Только в том случае, если в области III уровень Ферми не пересекается ни с краями зон, ни с примесными уровнями, интеграл (57.11) вычисляется точно, а именно в этом случае E_{III} имеет вид, аналогичный (29.18) или (38.10):

$$E_{III}^2 \cong \frac{8\pi kT n_2^{\infty}}{\epsilon} (e^{\tilde{\varphi}} + e^{-\tilde{\varphi}} - 2) \quad (57.12)$$

и

$$\int_{x_2}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx' = \frac{1}{\gamma_2} \left[2e^{-\tilde{\varphi}} - 2e^{-\tilde{\varphi}_2} - \ln \frac{1 + e^{-\tilde{\varphi}}}{1 - e^{-\tilde{\varphi}}} + \ln \frac{1 + e^{-\tilde{\varphi}_2}}{1 - e^{-\tilde{\varphi}_2}} \right], \quad (57.13)$$

где

$$x_2 = \sqrt{\frac{8\pi e^2 n_2^{\infty}}{\epsilon kT}}, \quad (57.14)$$

Интегралы по области II, стоящие в выражениях (57.3) и (57.4), можно привести к виду, удобному для табулирования. А именно, подставляя вместо φ выражение (56.12), получаем:

$$\int_{x_1}^{x_2} e^{\pm \tilde{\varphi}} dx = e^{\pm \left[\tilde{V}_{III} + \frac{eF_2}{kT} (x_1 - x_0) + \left(\frac{x - x_0}{x_a} \right)^3 \right]} \times \\ \times x_a [\chi(\alpha, \xi_2, 1) - \chi(\alpha, \xi_1, 2)], \quad (57.15)$$

где

$$\chi(\alpha, \xi) = \int_0^{\xi} e^{z^3 - \alpha z} dz; \quad (57.16)$$

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{x - x_0}{x_a}; \quad \xi_1 = \frac{x_0 - x_1}{x_a}; \quad \xi_2 = \frac{x_2 - x_1}{x_a}; \\ x_a &= \sqrt[3]{\frac{3\epsilon kT}{8\pi e^2 a}}; \\ \alpha &= \frac{eE_2 x_a}{kT} + \left(\frac{x_2 - x_0}{x_a} \right)^3. \end{aligned} \right\} \quad (57.17)$$

При вычислении интегралов $\int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx$ и $\int_x^{x_2} e^{\tilde{\varphi}} dx$ в выражении (57.15) следует заменить соответственно ξ_2 или ξ_1 на ξ .

Выражения (57.15) слишком громоздки, а табулирование интеграла (57.16) достаточно трудоемко; еще более затруднительно вычисление интегралов (57.10) и (57.11). Поэтому в большинстве случаев лучше воспользоваться приближенной оценкой интегралов.

Если на всем пути интегрирования φ меняется монотонно, что имеет место в области I при достаточно большом пропускном напряжении, в области III всегда, а в области II при $V > 0$ и при небольшом $V < 0$, $e^{\pm \tilde{\varphi}}$ имеет максимальное значение на одном из пределов интегрирования и затем быстро падает. Если падение напряжения на данном участке в несколько раз больше $\frac{kT}{e}$, то $e^{\pm \tilde{\varphi}}$ меняется во много раз.

Легко видеть, что E меняется значительно медленнее. Так, согласно (56.6) и (56.8), E в областях I и III меняется медленней, чем $e^{\pm \frac{1}{2} \tilde{\varphi}}$. В области же II, согласно (56.7),

E меняется приблизительно во столько же раз, как и φ . На основании всего сказанного можно под знаком интеграла приравнять E его постоянному значению при том пределе интегрирования, при котором множитель $e^{\pm \tilde{\varphi}}$ имеет наибольшее значение, так как существенную часть интеграла дает участок интегрирования вблизи этого предела, а остальной путь интегрирования добавляет мало ввиду быстрого убывания $e^{\pm \tilde{\varphi}}$. Но в этом случае интеграл легко берется, и мы получаем, если $\varphi_k < \varphi_1$:

$$\int_0^x e^{\tilde{\varphi}} dx \cong \frac{kT}{eE(x)} (e^{\tilde{\varphi}_k} - e^{\tilde{\varphi}}); \quad (57.18)$$

$$\int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx' \cong \frac{kT}{eE(x)} (e^{-\tilde{\varphi}} - e^{-\tilde{\varphi}_1}); \quad (57.19)$$

$$\int_x^{x_2} e^{\tilde{\varphi}} dx' \cong \frac{kT}{eE(x)} (e^{\tilde{\varphi}} - e^{\tilde{\varphi}_2}); \quad (57.20)$$

при $\varphi_2 < 0$

$$\int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx' \cong \frac{kT}{eE_2} (e^{-\tilde{\varphi}} - e^{-\tilde{\varphi}_2}); \quad (57.21)$$

при $\varphi_2 > 0$

$$\int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx' \cong \frac{kT}{eE(x)} (e^{-\tilde{\varphi}} - e^{-\tilde{\varphi}_2}). \quad (57.22)$$

Аналогичным приемом ранее были оценены интегралы (42.11) и (46.10).

Здесь значения E_k , $E(x)$ и E_2 определяются по формулам (56.6) — (56.8). При $x \rightarrow \infty$ выражение (57.22) теряет смысл, так как при этом $E \rightarrow \infty$. В этом случае интеграл можно вычислить с помощью формулы (57.12).

Если E в области I или II меняет знак, то формулы (57.18) или (57.19) и (57.20) перестают быть справедливыми. В этом случае вычисляем соответствующие интегралы по методу перевалов. $e^{\pm \tilde{\varphi}}$ достигает максимального значения

при некотором $x = x'_m$ и $\varphi = \varphi'_m$. Вблизи этого значения

$$\varphi \approx \varphi'_m + \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right) (x - x'_m)^2; \quad (57.23)$$

x'_m определяем, полагая $E = 0$, откуда согласно (56.7) или (56.14):

в области I в случае полностью ионизованных доноров

$$x'_m = -\frac{\epsilon E_\kappa}{4\pi e N_4}; \quad (57.24)$$

в области II

$$x'_m = x_0 \pm \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + \frac{\epsilon E_2}{2\pi e a}}. \quad (57.25)$$

Далее, согласно (56.12) или (56.15):

в области I

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{4\pi e N_4}{\epsilon}; \quad (57.26)$$

в области II

$$\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right)_{x=x_m} = \frac{4\pi e a}{\epsilon} (x_m - x_0). \quad (57.27)$$

Подставляем (57.23) в интегралы, полагаем $x - x_m = \xi$ и расширяем пределы интегрирования до бесконечности, пользуясь быстрым убыванием подинтегральной функции, что дает:

$$\int_0^x e^{-\tilde{\varphi}} dx = e^{-\tilde{\varphi}'_m} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right) \xi^2} d\xi = e^{-\tilde{\varphi}'_m} \sqrt{\frac{kT\epsilon}{4e^2 N_4}}; \quad (57.28)$$

$$\int_{x_1}^x e^{-\tilde{\varphi}} dx' \cong e^{-\tilde{\varphi}'_m} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right) \xi^2} d\xi = e^{-\tilde{\varphi}'_m} \sqrt{\frac{kT\epsilon}{4e^2 a (x_m - x_0)}}; \quad (57.29)$$

$$\int_x^{x_2} e^{-\tilde{\varphi}} dx' \cong e^{-\tilde{\varphi}'_m} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right) \xi^2} d\xi = e^{-\tilde{\varphi}'_m} \sqrt{\frac{kT\epsilon}{4e^2 a (x_m - x_0)}}; \quad (57.30)$$

$(x_m < x_0);$

φ'_m определяем с помощью (56.12), полагая там $x = x'_m$.

Выражения (57.9), (57.29) и (57.30) обладают значительно меньшей точностью, чем (57.18) — (57.22).

Приравнивая выражения (57.2) и (57.4) на границе областей I и II при $x = x_1$, получаем выражение для потока дырок

$$i_2 = - \frac{\frac{u_2 k T}{e} [B_2 F(-\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\mu}_2) e^{\tilde{\varphi}_2} - n_2^\infty e^{-\tilde{V}}]}{L_I + L_{+II}}, \quad (57.31)$$

где

$$L_I = \int_0^{x_1} e^{\tilde{\varphi}} dx; \quad L_{+II} = \int_{x_1}^{x_2} e^{\tilde{\varphi}} dx \quad (57.32)$$

(индекс у L обозначает область интегрирования).

Из выражений (57.31), (57.32) и (57.18)—(57.22) следует, что $V < 0$ соответствует запирающему направлению, а $V > 0$ пропускному, что находится в согласии с предыдущими главами.

Исследование выражения (57.31) совместно с выражениями для входящих туда интегралов L_I и L_{+II} дает, что в пропускном направлении вначале j_2 растет несколько медленнее, чем $e^{\tilde{V}}$, затем, когда φ_k становится меньше φ_1 , — приблизительно, как $e^{-\tilde{\varphi}'_m}$, т. е. значительно медленнее. Наконец, когда везде $E < 0$, при очень большом отрицательном V ток j_2 будет пропорционален всего лишь E , т. е. $e^{-\frac{\tilde{\varphi}_2}{2}}$. В запирающем направлении в знаменателе (57.31) основную роль играет интеграл (57.8), значит ток растет, как $E_k^{3/4} e^{\frac{1}{kT} \sqrt{\frac{eE_k}{\epsilon}}}$. При большом запирающем напряжении E_k приблизительно пропорциональна $\sqrt{V}$, т. е. ток растет, как $V^{3/4} e^{-\beta \sqrt{V}}$. Учет сил изображения позволяет объяснить наблюдаемое на опыте уменьшение запирающего сопротивления с ростом запирающего напряжения.

§ 58. Расчет области рекомбинации

Для области рекомбинации в левой части диффузионного уравнения (16.24) можно пренебречь квадратичным членом $n_1 E$, а в выражении для δn — величиной n_1 по сравнению с n_2 и положить $n_2 = n_2^\infty$. В результате в плоском

случае получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 n_1}{dx^2} - x_r^2 n_1 = -x_r^2 n_1^\infty, \quad (58.1)$$

где

$$x_r = \sqrt{\frac{en_2^\infty}{u_1 k T} \left(k_{12} + \frac{N_3 k_{13} k_{32}}{k_{23} + k_{32} n_2^\infty} \right)}. \quad (58.2)$$

Эти выражения тождественны выражениям (40.3) и (40.4). Как и выше, k_{12} , k_{21} и т. д. — кинетические коэффициенты перехода электронов между соответствующими уровнями.

Решение уравнения (58.1), удовлетворяющее граничному условию $n_1 = n_1^\infty$ при $x = \infty$, имеет вид

$$n_1 = n_1^\infty + A e^{-x_r x}. \quad (58.3)$$

Постоянная A определяется из того условия, чтобы на границе с областью III при $x = x_3$ поток электронов был равен току j_1 , входящему в расчеты предыдущего параграфа, т. е.

$$-\frac{u_1 k T}{e} \left(\frac{dn_1}{dx} \right)_{x=x_3} = j_1. \quad (58.4)$$

Подставляя сюда (58.3), находим A и подставляем его обратно в (58.3):

$$n_1 = n_1^\infty + \frac{e j_1}{u_1 k T x_r} e^{x_r (x_3 - x)}; \quad (58.5)$$

φ_3 — значение φ на границе областей III и IV определяется так же, как и в § 30 и 40, а именно предполагаем, что граница между этими областями определяется условием

$$|\delta n| = \left| u_1 n_1 \frac{dE}{dx} \right|, \quad (58.6)$$

откуда, учитывая (56.4), (56.5), (58.5) и то, что $n_2(x_3) = n_2^\infty e^{-\tilde{\varphi}_3}$, получаем при $n_1 \ll n_2$, аналогично (40.23),

$$e^{\tilde{\varphi}_3} \cong 1 \pm \frac{x_r^2}{x_2^2} \cdot \frac{e j_1}{n_1^\infty u_1 k T x_r + e j_1} - \frac{e j_1}{2 u_1 k T x_r n_2^\infty}. \quad (58.7)$$

Как и в § 30 и 40, $e^{\tilde{\varphi}_3}$ близко к единице, $\tilde{\varphi}_3 \ll 1$.

Для вычисления потока электронов j_1 приравняем выражения (57.5) и (58.5) при $x = x_3$, т. е. на границе

областей *III* и *IV*. Там, где можно, полагаем $\varphi_3 \cong 0$. В итоге получаем

$$j_1 = \frac{\frac{u_1 k T}{e} [B_1 F(\tilde{\varphi}_1 + \tilde{V} - \tilde{\mu}_1) e^{-\tilde{\varphi}_1} - n_1^\infty]}{\frac{1}{x_r} + L_{-II} + L_{III}}, \quad (58.8)$$

где

$$L_{-II} = \int_{x_1}^{x_2} e^{-\tilde{\varphi}} dx; \quad L_{III} = \int_{x_2}^{x_3} e^{\tilde{\varphi}} dx. \quad (58.9)$$

Если действительно можно пренебречь рекомбинацией в областях *I*, *II*, *III*, что лежит в основе всего расчета, то, как легко показать, основным членом знаменателя выражения (58.8) является первый (кроме случая большого положительного *V*). Как и для дырок, $V > 0$ является пропускным направлением, $V < 0$ — запорным.

В пропускном направлении поток электронов возрастает с напряжением медленнее, чем экспоненциально, в запорном — он стремится к постоянному пределу.

Суммарная плотность тока

$$j = e(j_2 - j_1). \quad (58.10)$$

Полученные выражения для потоков весьма сходны с аналогичными выражениями главы *V*, только электроны и дырки меняются местами, а именно здесь ток дырок значительно больше тока электронов благодаря наличию в знаменателе выражения (58.8) большого члена $\frac{1}{x_r}$. Но существенная разница заключается в пределах пригодности всего расчета. А именно расчет главы *V* пригоден лишь при условии (30.26), тогда как настоящий расчет остается справедливым и при больших пропускных напряжениях.

Особо следует рассмотреть тот случай, когда концентрация электронов в тонком слое у контакта значительно больше концентрации дырок в толще дырочного полупроводника, т. е. когда основная толща полупроводника имеет малую проводимость, а тонкий слой — большую электронную проводимость, при этом

$$n_2 \ll n_1^\infty e^{-\tilde{V}_n}.$$

Сравнение выражений (57.28) и (58.8) показывает, что, несмотря на наличие в знаменателе (58.8) большого члена $\frac{1}{\kappa_r}$, ток электронов может быть больше тока дырок, и тогда он в основном определяет вольтамперную характеристику выпрямителя. Так как ток электронов практически не зависит от E_k и значит не возрастает столь сильно в заперном направлении, как ток дырок, то вольтамперная характеристика получается более благоприятная.

При достаточно большом напряжении, приложенном в пропускном направлении, электроны из приконтактного слоя втягиваются вглубь дырочного полупроводника и увеличивают проводимость толщи полупроводника, что приводит к снижению пропускного сопротивления и улучшению к. п. д. выпрямителя. Впрочем, при рабочих режимах современных выпрямителей этот эффект, повидимому, еще не имеет места. В настоящей теории он не учтен.

§ 59. Упрощенная теория твердого выпрямителя

Изложенная в предыдущих параграфах теория в основном правильно описывает действие твердых выпрямителей и, как будет видно из числового примера, дает неплохое количественное совпадение с данными опыта. Однако проведенный расчет и выведенные окончательные формулы несколько громоздки, так что полученные закономерности не наглядны, а построение теоретических кривых представляет вычислительные трудности.

Поэтому желательно по возможности упростить теорию, но так, чтобы она передавала основные черты выпрямления, за исключением, может быть, тонкостей вольтонной характеристики.

Произведенный расчет и исследование полученных формул показывают, что не все детали принятой модели существенно влияют на характеристику выпрямителя. В плоском выпрямителе, если толщина полупроводника обладает дырочной проводимостью, электронный ток значительно меньше дырочного. Наличие электронной области способствует лишь более благоприятному распределению электрического поля и уменьшению приконтактного поля E_k .

Значение переходной области заключается в том, что она препятствует рекомбинации электронов и дырок на границе электронной и дырочной областей, но в расчете выпрямления эта область фигурирует фактически только при вычислении приконтактного поля E_{κ} , так как основное сопротивление току дырок оказывает не переходная, а электронная область. Однако, очевидно, поле E_{κ} не изменится существенно, если предположить, что вместо линейного хода концентрации доноров и акцепторов в переходной области в одной половине ее имеются доноры с постоянной концентрацией N_4 , а в другой половине — акцепторы с постоянной концентрацией N_3 .

Большая доля разности потенциалов в дырочной области приходится на ту ее часть, где все акцепторы ионизованы и объемный заряд постоянен. Особенно это относится к селеновым выпрямителям, так как в селене уровни акцепторов находятся на малом расстоянии от заполненной зоны и являются ионизованными даже при небольшом потенциале. Поэтому при расчете поля и распределения потенциала можно приближенно учесть только слой с постоянным объемным зарядом. При малой толщине электронной области все донорные уровни в ней также ионизованы под действием контактных разностей потенциалов электронной области с металлическим электродом V_{κ} и дырочной областью V_{Π} , так что в электронной области объемный заряд также постоянен.

В итоге приходим к следующей модели выпрямителя. Около электрода имеется электронная область *I* постоянной толщины l_I с постоянным объемным зарядом $+eN_4$. С ней граничит дырочная область *II* с постоянным объемным зарядом $-eN_3$. Ее толщина l_{II} зависит от приложенного напряжения V и определяется из того условия, чтобы суммарная разность потенциалов была равна $V_{\kappa} + V_{\Pi} + V$, подобно тому, как определяется толщина запирающего слоя в упрощенной модели Шоттки (§ 21). Очевидно, область *I* является химическим запирающим слоем, а область *II* — физическим, так как ее химическая природа и концентрация атомов примеси таковы же, как и в толще полупроводника.

Окончательные формулы для упрощенной модели можно получить сразу как частный случай из формул для уже рассмотренной более сложной модели, но, ради удобства

читателя, чтобы можно было понять упрощенную теорию, не обращаясь к сравнительно сложным выкладкам предыдущих параграфов, мы произведем весь несложный вывод заново.

Ось x направим от металлического электрода вглубь полупроводника, при этом граница между областями I и II : $x = l_I$, а вторая граница области II : $x = l_I + l_{II}$. Граничные условия (55.2) и (55.3) остаются в силе, если потенциал попрежнему откладывать от глубины полупроводника, но граничное условие в бесконечности заменяется условием на границе запирающего слоя: при $x = l_I + l_{II}$

$$\varphi = 0 \quad \text{и} \quad E = 0. \quad (59.1)$$

Уравнения Пуассона для областей I и II соответственно имеют вид:

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e N_4}{\varepsilon}; \quad -\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e N_3}{\varepsilon}. \quad (59.2)$$

Решения для области II , удовлетворяющие граничным условиям (59.1), суть

$$E = \frac{4\pi e N_3}{\varepsilon} (l_I + l_{II} - x); \quad \varphi = \frac{2\pi e N_3}{\varepsilon} (l_I + l_{II} - x)^2. \quad (59.3)$$

Решения уравнения (59.2) для области I , удовлетворяющие условиям непрерывности E и φ на границе раздела областей I и II при $x = l_I$, имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{4\pi e}{\varepsilon} [N_3 l_{II} - (l_I - x) N_4]; \\ \varphi &= \frac{2\pi e}{\varepsilon} [N_3 l_2 (l_{II} + 2l_I - 2x) - (l_I - x)^2 N_4]. \end{aligned} \right\} \quad (59.4)$$

Полагая здесь $x = 0$, получим значение поля и потенциала на контакте

$$E_k = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (N_3 l_{II} - l_I N_4); \quad \varphi_k = \frac{2\pi e}{\varepsilon} [N_3 (l_{II}^2 + 2l_I l_{II}) - l_I^2 N_4]. \quad (59.5)$$

Подстановка последнего значения в граничное условие (55.2) после решения квадратного уравнения дает:

$$l_{II} = \sqrt{l_I^2 \left(1 + \frac{N_4}{N_3}\right) - \frac{\varepsilon}{2\pi e N_3} (V + V_k + V_n)} - l_I. \quad (59.6)$$

При большом пропускном напряжении формула (59.6) дает $I_{II} < 0$, что означает непригодность теории. Таким образом, упрощенная теория применима при меньших пропускных напряжениях, чем полная теория.

Все формулы при $I_1 = 0$ переходят в соответствующие формулы § 21.

В области II ток мал по сравнению с относительным обилием там дырок, поэтому можно считать, что имеет место равновесное распределение дырок. Для простоты считаем, что дырки распределены по Больцману, что неверно только в области достаточно больших пропускных напряжений, т. е.

$$n_2 = n_2^\infty e^{-\tilde{\varphi}}. \quad (59.7)$$

Наоборот, в области I концентрация дырок относительно мала, поэтому ток вызывает заметное отклонение от равновесного распределения.

Как и в предыдущих расчетах, в областях I и II ввиду их малой толщины можно пренебречь рекомбинацией электронов и дырок и обратными процессами, так что $j_2 = \text{const}$. Значит концентрацию дырок в области I следует определять, решая диффузионное уравнение (14.11) или (57.1) с граничным условием (55.5), т. е.

$$u_2 \left(n_2 E^* - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_2}{dx} \right) = j_2, \quad (59.8)$$

при $x = 0$

$$n_2 = n_2^\infty e^{\tilde{V}_\Pi + \tilde{V}_K - \tilde{\varphi}^{**}(0)}, \quad (59.9)$$

где $\varphi^{**}(0)$ — потенциал сил изображения при $x = 0$. В соответствии с (19.7) и учитывая (55.2), решение уравнения (59.8) с граничным условием (59.9) имеет вид

$$n_2 = n_2^\infty e^{-(\tilde{V} + \tilde{\varphi}^*)} - \frac{ej_2}{u_2 kT} e^{-\tilde{\varphi}^*} \int_0^x e^{\tilde{\varphi}^*} dx', \quad (59.10)$$

что в точности совпадает с (57.2). Эффективный потенциал с учетом сил изображения $\varphi^* = \varphi + \varphi^{**}$.

Приравнявая выражения (59.7) и (59.10) на границе областей I и II при $x = l_1$ и пренебрегая в этом месте

силами изображения, получим следующее выражение для потока дырок:

$$j_2 = \frac{n_2^\infty u_2 kT}{e} \cdot \frac{e^{\tilde{V}} - 1}{i_1 \int_0^{\tilde{\varphi}^*} e^{\tilde{\varphi}^*} dx}. \quad (59.11)$$

Эффективный потенциал φ^* достигает максимума при некотором значении $x = x_m$. Полагаем, что поле в узкой области от контакта до максимума потенциала постоянно и равно E_κ . Тогда в этой области

$$\varphi^* \cong \varphi_\kappa - E_\kappa x - \frac{e}{4\epsilon x} \quad (59.12)$$

и достигает максимального значения φ_m^* при

$$x_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{\epsilon E_\kappa}}; \quad \varphi_m^* = \varphi_\kappa - \sqrt{\frac{e E_\kappa}{\epsilon}}. \quad (59.13)$$

Интеграл, стоящий в выражении для тока, вычисляем по методу перевала, полагая, что вблизи максимума

$$\varphi^* \cong \varphi_m^* + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial x^2} (x - x_m)^2 = \varphi_m^* - \frac{e}{4\epsilon x_m^3} (x - x_m)^2, \quad (59.14)$$

тогда

$$\begin{aligned} \int_0^x e^{\tilde{\varphi}^*} dx' &\cong e^{\tilde{\varphi}_m^*} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{e^2 \xi^2}{8\epsilon x_m^3 kT}} d\xi = \\ &= e^{\tilde{\varphi}_m^*} \sqrt{\frac{4\pi kT \epsilon x_m^3}{e^2}} = \sqrt{\frac{\pi kT}{2E_\kappa^{3/2} \sqrt{e\epsilon}}} e^{-(\tilde{V}_\Pi + \tilde{V}_\kappa + \tilde{V}) - \frac{1}{kT} \sqrt{\frac{e^2 E_\kappa}{\epsilon}}}. \end{aligned} \quad (59.15)$$

Подставляя (59.15) в (59.11), получаем окончательно

$$j = ej_2 = n_2^\infty e^{\tilde{V}_\Pi + \tilde{V}_\kappa} u_2 \sqrt{\frac{2E_\kappa^{3/2} \sqrt{e\epsilon} kT}{\pi}} e^{\frac{1}{kT} \sqrt{\frac{e^2 E_\kappa}{\epsilon}}} (1 - e^{\tilde{V}}). \quad (59.16)$$

Как было отмечено в § 29 и 46, метод перевала годится только при $E_{\kappa} > \frac{\varepsilon (kT)^2}{e^3}$, т. е. при достаточно большом запорном напряжении. Если же $E_{\kappa} < \frac{\varepsilon (kT)^2}{e^3}$, то

$$\int_0^x e^{\tilde{\varphi}^*} dx' \cong \frac{2kT}{eE_{\kappa}} e^{\tilde{\varphi}^* m}, \quad (59.17)$$

и в этом случае плотность тока равна

$$j = ej_2 = \frac{1}{2} n_2^{\infty} e^{\tilde{V}_{II} + \tilde{V}_{\kappa} u_2 E_{\kappa}} e^{\frac{1}{kT}} \sqrt{\frac{e^3 E_{\kappa}}{\varepsilon}} (1 - e^{\tilde{V}}). \quad (59.18)$$

В упрощенной теории электронный ток не принимается во внимание, поэтому распределение электронов в слое не представляет практического интереса.

Если $E_{\kappa} < 0$, что согласно (59.5) и (59.6) имеет место при достаточно большом положительном V , то потенциал имеет максимум в области I . Силы изображения в этом случае не играют роли. Координату x_m максимума φ определяем, приравнявая нулю выражение (59.4) для E , откуда

$$x_m = l_I - \frac{N_3}{N_4} l_{II}, \quad (59.19)$$

причем

$$\varphi_m = \frac{2\pi e N_3}{\varepsilon} l_{II}^2 \left(1 + \frac{N_3}{N_4} \right). \quad (59.20)$$

Интеграл, стоящий в выражении для тока, вычисляем по методу перевала, учитывая, что, согласно (50.2), вблизи максимума

$$\varphi \cong \varphi_m - \frac{4\pi e N_4}{\varepsilon} (x - x_m)^2, \quad (59.21)$$

следовательно

$$\int_0^x e^{\tilde{\varphi}} dx' \cong e^{\tilde{\varphi}_m} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{4\pi e^2 N_4}{\varepsilon kT} \xi^2} d\xi = e^{\tilde{\varphi}_m} \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{4e^2 N_4}} \quad (59.22)$$

и плотность тока

$$j = n_2^{\infty} u_2 \sqrt{\frac{4N_4 kT}{\varepsilon}} e^{\frac{2\pi e^3 N_3}{\varepsilon kT}} l_{II}^2 \left(1 + \frac{N_3}{N_4} \right) (1 - e^{\tilde{V}}). \quad (59.23)$$

§ 60. Применимость теории к различным типам твердых выпрямителей и качественное сравнение с опытом

Изложенная в настоящей главе теория, строго говоря, применима к таким плоскостным твердым выпрямителям, у которых запирающий слой представляет собой тонкий слой с той же кристаллической решеткой, что и основная толща полупроводника, но с примесями противоположного типа. В этом случае ширина запрещенной зоны, диэлектрическая постоянная, подвижность электронов и дырок в запирающем слое приблизительно такие же, как и в толще полупроводника, что и было принято в проделанных расчетах.

Такое положение, повидимому, имеет место в медно-закисных и в некоторых типах плоскостных германиевых и кремниевых выпрямителей с вплавленными контактами. Следует заметить, что в чистом германии и кремнии длина диффузионного смещения носителей тока относительно велика: 10^{-4} и $1,5 \cdot 10^{-3}$ см соответственно. Поэтому условия малости одной из областей выполняются уже при толщине ее 10^{-4} см. Однако решить вопрос, применима ли к некоторому конкретному германиевому выпрямителю теория, изложенная в главе X, или теория настоящей главы, можно только после специальных экспериментальных исследований.

К точечным германиевым и кремниевым выпрямителям настоящую теорию следует применять с осторожностью, во-первых, в силу специфичности точечного контакта по сравнению с плоским, во-вторых, потому, что наличие около точечного контакта слоя с противоположным типом проводимости по сравнению с толщей полупроводника пока является гипотезой.

В селеновых и сульфидных выпрямителях химический запирающий слой состоит из совсем другого вещества по сравнению с основным слоем полупроводника, поэтому ширина запрещенной зоны, диэлектрическая постоянная и т. д. в запирающем слое иные, чем в толще полупроводника, и расчет следовало бы провести, как в главе VII, учитывая только конечную толщину одного из полупроводников. Как мы видели в главе VII, в этом случае расчет довольно громоздкий, а при конечной толщине одного из полу-

проводников он будет еще более громоздким. Такое усложнение расчета не является оправданным, потому что, как показывает анализ формул главы VII, различие диэлектрической постоянной и ширины зоны не оказывает существенного влияния на механизм действия выпрямителя. Поэтому изложенную теорию можно применять и к селеновым или сульфидным выпрямителям, хотя количественное совпадение с опытом здесь может получиться несколько хуже.

Упрощенная теория в меньшей степени применима к медно-закисным выпрямителям, так как в закиси меди расстояние от акцепторных уровней до заполненной зоны сравнительно велико, и существенную роль может играть слой Давыдова. Упрощенная теория применима к селеновым, германиевым и кремниевым выпрямителям в том случае, если толщина одной из областей, электронной или дырочной, имеет порядок дебаевского радиуса. Так как в германии и кремнии, насыщенных примесями, дебаевский радиус сравнительно мал, последнее условие выполняется для них редко, возможно, только в точечных германиевых и кремниевых детекторах.

Таким образом упрощенная теория относится в основном к селеновым низковольтным выпрямителям. В селеновых высоковольтных выпрямителях толщина электронной области больше и может оказаться, что не вся эта область полностью ионизована, как это предполагается в упрощенной теории. Для чисто качественного описания поведения выпрямителей упрощенная теория годится во всех случаях, ибо она улавливает основные черты всех типов твердых выпрямителей.

Теория химического запирающего слоя противоположной проводимости позволяет объяснить следующие экспериментальные данные о выпрямителях:

1. Наличие выпрямления и его знак.

По теории пропускной ток течет от дырочной области через p — n -переход в электронную область. Как мы видели в главе II, это наблюдается на опыте у всех твердых выпрямителей.

2. Ход вольтамперной характеристики как в прямом, так и в обратном направлении.

Из численного примера для меднозакисного выпрямителя (§ 61) мы увидим, что теория химического запирающего слоя при разумном выборе его параметров позволяет до-

биться значительно лучшего количественного согласия с опытом, чем теория контакта металла с полупроводником.

3. Порядок величины емкости выпрямителя.

В частности, толщина искусственного запирающего слоя (§ 12), определенная по емкости и другими способами, приблизительно совпадает.

4. Зависимость емкости от смещающего напряжения.

Как уже отмечалось выше, вопреки теории контакта металл — полупроводник, с ростом запорного напряжения емкость убывает не беспредельно, а стремится к некоторому конечному значению. С точки зрения теории химического запирающего слоя это можно объяснить тем, что внутри химического запирающего слоя имеется физический запирающий слой, обедненный носителями тока, который с ростом запорного напряжения расширяется до тех пор, пока не заливает весь химический запирающий слой, и тогда убывание емкости прекращается.

5. Необходимость термообработки в строго определенном температурном режиме, а иногда и электроформовки.

При этих процессах образуется химический запирающий слой и электронно-дырочный переход нужной толщины.

6. Действие выпрямителей с искусственным запирающим слоем.

7. Независимость выпрямляющего действия от контактного потенциала металлического электрода в случае селеновых и кремниевых выпрямителей.

Теория не объясняет количественно наблюдаемую на опыте температурную зависимость характеристик селеновых и меднозакисных выпрямителей, хотя сам факт убывания их сопротивления с ростом температуры предсказывается теорией.

Пока еще не разработана детальная теория процесса формовки, ползучести тока и старения выпрямителей. Но в рамках теории химического запирающего слоя имеются перспективы для объяснения всех этих процессов.

§ 61. Числовой пример для меднозакисного выпрямителя

Как мы отмечали, теория наиболее применима к меднозакисным твердым выпрямителям, которые мы и выбрали для количественного сравнения теории с опытом. Некоторые величины, существенно влияющие на характеристику

выпрямителя, как, например, толщина электронной области l_I и переходной области l_{II} , концентрация атомов примеси в электронной области N_4 и положение их энергетических уровней, точно не известны.

Поэтому было подсчитано большое количество вариантов с различными числовыми значениями указанных параметров, и выяснено их влияние на тот или иной вид характеристики выпрямителя. По данным Мёнха [4] контактная разность потенциалов между медью и обычной дырочной закисью меди, т. е. в наших обозначениях $V'_k = V_k + V_n$, меняется в пределах от $-0,23$ до $-0,32$ в. Так как при ширине запретной зоны $E_g = 1,5$ в и $\mu_2 \cong 0,3$ в $|V_n| > \frac{E_g}{2} - \mu_2 = 0,45$ в, то $V_k > 0$, и при небольшой ширине области I для E и φ в этой области можно пользоваться выражениями (56.14) и (56.15). Далее очевидно

$$x_0 - x_1 = \frac{N_4}{N_3 + N_4} l_{II}; \quad a = \frac{N_3 + N_4}{l_{II}}. \quad (61.1)$$

Подставляя (61.1) в (56.7) и (56.12), подставляя эти последние выражения при $x = x_1$ в (56.14) и (56.15) и полагая $x = 0$, получаем

$$E_k = E_2 + \frac{2\pi e}{\epsilon} [l_{II}(N_3 - N_4) - 2l_I N_4]; \quad (61.2)$$

$$\varphi_k = \varphi_2 + E_2(l_I + l_{II}) + \frac{2\pi e}{\epsilon} \left[\frac{l_{II}^2}{3}(2N_3 - N_4) + \right. \\ \left. + l_I l_{II}(N_3 - N_4) - N_4 l_I^2 \right]. \quad (61.3)$$

Из (61.2) следует, что E_k при достаточно большом $l_I N_4$ может сделаться отрицательным даже при $E_2 > 0$, т. е. в запирающем направлении. Значит при некотором x будет $E_I = 0$, а φ имеет максимум, как это отмечено в § 56. Это место является узким для прохождения дырок. С ростом V в запирающем направлении максимум φ сглаживается, и сопротивление падает. Числовые расчеты показали, что при этом R имеет острый пик при $V = 0$ и убывает с ростом V как в пропускном, так и в запирающем направлении, подобно сопротивлению контакта двух полупроводников различного типа (рис. 23). Однако у технических выпрямителей никогда

не наблюдается такой зависимости R от V , откуда следует, что в действительности $l_1 N_4$ невелико, а именно $2l_1 N_4 \leq l_{II}(N_3 - N_4)$.

Из всех экспериментальных кривых, снятых для купроксных выпрямителей, мы используем для сравнения с теорией кривые, приведенные в диссертации В. М. Тучкевича [6], так как там указано наибольшее число параметров исследуемых образцов. В других источниках приводятся кривые $R(V)$ аналогичного вида, но с иными абсолютными значениями R (см., например, [6] и [7]).

Во всех случаях в пропускном направлении сопротивление выпрямителя резко падало с напряжением, а в запиорном направлении сначала быстро возрастало с напряжением, достигало максимума и затем убывало или оставалось почти постоянным.

В соответствии с данными Тучкевича полагаем $n_2^\infty = 10^{14}$; тогда, согласно табл. 3, $u_2 = 10$ см³/в сек, $E_g = 1,5$ в, $\mu_2 = 0,31$, $\mu_3 = 0,13$ в.

Принимаем $\varepsilon = 10$. Так как у хорошо работающего выпрямителя V'_κ должно быть возможно больше по абсолютной величине, берем крайнее значение $V'_\kappa = V_\kappa + V_{II} = -0,32$ в.

Согласно (56.4), $N_3 = n_2^\infty (1 + e^{\tilde{u}_3}) = 1,8 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Выбираем $N_4 = 2 \cdot 10^{15}$, $l_1 = 2 \cdot 10^{-5}$, $l_{II} = 5 \cdot 10^{-6}$ см (как указано выше, ширина переходной области не должна быть велика, иначе выпрямление ухудшается). Согласно (61.1), $x_0 - x_1 = 5 \cdot 10^{-7}$ см, $a = 4 \cdot 10^{21}$ см⁻⁴.

В дальнейшем задаемся величиной φ_2 и вычисляем E_2 , E_κ , V , j и $R = \frac{V}{j}$.

При $|\varphi_2| < 0,13$ в можно для E_2 воспользоваться формулой (57.11), которая после подстановки в нее числовых значений дает

$$E_2 = 1,8 \cdot 10^3 \operatorname{sh} \frac{\tilde{\varphi}_2}{2} \text{ в/см.}$$

При $|\varphi_2| > 0,13$ в следует считать по формуле (56.8), откуда

$$E_2 = 5,4 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{2}{3} F_{1/2}(-12,4 - \tilde{\varphi}_2) - 3,5 \cdot 10^{-6} + 6 \cdot 10^{-4} \ln \left(1 + \frac{e^{\tilde{\varphi}_2}}{180} \right)}.$$

Это выражение может быть упрощено в двух случаях:
при $\varphi_2 \gg 0,13$ в

$$E_2 \cong 1,33 \cdot 10^4 \sqrt{\tilde{\varphi}_2 - 5,2} \text{ в/см};$$

при $\varphi_2 < -0,31$ в

$$E_2 \cong 5,4 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{2}{3} F_{3/2}(-12,4 - \tilde{\varphi}_2)} \text{ в/см}.$$

Как и в § 48, $F_{3/2}(x)$ берем по таблицам Мак-Дугала и Стонера ([4] к главе VII).

Для простоты расчета N_4 , l_I и l_{II} выбраны так, что (61.2) дает $E_K = E_2$. Это обстоятельство не имеет принципиального значения, и при других N_3 , l_I и l_{II} кривая $R(V)$ имеет такой же вид, если только $2l_I N_4 \leq l_{II}(N_3 - N_4)$. Согласно (61.3) и (55.2)

$$V = -\varphi_2 - 2,5 \cdot 10^{-5} E_2 + 0,21 \text{ в}.$$

При $E_2 < 0$ (это имеет место при достаточном пропускном напряжении) потенциал имеет немонотонный ход, как это показано на рис. 30, достигая минимума при некотором $x > x_0$ и максимума при $x < x_0$. Так как $x_0 - x_1$ очень мало, в нашем примере максимум $\varphi = \varphi'_m$ имеет место в области I , его положение определяем с помощью выражения (56.14), что дает

$$x_m = -\frac{\epsilon E_K}{4\pi e N_4} = -\frac{E_K}{4 \cdot 10^8},$$

и, согласно (56.15),

$$\varphi'_m - \varphi_K = -x_m E_2 - 2 \cdot 10^8 x_m^2 = \frac{E_K^2}{8 \cdot 10^8} \text{ в}.$$

Так как $x'_m < x_0 \cong 2 \cdot 10^{-5}$ см, то максимум φ существует только при $0 > E_2 > -8 \cdot 10^3$ в/см, а при большем отрицательным E_2 ход φ снова монотонен.

Сравнивая выражения (57.31) и (58.8), убеждаемся, что током электронов можно пренебречь по сравнению с током дырок, так как в нашем примере $n_1^\infty \ll n_2^\infty e^{-\tilde{V}'_K}$

$$(n_1^\infty = n_2^\infty e^{2\tilde{\mu}_1 - \tilde{E}_g} = n_2^\infty e^{-17,6}),$$

не говоря уж о том, что в знаменателе выражения (58.8) стоит относительно большой член $\frac{1}{x_r}$. Далее, поскольку, согласно (56.15), $\varphi_{\kappa} = \varphi_1 = 2 \cdot 10^5 E_{\kappa} + 0,08$ в, при $E_2 > 0$ можно пренебречь L_{+II} по сравнению с L_I в знаменателе j_2 . Ошибка, совершаемая при этом, во всяком случае не превосходит $e^{-3,2} = 5\%$, а фактически и гораздо меньше. Также при $V < 0$ в числителе (57.31) пренебрегаем первым членом, а при $V > 0$ — вторым и полагаем $B_2 F (-\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\mu}_2) e^{\tilde{\nu}_2} \cong n_2^{\infty}$, наконец, учитываем соотношение (55.2). В результате всех этих упрощений и подстановки числовых значений получаем из (57.31) и (57.8) и (57.9): при $V < 0$ и $E_{\kappa} > \frac{\varepsilon (kT)^2}{e^3}$

$$j_2 \cong 5 \cdot 10^{-9} E_{\kappa}^{3/4} e^{\frac{\sqrt{E_{\kappa}}}{200}} \text{ а/см}^2;$$

при $V < 0$ и $E_{\kappa} < \frac{\varepsilon (kT)^2}{e^3}$

$$j_2 \cong 4,7 \cdot 10^{-10} E_{\kappa} e^{\frac{\sqrt{E_{\kappa}}}{400}} \text{ а/см}^2;$$

при $V > 0$ и $E_2 = E_{\kappa} > 0$

$$j_2 \cong -4,7 \cdot 10^{-10} E_{\kappa} e^{-\tilde{\nu}} \text{ а/см}^2.$$

При $E_2 < 0$, когда φ имеет максимум, L_I вычисляется по методу перевала с помощью выражения (57.28). Подставляя затем числовые значения, а также (57.28) в (57.31), получаем при $0 > E_2 > 8 \cdot 10^3$ в/см

$$j_2 \cong 8,3 \cdot 10^{-7} e^{-\tilde{\nu} - \frac{E_2^2}{2 \cdot 10^7}}.$$

Результаты вычислений приведены в табл. 5. В последнем столбце таблицы даны экспериментальные значения сопротивления по данным Тучкевича, а именно в числителе стоят значения по кривым его рис. 37, в знаменателе — по рис. 6, а при $V > 0$ — в пропускном направлении согласно рис. 29. У Тучкевича дано сопротивление шайбы площадью 12 см^2 , мы пересчитаем его на 1 см^2 поверхности контакта. В пропускном направлении оказалось необходимым

Т а б л и ц а 5

φ_2 в	E_2 в/см	V в	j а/см ²	R ом см ²	$R_{\text{экс}}$ ом см ²
3	$1,43 \cdot 10^5$	— 6,36	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^4$	— / $2,4 \cdot 10^4$
2	$1,15 \cdot 10^5$	— 4,66	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^4$	— / $3,2 \cdot 10^4$
1	$8 \cdot 10^4$	— 2,79	$9,5 \cdot 10^{-5}$	$2,85 \cdot 10^4$	$10^5/5,2 \cdot 10^4$
0,5	$5,1 \cdot 10^4$	— 1,56	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5/6,2 \cdot 10^4$
0,3	$3,5 \cdot 10^4$	— 0,96	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^4$	$1,18 \cdot 10^5/6,5 \cdot 10^4$
0,25	$2,9 \cdot 10^4$	— 0,76	$2,05 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^4$	$1,08 \cdot 10^5/6,6 \cdot 10^4$
0,2	$2,2 \cdot 10^4$	— 0,54	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^4$	$1,03 \cdot 10^5/6,5 \cdot 10^4$
0,15	$1,43 \cdot 10^4$	— 0,3	$9 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^4/5,3 \cdot 10^4$
0,1	$6,7 \cdot 10^3$	— 0,06	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4/1,5 \cdot 10^4$
0,05	$2,1 \cdot 10^3$	+ 0,11	$- 8 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3/2,4 \cdot 10^3$
0,02	740	+ 0,17	$- 2,1 \cdot 10^{-4}$	800	800
0	0	+ 0,65	$- 7,3 \cdot 10^{-3}$	90	180
— 0,01	— 360	+ 1,19	— 0,016	77	100
— 0,02	— 740	+ 2,17	— 0,032	67	80
— 0,03	— 1100	+ 4,47	— 0,07	64	65
— 0,05	— 2100	+ 20,3	— 0,33	61	60

учесть падение напряжения во всей толще полупроводника. Толщина слоя закиси меди 0,01 см, сопротивление — 60 ом см²; это предел, к которому стремится экспериментальное значение R при $V_{\text{пр}} \rightarrow \infty$. Таким образом в третьем столбце табл. 5 указано V , вычисленное по приведенной выше формуле, минус 60 j .

На рис. 31 нанесены кривые $R(V)$; R отложено в логарифмическом масштабе. Кривая I заимствована из [8], где сопротивление вычислено без учета сил изображения, кривая II построена по данным табл. 5.

Из таблицы и графика видно, что имеет место не только качественное, но и количественное совпадение теоретической характеристики с полученной на опыте, причем в отличие от § 48, где теоретическая и опытная кривые совпадали с точностью до постоянного множителя, здесь совпадают абсолютные величины R . Силы изображения позволяют объяснить максимум запорного сопротивления и дальнейшее его понижение, хотя этот максимум значительно более пологий,

чем наблюдается на опыте. Интересно отметить, что при малом запиорном напряжении порядка 1—2 в лучшее совпадение теории с опытом получается без учета сил изображения, тогда как при большем напряжении 5—6 в силы изображения улучшают совпадение с опытом. Как отмечено в [9], эффект сильного поля в полупроводнике также обычно наблюдается при полях, больших, чем это предсказывает термоэлектронная теория Я. И. Френкеля [10], механизм

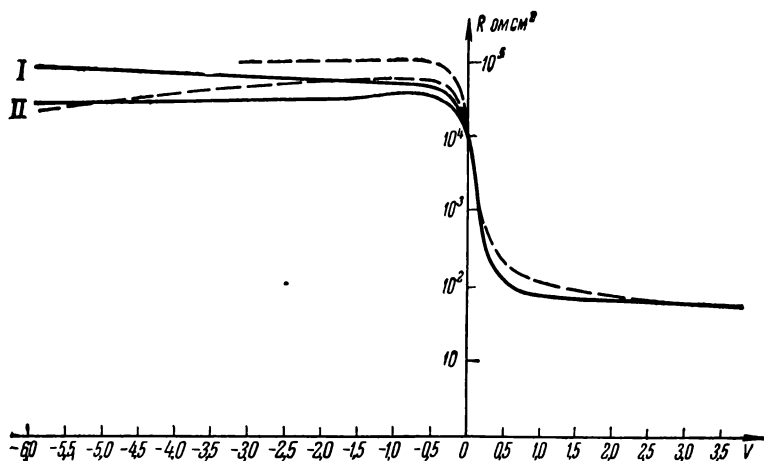


Рис. 31. Сравнение теории выпрямителя с опытом. Сплошные кривые — теоретические, пунктирные — экспериментальные.

которой совершенно аналогичен силам изображения. Возможно, что при не очень больших полях влияние сил изображения компенсируется уменьшением подвижности носителей тока, как это следует из теории Л. Д. Ландау и А. Компанейца [11] и Б. И. Давыдова [12].

При еще большем напряжении запиорное сопротивление падает быстрее, чем это может быть обусловлено силами изображения. Повидимому, здесь вступает в действие ударная ионизация [9, 14].

Заметим, что здесь нельзя воспользоваться готовыми расчетами ударной ионизации [16], так как эти расчеты произведены для однородного полупроводника, где большому полю соответствует и значительный ток. В неоднородном же

запирающем слое в запиорном направлении при сильном поле течет сравнительно небольшой ток, поэтому весь расчет ударной ионизации следует проделать заново в более сложных условиях. Это — задача дальнейшего развития теории.

Существенное возрастание обратного тока может происходить за счет разогревания запирающего слоя. В конце концов оно приводит к тепловому пробоеу выпрямителя.

Заметим, что ударная ионизация и разогрев, в отличие от сил изображения, действуют и в том случае, когда ток не зависит от приконтактного поля E_k , а именно в случае электронно-дырочного перехода, и если ток обусловлен в основном электронами при дырочной проводимости толщи полупроводника.

Теория дает хорошее совпадение с опытом не только в запиорном, но и в пропускном направлении, что не получалось в теориях физического запирающего слоя.

ГЛАВА XII

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ КОНТАКТА МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ

§ 62. Физические причины частотной зависимости

Во всех предыдущих главах рассматривался стационарный режим. Предполагалось, что течет постоянный ток, обусловленный либо прохождением носителей тока сквозь весь запирающий слой, либо рекомбинацией их в слое, так что полный ток был один и тот же вдоль линии тока. Считалось, что установилось динамическое равновесие между электронами, находящимися на разных энергетических уровнях. Все это имеет место, если к выпрямителю или контакту приложено постоянное внешнее напряжение, что соответствует лабораторным опытам, но не практической работе выпрямителя.

При переменном внешнем напряжении процесс прохождения тока сквозь запирающий слой протекает иначе и, как мы увидим, существенно зависит от частоты приложенного напряжения.

Помимо тока проводимости, связанного с прохождением носителей тока сквозь слой, появляется емкостной ток, обусловленный смещением зарядов с обеих сторон слоя. При этом сам запирающий слой играет роль изолирующей прокладки конденсатора, а сравнительно хорошо проводящий слой полупроводника и металлический электрод — роль обкладок. По аналогии с обычным конденсатором вводится понятие емкости запирающего слоя, зависящей от его толщины. Следует заметить, что это понятие имеет смысл лишь в том случае, если амплитуда приложенного переменного напряжения мала по сравнению с $\frac{kT}{e}$, так что толщина слоя,

а значит и емкость его меняются незначительно. Если же приложено переменное напряжение с большой амплитудой, то толщина запирающего слоя, зависящая от величины и особенно от направления внешнего напряжения, будет существенно меняться в течение каждого периода переменного тока, так что понятие емкости, как постоянного параметра слоя, теряет свой смысл.

При постоянной емкости ток смещения пропорционален частоте. Следовательно, в области очень малых частот он мал по сравнению с током проводимости, но с ростом частоты оба тока делаются сравнимы. Емкостной ток не дает никакого выпрямления, поэтому с ростом частоты выпрямляющие свойства контакта ухудшаются.

Простейший метод расчета тока при малой амплитуде переменной составляющей приложенного напряжения, который и был применен Шокли в его теории электронно-дырочного перехода, заключается в следующем. В готовое выражение для тока проводимости, полученное из статической теории, подставляется внешнее напряжение, содержащее переменное слагаемое. Это позволяет вычислить постоянную и переменную составляющие тока проводимости. К нему добавляется ток смещения, соответствующий постоянной емкости слоя.

Описанный метод расчета применим, однако, только в области малых частот. При большой частоте распределение зарядов в слое не успевает следовать за приложенным напряжением и вместо выражений типа (14.5) и (14.10), использованных в статической теории, надо пользоваться нестационарными уравнениями (16.14) — (16.17). Из них уравнения (16.14) и (16.15) описывают процесс установления распределения электронов и дырок в слое, а (16.16) и (16.17) — распределения неподвижных зарядов на примесных уровнях.

Распределение подвижных зарядов в слое устанавливается в результате движения их в электрическом поле и диффузии. Ввиду большой скорости легких частиц и малой толщины слоя, в пределах которого они должны перераспределяться, процесс этот протекает очень быстро и успевает следовать за приложенным напряжением вплоть до очень больших частот. Концентрация неподвижных зарядов стремится быть в равновесии с концентрацией носителей тока и устанавли-

вается в результате переходов электронов или дырок из зоны на местные уровни и обратно. Процессы эти гораздо более медленные, чем движение носителей тока в пределах слоя объемного заряда. Это видно хотя бы из того уже неоднократно отмечавшегося обстоятельства, что длина диффузионного смещения носителей тока за время их жизни много больше толщины слоя объемного заряда. Таким образом, концентрация неподвижных зарядов не успевает следовать за приложенным напряжением и распределением подвижных носителей тока уже при небольших частотах.

С помощью уравнений (16.14)—(16.17) отставание неподвижных зарядов от подвижных можно обосновать следующим образом. Левые части уравнений $\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t}$ и $\frac{\partial n_{3,4}}{\partial t}$ имеют один и тот же порядок величины. Но в правой части уравнений (16.14) и (16.15), выражающих закон изменения числа подвижных электронов и дырок, стоят члены $u_{1,2} \operatorname{div} \mathbf{j}_{1,2}$, тогда как в правых частях уравнений (16.16) и (16.17) стоят только члены, учитывающие переходы электронов с уровня на уровень. Но в § 18 на основании числовых оценок было показано, что в практических случаях эти последние члены на несколько порядков величины меньше отдельных слагаемых выражения $u_{1,2} \operatorname{div} \mathbf{j}_{1,2}$ и в нескольких теориях в уравнениях (16.14) и (16.15) переходными членами пренебрегалось по сравнению с $u_{1,2} \operatorname{div} \mathbf{j}_{1,2}$. Поэтому в довольно широкой области частот в уравнениях (16.14) и (16.15) можно пренебречь членами $\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t}$, т. е. рассчитывать n_1 и n_2 по статической теории, хотя и при переменном V , и в то же время членами $\frac{\partial n_{3,4}}{\partial t}$ в уравнениях (16.16) и (16.17) нельзя пренебречь по сравнению со сравнительно малыми членами правой части этих уравнений. Значит, при заданном напряжении распределение неподвижных зарядов будет иное, чем это следует из статической теории, и будет зависеть от частоты.

Так как распределение поля в запирающем слое в основном определяется неподвижными зарядами, то ток проводимости также будет зависеть от частоты. Должна зависеть от частоты и емкость запирающего слоя, причем, как показывает анализ, емкость убывает с ростом частоты, что

несколько ослабляет ухудшение выпрямляющих свойств с ростом частоты за счет емкостного тока,

Итак, основной причиной частотной зависимости тока проводимости и емкости является запаздывание установления равновесия между подвижными и неподвижными зарядами.

Это и принято во внимание в работе Шоттки [1], посвященной выяснению частотной зависимости емкости контакта металл — полупроводник. Наоборот, в работе И. М. Шмушкевича [2] учтена релаксация распределения подвижных зарядов в приконтактном слое. Так как при этом считается, что равновесие между подвижными и неподвижными зарядами в каждой точке слоя устанавливается мгновенно, теория эта не соответствует действительности, а полученные закономерности могут иметь лишь качественное значение. Поэтому мы приводим не весь довольно громоздкий расчет Шмушкевича, а лишь основные его формулы.

Существует еще один процесс, который может влиять на частотную характеристику слоя, — это передвижение атомов и ионов примеси, что учтено в работе Яффе [3]. Однако подвижность ионов и примеси настолько мала, что вряд ли их движение может полностью объяснить частотные зависимости контакта, скорее оно играет роль в гораздо более медленных процессах формовки и старения твердых выпрямителей.

Следует заметить, что во всех теориях, излагаемых в настоящей главе, принимают, что переменная составляющая приложенного напряжения мала, или что ток меняется по синусоидальному закону. Это соответствует лабораторным измерениям емкости запирающего слоя, но не практической работе твердого выпрямителя, когда приложенное переменное напряжение имеет амплитуду в несколько вольт и ток, конечно, несинусоидален. Расчет для твердого выпрямителя на переменном напряжении с большой амплитудой будет приведен в следующей главе.

§ 63. Релаксация распределения носителей тока

Релаксация распределения носителей тока рассчитана в работе И. М. Шмушкевича [2], который исходит из статической теории Давыдова (см. § 22), т. е. не учитывает истощения примесных центров. При этом предполагается,

что распределение неподвижных зарядов мгновенно следует за распределением подвижных электронов, и объемный заряд определяется, как и в статической теории Давыдова, выражением (14.8), а именно, так как все рассматривается для электронного полупроводника с дырочными центрами, то

$$\rho = Pe \left(\frac{n^{\infty 2}}{n} - n \right), \quad (63.1)$$

где n — концентрация подвижных электронов, n^{∞} — ее значение вдали от контакта, P — числовой коэффициент, зависящий от распределения примесных уровней по шкале энергий.

Но диффузионное уравнение пишется для нестационарного режима

$$j = eunE + ukT \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (63.2)$$

где j — сумма тока проводимости и смещения; остальные обозначения прежние.

Если ввести безразмерные величины

$$p = \frac{n}{n^{\infty}}; \quad \xi = \frac{eE}{kT\kappa}; \quad \gamma = \frac{j}{uNkT\kappa}; \quad x^2 = \frac{8\pi PNe^2}{\epsilon kT}, \quad (63.3)$$

то уравнение (63.2) и уравнение Пуассона приобретают вид:

$$\gamma = p\xi + \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\epsilon}{4\pi eun^{\infty}} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t}; \quad (63.4)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\kappa}{2} f(p); \quad f(p) = \frac{1}{p} - p. \quad (63.5)$$

Делается предположение, что полный ток j меняется по гармоническому закону $j = j_0 \cos \omega t$. Следует заметить, что это предположение справедливо лишь при условии, что последовательно с контактом включено омическое сопротивление, много большее сопротивления самого контакта. Поэтому весь расчет неприменим к тому наиболее интересному случаю, когда сопротивление контакта играет решающую роль. Еще менее данный расчет применим к работе выпрямителя на переменном токе, так как сама сущность выпрямления заключается в том, что ток получается асимметричный, т. е. несинусоидальный.

Далее предполагается, что

$$\gamma_0 = \frac{j_0}{un^\infty kT} \ll 1, \quad (63.6)$$

и решения системы уравнений (52.4)–(52.5) ищутся в виде рядов по степеням малой величины γ_0 :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0(x) + \gamma_0 \mathcal{E}_1(x, t) + \dots; \quad p = p_0(x) + \gamma_0 p_1(x, t) + \dots \quad (63.7)$$

Граничные условия — обычные:

$$p = e^{-\tilde{V}_K} \quad \text{при } x = 0; \quad p = 1 \quad \text{при } x = \infty. \quad (63.8)$$

После подстановки (63.7) в (63.4) и (63.5) и некоторых преобразований для функций нулевого приближения получаются следующие соотношения:

$$\mathcal{E}_0 = -f_1(p_0); \quad \frac{dp_0}{dx} = \chi p_0 f_1(p_0), \quad (63.9)$$

а для функций первого приближения, если перейти от независимой переменной x к p_0 , получим:

$$p_0 + i\beta + f_1(p_0) p_0^2 \frac{d}{dp_0} \cdot \frac{p_1}{p_0} = 1; \quad \frac{d\mathcal{E}_1}{dp_0} = f'(p_0) \frac{p_1}{2p_0 f_1(p_0)} \quad (63.10)$$

с граничными условиями

$$p_1 = 0 \quad \text{при } p_0 = 1 \quad \text{и} \quad p_0 = e^{-\tilde{V}_K}. \quad (63.11)$$

Здесь введены обозначения

$$f_1(\eta) = \sqrt{\int_{\eta}^1 f(\eta) \frac{d\eta}{\eta}} = \frac{1}{\sqrt{\eta}} - \sqrt{\eta}; \quad \beta = \frac{e\omega}{4\pi eun^\infty}. \quad (63.12)$$

Затем вычисляется в первом приближении добавочное падение напряжения V на контакте и комплексное сопротивление контакта

$$Z = \frac{V}{j_0} = \frac{1}{eun^\infty \chi} \int_{p_0(0)}^1 \frac{\mathcal{E}_1 - \frac{1}{1+i\beta}}{p_0 f_1(p_0)} dp_0. \quad (63.13)$$

В случае низких частот, когда

$$\omega \ll \frac{4\pi}{\varepsilon} eun^\infty e^{-\tilde{V}_K}, \quad (63.14)$$

при всех возможных значениях p_0 будет $\beta \ll p_0$, т. е. емкостная проводимость меньше омической во всех точках полупроводника, и уравнения (63.10) можно решать, разлагая $\mathcal{E}_1$ и p_1 в ряд по степеням β . Интеграл в (63.13) преобразуется с помощью первого из уравнений (63.10), деленного на $(p_0 + i\beta)p_0 f_1(p_0)$ и проинтегрированного по всей области изменения p_0 , и затем разлагается по степеням β . В результате получается:

$$Z = \frac{1}{eun^\infty} \left\{ \int_{p_0(0)}^1 \frac{(1-p_0) dp_0}{p_0^2 f_1(p_0)} - i\beta \int_{p_0(0)}^1 \frac{(1-p_0^2) dp_0}{p_0^3 f_1(p_0)} + i\beta \int_{p_0(0)}^1 \frac{1}{p_0} \cdot \frac{d}{dp_0} \left(\frac{p_1}{p_0} \right) dp_0 \right\}. \quad (63.15)$$

Первый из этих интегралов дает чисто омическое сопротивление

$$R_\kappa = \frac{2}{eun^\infty} (e^{\tilde{V}_\kappa} - 1) \cong \frac{2}{eun^\infty} e^{\tilde{V}_\kappa}. \quad (63.16)$$

Второй интеграл в (63.15) вычисляется также без труда, а для вычисления третьего интеграла используется решение уравнений (63.10) при $\beta = 0$. В итоге получаем

$$Z = R_\kappa \left(1 - \frac{5}{27} \cdot \frac{i\epsilon\omega}{4\pi eun^\infty} e^{\tilde{V}_\kappa} \right). \quad (63.17)$$

В области более высоких частот, удовлетворяющих неравенствам

$$1 \gg \beta \gg e^{-\tilde{V}_\kappa}, \quad (63.18)$$

можно выбрать такое p_0^* , чтобы оно удовлетворяло неравенствам

$$1 \gg p_0^* \gg \beta, \quad (63.19)$$

и разбить интервал изменения p_0 на две области: от $e^{-\tilde{V}_\kappa}$ до p_0^* и от p_0^* до единицы. В первой области используется то обстоятельство, что $p_0 \ll 1$, и в интеграле (63.13) пренебрегается величиной $\frac{1}{1+i\beta}$ по сравнению с $\mathcal{E}_1$, а во второй области пренебрегается β . Уравнения (63.10) интегрируются для каждой области в отдельности, и решения их

сшиваются. После довольно громоздких выкладок и ряда приближений, основанных на приведенных выше неравенствах, получается

$$Z = \frac{\pi^2 (1 - l)}{4eun^\infty} \sqrt{\frac{4\pi eun^\infty}{\epsilon\omega}}. \quad (63.20)$$

На основании полученных результатов для двух крайних случаев можно сделать следующие выводы. При малых частотах вещественная часть Z_R комплексного сопротивления мало отличается от сопротивления R_κ на постоянном токе. Убывание Z_R с ростом частоты становится заметным при частоте порядка

$$\omega_1 = \frac{4\pi}{\epsilon} eun^\infty e^{-\tilde{V}_\kappa}; \quad (63.21)$$

при еще больших частотах убывание происходит по закону $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$.

Мнимая часть комплексного сопротивления Z_i при низких частотах растет пропорционально частоте. Затем рост ее замедляется, и при частоте порядка ω_1 величина Z_i достигает максимума. При $\omega \gg \omega_1$ сопротивление Z_i становится равным Z_R и также убывает по закону $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$. Сдвиг фаз между током и напряжением плавно изменяется от нуля до 45° .

Как уже отмечалось, справедливость всего проделанного анализа сомнительна ввиду того, что не учтено влияние частоты на установление равновесия между концентрациями подвижных и неподвижных зарядов.

§ 64. Зависимость емкости от частоты вследствие запаздывания установления концентрации неподвижных зарядов

В противоположность Шмушкевичу Шоттки [1] считает, что перераспределение легких частиц (электронов или дырок) в запирающем слое не может объяснить частотной характеристики контакта металл — полупроводник. Шоттки принимает, что последняя определяется процессами рекомбинации и диссоциации электрона и дырки с неподвижными зарядами,

и вычисляет, исходя из этого, частотную зависимость емкости запирающего слоя.

Рассмотрение только полностью ионизованного или истощенного слоя, принятого в упрощенной теории Шоттки (§ 23), недостаточно для объяснения частотной зависимости, поэтому необходимо учесть также граничащий с ним резервный слой (слой Давыдова).

Рассмотрен случай дырочного полупроводника. В «истощенном» слое концентрация ионизованных акцепторов n_3 постоянна и равна N_3 — концентрации примесных уровней. У границы этого слоя при $x = x_1$ она резко падает. В толще полупроводника концентрация подвижных дырок n_2 равна n_2^∞ . У границы резервного слоя при $x = x_2 > x_1$ она резко падает; в истощенном и в резервном слоях $n_2 \ll n_2^\infty$. Здесь существенно подчеркнуть, что скачки величин n_3 и n_2 имеют место на различных расстояниях от контакта.

Если к выпрямителю приложено внешнее переменное напряжение, происходят следующие явления. При малой частоте, когда успевает устанавливаться равновесие между концентрациями n_2 и n_3 , смещается влево и вправо граница «истощенного» слоя x_1 , что сопровождается притоком и утечкой зарядов от этой границы и к ней. Таким образом выпрямитель работает как конденсатор с расстоянием между обкладками x_1 . При большой частоте рекомбинация и диссоциация не успевают происходить. Концентрация ионов n_3 остается постоянной, происходит изменение только концентрации дырок, главным образом вблизи границы резервного слоя x_2 . Следовательно выпрямитель работает как конденсатор с расстоянием между обкладками x_2 , емкость уменьшается.

Соотношение между емкостями определяется отношением толщины суммарного слоя x_2 к толщине «истощенного» слоя x_1 , которое вычисляется по статической теории (§ 23, см. также [4]) и равно

$$\frac{x_2}{x_1} = 1 + 0,57 \sqrt{\frac{kT}{eV_1}} \sqrt[4]{\frac{N_3}{K_3}} \lg \left(\frac{21N_3}{K_3} \right), \quad (64.1)$$

где V_1 — падение напряжения в «истощенном» слое, K_3 — константа равновесия между дырками и акцепторами в уравнении типа (23.3):

$$K_3 \cong n_2^\infty e^{-\bar{\mu}_2}; \quad (64.2)$$

μ_3 — энергетический зазор между уровнями Ферми и акцепторными уровнями.

Чтобы ответить на вопрос, при каких частотах происходит изменение емкости слоя, решается уравнение (16.16) для концентрации ионизованных акцепторов n_3 .

Так как здесь учитываются только носители одного рода, в этом уравнении следует отбросить члены, содержащие n_1 и k_{31} . Предполагается, что внешнее переменное напряжение мало и изменяется по закону $e^{i\omega t}$, что соответствует лабораторным измерениям емкости запирающего слоя, но не практической работе выпрямителя. При сделанном предположении n_2 и n_3 изменяются по закону $n_2 = n_2^0 + n_2^1 e^{i\omega t}$ и $n_3 = n_3^0 + n_3^1 e^{i\omega t}$, так что уравнение (16.16) принимает вид

$$i\omega n_3^1 e^{i\omega t} = k_{23} (N_3 - n_3^0 - n_3^1 e^{i\omega t}) - k_{32} (n_3^0 + n_3^1 e^{i\omega t}) (n_2^0 + n_2^1 e^{i\omega t}). \quad (64.3)$$

Учитывая, что

$$k_{23} (N_3 - n_3^0) - k_{32} n_3^0 n_2^0 = 0; \quad \frac{k_{23}}{k_{32}} = K_3, \quad (64.4)$$

и пренебрегая произведением малых величин $n_2^1 n_3^1$, получаем из (64.3) следующее соотношение амплитуд колебаний величин n_3 и n_2 :

$$\frac{n_3^1}{n_2^1} = - \frac{n_3^0}{K_3 + n_2^0 + \frac{i\omega}{k_{32}}}; \quad (64.5)$$

k_{32} — коэффициент рекомбинации дырки и иона.

Из выражения (64.5) видно, что при $\omega \ll k_{32} K_3$ нет никакой разницы по сравнению со статической теорией. Наоборот, при $\omega \gg k_{32} n_3$ мы имеем $\frac{n_3}{n_2} \ll 1$, т. е. колебанием концентрации ионов можно пренебречь. Так как основную роль играет изменение n_2 вблизи $x = x_2$, где $n_3 \cong n_2 \cong n_2^\infty$, то последнее неравенство для ω можно переписать в виде $\omega \gg k_{32} n_2^\infty$. В области частот $k_{32} K_3 < \omega < k_{32} n_2^\infty$ совершается переход от емкости конденсатора с толщиной слоя x_1 к емкости конденсатора с толщиной x_2 , а вне этих пределов частоты емкость должна оставаться постоянной.

Свои теоретические расчеты Шоттки сопоставляет с экспериментальными данными для меднозакисных выпрямителей и

определяет отсюда значение коэффициента рекомбинации k_{32} . При $\mu_3 = 0,33$ и $N_3 = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ получается $k_{32} = 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$, что, как указывает автор, согласуется со значениями, полученными из других опытов, в частности из определения времени жизни фотодырок.

Теория Шоттки содержит интересные соображения о частотной зависимости емкости запирающего слоя, измеренной на переменном напряжении малой амплитуды, но она, строго говоря, не имеет отношения к режиму практической работы твердого выпрямителя. Вопрос о частотной зависимости выпрямляющего действия не ставится и не вычисляется, как в работе Шмушкевича, частотная зависимость сопротивления запирающего слоя.

§ 65. Учет движения ионов

Во всех изложенных теориях ионы и атомы примеси в запирающем слое считались неподвижными. Только в конце § 21 высказывались качественные соображения о движении ионов. Как уже отмечалось, электроны и дырки успевают следовать за переменным приложенным напряжением вплоть до частот порядка 10^8 гц , между тем наблюдается частотная зависимость выпрямителя при значительно меньших частотах.

Для объяснения этой частотной зависимости твердых выпрямителей Яффе [8] учитывает движение как ионов, так и нейтральных атомов примеси при работе выпрямителя на переменном токе. Он принимает, что в полупроводнике имеется один вид носителей тока, например дырки, и один сорт атомов примеси — акцепторы. Учитываются переходы электронов с примесных уровней в зону и обратно. Система исходных диффузионно-рекомбинационных уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = k_{23}n_A - k_{32}n_3n_2 + \frac{kT}{e}u_2 \frac{\partial^2 n_2}{\partial x^2} - u_2 \frac{\partial}{\partial x}(n_2E); \quad (65.1)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = k_{23}n_A - k_{32}n_3n_2 + \frac{kT}{e}u_3 \frac{\partial^2 n_3}{\partial x^2} + u_3 \frac{\partial}{\partial x}(n_3E); \quad (65.2)$$

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = -k_{23}n_A + k_{32}n_3n_2 + u_A \frac{\partial^2 n_A}{\partial x^2}; \quad (65.3)$$

n_2 — концентрация дырок, n_3 — концентрация отрицательных ионов примеси, n_A — концентрация нейтральных атомов примеси, u_2 , u_3 и u_A — соответственно их подвижности, k_{23} и k_{32} — кинетические коэффициенты для переходов электронов. Сюда еще добавляется уравнение Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_2 - n_3). \quad (65.4)$$

Граничные условия для дырок выписываются применительно к запирающему слою конечной толщины:

$$n_2 = n_{2k} \text{ при } x = 0 \text{ и } n_2 = n_2^\infty \text{ при } x = l. \quad (65.5)$$

Для ионов принимается условие, что они не могут пересекать границу с металлом, а также вторую границу запирающего слоя, т. е. при $x = 0$ и при $x = l$

$$u_3 n_3 E + \frac{u_3 k T}{e} \cdot \frac{\partial n_3}{\partial x} = 0. \quad (65.6)$$

Эти условия являются искусственными. Они противоположны предположению, сделанному в [5], а также противоречат результатам исследования, проведенного в [6].

Аналогичная система уравнений и граничных условий может быть выписана и для электронного полупроводника. В общем виде эта система не решается. Ограничимся случаем полной ионизации атомов примеси, когда $n_A = 0$, $k_{32} = 0$ и уравнения (65.1) — (65.2) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} &= \frac{kT}{e} u_2 \frac{\partial^2 n_2}{\partial x^2} - u_2 \frac{\partial}{\partial x} (n_2 E); \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} &= \frac{kT}{e} u_3 \frac{\partial^2 n_3}{\partial x^2} + u_3 \frac{\partial}{\partial x} (E n_3). \end{aligned} \right\} \quad (65.7)$$

Сделаем предположение, что как приложенное напряжение, так и все неизвестные величины имеют вид:

$$V = V^0 + V^1 e^{i\omega t}; \quad n = n^0 + n^1 e^{i\omega t}. \quad (65.8)$$

Это предположение законно только при условии $V^1 \ll \frac{kT}{e}$, что не соответствует практическому режиму работы выпрямителей.

Если подставить (65.8) в (65.7) и решить эти уравнения относительно n_2 и n_3 , считая, что величины

$$F_1 = E^0 n_2^1 + E^1 n_2^0 \text{ и } F_1' = E^0 n_3^1 + E^1 n_3^0 \quad (65.9)$$

известны, то получается:

$$n_2^1 = A_1 e^{\mu_1 x} + B_1 e^{-\mu_1 x} + \frac{2e}{kT} [G_1(x) + \bar{G}_1(x)]; \quad (65.10)$$

$$n_3^1 = A'_1 e^{\mu'_1 x} + B'_1 e^{-\mu'_1 x} - \frac{e}{2kT} [G'_1(x) + \bar{G}'_1(x)], \quad (65.11)$$

где

$$\mu_1 = \rho_1(1+l); \quad \rho_1 = \sqrt{\frac{\omega e}{2kT u_2}}; \quad \mu'_1 = \rho'_1(1+l); \quad \rho'_1 = \sqrt{\frac{\omega e}{2u_3 kT}}; \quad (65.12)$$

$$G_1(x) = e^{\mu_1 x} \int_0^x e^{-\mu_1 y} dy; \quad \bar{G}_1(x) = e^{-\mu_1 x} \int_0^x e^{\mu_1 y} dy. \quad (65.13)$$

Аналогично определяются G'_1 и $\bar{G}'_1$; A_1 , B_1 , A'_1 и B'_1 — постоянные интегрирования. Из граничных условий (65.5) и (65.6)

$$A'_1 = B'_1 = \frac{e}{2kT} \cdot \frac{[G'_1(l) - \bar{G}'_1(l)]}{e^{\mu'_1 l} - e^{-\mu'_1 l}}. \quad (65.14)$$

Полный ток, включая ток смещения и ток проводимости, равен

$$j = \frac{e}{4\pi} \cdot \frac{\partial E}{\partial t} + e \left[u_2 \left(n_2 E - \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_2}{dx} \right) + u_3 \left(n_3 E + \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_3}{dx} \right) \right], \quad (65.15)$$

Амплитуду переменной составляющей полного тока можно вычислить, не зная E . Для этого проинтегрируем (65.15) по x от 0 до l , разделим на l и учтем (65.9), (65.11), (65.14) и граничные условия для n_2^1 и получим

$$j^1 = i\omega \frac{e}{4\pi} \cdot \frac{V^1}{l} + \frac{eu_2}{l} \int_0^l F_1 dx + \frac{eu_3}{l} \int_0^l F'_1 dx - \frac{eu_3}{l} \cdot \frac{G'_1(l) + e^{\mu'_1 l} \bar{G}'_1(l)}{e^{\mu'_1 l} + 1}. \quad (65.16)$$

Так как вплоть до очень больших частот электроны и дырки успевают следовать за приложенным напряжением, дырочная часть полного тока j_2^1 может быть представлена, как сумма тока проводимости и емкостного тока при постоянном значении сопротивления R и емкости C :

$$j_2^1 = \left(\frac{1}{R} + i\omega C \right) V^1. \quad (65.17)$$

Подробно вычисляется лишь ионная составляющая тока, для чего в нулевом приближении положено $n_3^0 = \text{const}$, $n_3^1 = 0$.

Сам автор признает, что эти допущения не совсем законны. Еще более произвольно предположение, что

$$E^1 = 2C_1 \operatorname{ch} x \left(x - \frac{l}{2} \right), \quad (65.18)$$

где

$$x = \sqrt{\frac{8\pi n_2^\infty e^2}{\epsilon kT}}. \quad (65.19)$$

После всех сделанных допущений удастся вычислить ионную составляющую тока, и полная комплексная проводимость оказывается равной

$$Y^1 = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_\infty} \Gamma_2(\lambda', \beta) + i\omega [C_0 + C_0 \Gamma_1(\lambda', \beta)]. \quad (65.20)$$

где

$$\Gamma_1(\lambda', \beta) = \frac{\frac{\nu}{\lambda'} g_1(\lambda') - \frac{2}{\beta} + \frac{2\nu\lambda'}{\beta^2} g_2(\lambda')}{1 + 4\left(\frac{\lambda'}{\beta}\right)^4}; \quad (65.21)$$

$$\Gamma_2(\lambda', \beta) = \frac{\frac{\nu\lambda'}{\beta} g_2(\lambda') - 2\nu\left(\frac{\lambda'}{\beta}\right)^3 g_1(\lambda') + 4\left(\frac{\lambda'}{\beta}\right)^4}{1 + 4\left(\frac{\lambda'}{\beta}\right)^4}; \quad (65.22)$$

$$g_{1,2}(\lambda') = \frac{\operatorname{sh} \lambda' \pm \sin \lambda'}{\operatorname{ch} \lambda' + \cos \lambda'}; \quad \lambda' = 2l \sqrt{\frac{\omega e}{2ukT}}; \quad \beta = x l; \quad \nu = \operatorname{cth} \frac{\beta}{2}; \quad (65.23)$$

C_0 — ионная емкость при $\omega \rightarrow 0$, а $\frac{1}{R_\infty}$ — ионная проводимость при $\omega \rightarrow \infty$, поскольку при $\lambda' \rightarrow 0$ и $\beta \rightarrow \infty$ мы получаем $\Gamma_1 \rightarrow 1$, при $\lambda' \rightarrow \infty$ будет $\Gamma_2 \rightarrow 1$.

Исследования полученных формул показывают, что ионная емкость падает с частотой, например, в случае селенового выпрямителя при частоте порядка 10^6 она убывает приблизительно в 2—3 раза по сравнению с C_0 .

Ионная проводимость, наоборот, растет приблизительно пропорционально частоте.

Помимо наличия малообоснованных предположений и громоздкости как расчета, так и полученных окончательных формул, недостатком изложенной теории является неучет процессов рекомбинации и диссоциации иона и дырки. Эти процессы фигурируют в исходных уравнениях (65.1) — (65.3), но в проделанном расчете отброшены.

ГЛАВА XIII

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

§ 66. Физические основы теории

Изложенные в предыдущей главе теории частотной зависимости относились к физическому запирающему слою, который, как мы видели, является лишь весьма приближенной моделью технического твердого выпрямителя. Сделанные предположения о синусоидальном характере тока или о малости переменной составляющей приложенного напряжения не соответствуют практическому режиму работы твердого выпрямителя. И, наконец, в главе XII не был решен до конца вопрос о влиянии процессов рекомбинации-диссоциации носителя тока и иона примеси на частотную зависимость тока или полного сопротивления контакта.

В настоящей главе мы постараемся устранить все указанные недостатки и недоделки. А именно, расчет будет применен к более усовершенствованной модели твердого выпрямителя, описанной в главе XI, и для режима работы, имеющего место при техническом использовании выпрямителя. Будет вычислена частотная зависимость тока через выпрямитель, а также форма кривой тока при различных частотах.

В настоящей главе расчет ведется при условии, что к выпрямляющей схеме приложено синусоидальное напряжение с амплитудой $V_1 \gg \frac{kT}{e}$. Последовательно с выпрямителем включается нагрузочное сопротивление. Вместе с сопротивлением полупроводника оно составляет постоянное чисто омическое сопротивление R , включенное последовательно непостоянному сопротивлению запирающего слоя.

Для осуществления хорошего выпрямления необходимо, чтобы сопротивление запирающего слоя в течение запорного полупериода было много больше R :

$$R_{\text{зап}} \gg R. \quad (66.1)$$

С другой стороны, в пропускном направлении сопротивление запирающего слоя резко падает, так что в течение большей части пропускного полупериода

$$R_{\text{пр}} \ll R. \quad (66.2)$$

Конечно, в промежуточные отрезки времени ни (66.1), ни (66.2) не выполняются, но ввиду резкой зависимости сопротивления запирающего слоя от приложенного напряжения, когда последнее достаточно высоко по амплитуде, эти промежуточные интервалы составляют малую долю периода и ими можно пренебречь.

В силу неравенства (66.1) в течение запорного полупериода практически все внешнее напряжение приложено к запирающему слою, т. е. напряжение на слое меняется во времени по синусоидальному закону, а ток, очевидно, — не по синусоиде вследствие непостоянства сопротивления. Наоборот, в силу неравенства (66.2), в течение пропускного полупериода внешнее напряжение практически приложено к омическому сопротивлению R , и, следовательно, ток через выпрямитель меняется по синусоиде, а напряжение на слое — по иному закону.

Модель выпрямителя принимаем ту же, что и в статической теории твердых выпрямителей, изложенной в главе XI, а именно принимаем, что толща полупроводника обладает дырочной проводимостью, причем концентрация уровней акцепторов равна N_3 , а возле металлического электрода имеется плоскопараллельный слой I толщиной l_I с электронной проводимостью и постоянной концентрацией уровней доноров N_4 . Между электронной и дырочной областями лежит переходный слой II толщиной l_{II} , в котором разность концентраций акцепторов и доноров меняется по линейному закону. В дырочном полупроводнике имеется область объемного заряда III и область рекомбинации IV .

Как и в главе XI, считаем, что в областях I , II и III ввиду их малой толщины можно пренебречь рекомбинацией электронов и дырок.

Но здесь мы должны воспользоваться уравнениями для нестационарного случая. Задача является одномерной, так что все величины зависят от времени и одной координаты x , отсчитываемой от металлического электрода вглубь полупроводника.

Первая задача заключается в том, чтобы определить пределы применимости различных положений статической теории. В случае переменного напряжения большой амплитуды критерии применимости статической теории несколько иные, чем при малой амплитуде, поэтому все исследование сделаем заново. С этой целью предполагаем, что формулы статической теории справедливы и при переменном напряжении, но так как в них входит переменное внешнее напряжение, все величины зависят от времени. Это позволяет вычислить производные по времени $\frac{\partial n_1}{\partial t}$, $\frac{\partial n_2}{\partial t}$ и т. д., составляющие левую

часть нестационарных уравнений (16.14) — (16.17). Очевидно расчет справедлив при условии, что каждая из этих производных, зависящая от частоты приложенного напряжения, мала по сравнению с одним из членов правой части соответствующего уравнения. Это и дает пределы применимости статической теории.

Расчеты показали, что вплоть до частоты порядка 10^7 — 10^8 гц величины $\frac{\partial n_1}{\partial t}$ и $\frac{\partial n_2}{\partial t}$ малы по сравнению с одним из членов $\text{div } j_{1,2}$ в правой части уравнений (16.14) и (16.15), т. е. частота не влияет на перераспределение подвижных зарядов в поле. Наоборот, величины $\frac{\partial n_3}{\partial t}$ и $\frac{\partial n_4}{\partial t}$ делаются сравнимы с членами правой части уравнений (16.16) и (16.17) уже при частоте порядка 10^3 — 10^8 гц, значит частота в первую очередь влияет на концентрацию неподвижных зарядов, которая устанавливается посредством более медленного процесса рекомбинации-диссоциации. Причина такого положения вещей уже была пояснена в § 62.

Полученные результаты говорят о том, что в широкой области частот, имеющей практическое значение, связь между концентрацией подвижных зарядов и потенциалом можно взять из статической теории, но в то же время концентрацию неподвижных зарядов надо вычислять с помощью

нестационарных уравнений (16.16) и (16.17). Это и положено в основу динамической теории твердых выпрямителей, в которой, следовательно, не учтена релаксация движения носителей тока в поле, но учтена релаксация процессов рекомбинации-диссоциации подвижных и неподвижных зарядов. Так как распределение поля зависит от концентрации неподвижных зарядов, оно будет зависеть от частоты, а значит и распределение концентрации носителей тока в пространстве (в функции от координаты x) зависит от частоты, хотя оно и следует мгновенно за распределением поля. Поэтому емкость и ток проводимости через выпрямитель должны зависеть от частоты.

В силу неравенства (66.2) в пропускном направлении ток определяется постоянным омическим сопротивлением R и, следовательно, не зависит от частоты. Зато обратный ток всецело определяется запирающим слоем, так что величина его и форма кривой зависят от частоты.

Можно различить три области частот. В области низких частот справедлива статическая теория, ток проводимости не зависит от частоты, ток смещения пропорционален частоте, т. е. емкость не зависит от частоты. Здесь следует заметить, что при большой амплитуде переменного напряжения понятие емкости является условным, так как емкость зависит от величины и знака мгновенного значения напряжения, т. е. меняется в течение каждого периода.

В области высоких частот, но не настолько высоких, чтобы имела значение релаксация подвижных зарядов, ток проводимости и емкость снова не зависят от частоты, но имеют меньшее значение, чем в области низких частот.

В области средних частот обратный ток проводимости приблизительно обратно пропорционален квадратному корню из частоты, а емкостный ток прямо пропорционален корню из частоты, т. е. емкость обратно пропорциональна корню из частоты.

Таким образом возрастание обратного тока и ухудшение выпрямления с ростом частоты обусловлены не током проводимости, который даже убывает, а током смещения. При этом нестационарность процессов уменьшает емкость и, значит, несколько ослабляет ухудшение выпрямления с частотой.

§ 67. Упрощение исходных уравнений

Для принятой модели выпрямителя система нестационарных уравнений (16.14)—(16.17) может быть значительно упрощена. Согласно оценкам, произведенным в главе III, для областей *I*, *II* и *III* в уравнениях (16.14) и (16.15) можно пренебречь членами, описывающими переходы электронов с уровня на уровень, ибо они малы по сравнению с любым из членов дивергенции потока. k_{21} мало по сравнению с другими членами при достаточной ширине запретной зоны.

Далее, в области *I*: $n_3 = N_3 = 0$ и $n_1 \gg n_2$, в области *II*: $n_{1,2} \ll N_4 - N_3$, в области *III*: $n_4 = N_4 = 0$ и $n_2 \gg n_1$. На основании сказанного и учитывая одномерность модели, получаем следующие системы уравнений нулевого приближения, позволяющие определить поле E и концентрации основных для каждой области зарядов:

в области *I*

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = u_1 \left[\frac{\partial}{\partial x} (n_1 E) + \frac{kT}{e} \cdot \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} \right]; \quad (67.1)$$

$$\frac{\partial n_4}{\partial t} = k_{41} (N_4 - n_4) - k_{14} n_1 n_4; \quad (67.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_4 - n_1); \quad (67.3)$$

в области *II*

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (N_4 - N_3) = \frac{4\pi e a}{\epsilon} (x - x_0); \quad (67.4)$$

в области *III*

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -u_2 \left[\frac{\partial}{\partial x} (n_2 E) - \frac{kT}{e} \cdot \frac{\partial^2 n_2}{\partial x^2} \right]; \quad (67.5)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = k_{23} (N_3 - n_3) - k_{32} n_3 n_2; \quad (67.6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_2 - n_3). \quad (67.7)$$

В первом приближении в области *I* следует учесть дырки, в области *III* — электроны, в области *II* — и то и другое, и мы получим следующие диффузионные уравнения, позво-

ляющие вычислить концентрации неосновных носителей и ток: в областях I и II

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -u_2 \left[\frac{\partial}{\partial x} (n_2 E) - \frac{kT}{e} \cdot \frac{\partial^2 n_2}{\partial x^2} \right]; \quad (67.8)$$

в областях II и III

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = u_1 \left[\frac{\partial}{\partial x} (n_1 E) + \frac{kT}{e} \cdot \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} \right]. \quad (67.9)$$

Граничные условия для решения этих уравнений при $x = 0$ таковы:

$$\varphi = \varphi_{\mathbf{x}} = -(V'_{\mathbf{x}} + V); \quad n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty} e^{\mp \tilde{V}'_{\mathbf{x}}}, \quad (67.10)$$

где $V'_{\mathbf{x}}$ — контактная разность потенциалов между дырочным полупроводником и металлом, V — падение напряжения (внешнего) на запирающем слое, n_1^{∞} и n_2^{∞} — концентрации электронов и дырок вдали от запирающего слоя в нормальном полупроводнике. При $x = \infty$

$$n_{1,2} = n_{1,2}^{\infty}, \quad \varphi = 0, \quad E = 0. \quad (67.11)$$

И, наконец, имеет место еще условие:

$$V - i'R = V_1 \sin \omega t. \quad (67.12)$$

Здесь $V_1 \sin \omega t$ — приложенное к схеме переменное напряжение, а i' — полный ток, проходящий через выпрямитель и включающий в себя как ток проводимости, так и ток смещения. Для вычисления i складываем уравнения (16.15) и (16.17) и вычитаем из них (16.14) и (16.16); учитывая (16.1), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{4\pi e} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{E} = & -u_1 \operatorname{div} \left(n_1 \mathbf{E} + \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n_1 \right) - \\ & - u_2 \operatorname{div} \left(n_2 \mathbf{E} - \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n_2 \right). \end{aligned} \quad (67.13)$$

В одномерном случае, интегрируя это уравнение по x и умножая на элементарный заряд e , мы и получим полный ток

$$i'(t) = e(u_1 n_1 + u_2 n_2) E + kT \left(u_1 \frac{\partial n_1}{\partial x} - u_2 \frac{\partial n_2}{\partial x} \right) + \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (67.14)$$

Условие (67.12) делает все величины зависящими от времени. На основании сказанного выше в течение запертого полупериода $\frac{\pi}{\omega} < t < \frac{2\pi}{\omega}$ условие (67.12) приобретает вид:

$$V \cong V_1 \sin \omega t, \quad (67.15)$$

а в течение пропускного полупериода $0 < t < \frac{\pi}{\omega}$:

$$i' \cong - \frac{V_1 \sin \omega t}{R}. \quad (67.16)$$

Первая задача, которую мы ставим, это определить, до каких значений угловой частоты можно пользоваться статической теорией. Очевидно, статическая теория справедлива, пока левые части уравнений (67.1), (67.2), (67.5) и (67.6) малы по сравнению с одним из членов правой части. Поэтому в нулевом приближении пренебрегаем левыми частями уравнений и получаем систему уравнений стационарной задачи. Однако ее решения n_1 , n_2 , n_3 и n_4 через условие (67.12) будут зависеть от t . Пользуясь найденными выражениями, определяем, когда $\frac{\partial n_1}{\partial t}$, $\frac{\partial n_2}{\partial t}$ и т. д. малы по сравнению с одним из членов правой части соответствующего уравнения.

Решения стационарной задачи получены в главе XI, и мы можем воспользоваться готовыми результатами этой главы, однако там концентрации зарядов в поле E выражены в функции от потенциала φ , а для установления малости членов $\frac{\partial n}{\partial t}$ необходимо n и E выразить в виде явных функций от времени t и координаты x . Для этого приходится сделать дальнейшие приближения.

В § 61 на числовом примере для закиси меди было показано, что в области I уровни химического потенциала лежат ниже уровней донора, и, следовательно, объемный заряд определяется концентрацией N_4 донорных уровней и постоянен. Здесь мы примем это в общем виде. Заметим, что тем самым область применимости теории несколько сужается по сравнению со статической теорией, ибо указанное обстоятельство может иметь место не у всех выпрямителей. В области II объемный заряд также определяется только концентрацией примесных уровней, т. е. при сделанных предположениях объемный заряд ни в области I,

ни в области II не зависит от приложенного напряжения и его частоты, а величина поля и потенциал в этих областях могут зависеть от V и ω только через граничные условия на границе с областью III, где и происходит перераспределение объемного заряда в зависимости от приложенного напряжения.

Рассмотрение области III удобно провести отдельно для запирающего и пропускающего направления. При достаточно большом запирающем напряжении на границе областей II и III при $x = x_2$ потенциал $\varphi_2 > \mu_3$, где μ_3 — расстояние от уровня μ до донорных уровней N_3 . Поэтому область III можно разбить на три области, IIIA, IIIB и IIIC, границу между областями A и B обозначим через x_A , соответствующие значения E и φ — через E_A и φ_A . Границу между B и C обозначим x_B , соответственно E_B и φ_B . В области A потенциал $\varphi > \mu_3$, следовательно, уровни акцепторов лежат ниже уровня химического потенциала и полностью ионизованы, их концентрация представляет собой объемный заряд. Имеем «слой Шоттки» с приблизительно постоянным объемным зарядом $\rho = eN_3$. В областях B и C будет $\varphi < \mu_3$, истощения примесей нет, имеем «слой Давыдова», причем в области B потенциал $\varphi > \frac{2kT}{e}$, и можно пренебречь зарядом подвижных дырок, считая, однако, концентрацию неподвижных зарядов непостоянной, в области же C имеем $\varphi < \frac{2kT}{e}$.

На основании сказанного получаем в области IIIA:

$$E \cong E_A + \frac{4\pi e N_3}{\epsilon} (x_A - x); \quad (67.17)$$

$$\varphi \cong \mu_3 + \frac{2\pi e N_3}{\epsilon} (x_A - x)^2 + (x_A - x) E_A. \quad (67.18)$$

В области IIIB формула (56.8) дает

$$E \cong \sqrt{\frac{2\pi k T n_2^{(0)}}{\epsilon}} e^{\frac{\tilde{\varphi}}{2}}, \quad (67.19)$$

откуда

$$\varphi \cong -\frac{2kT}{e} \ln \left[e^{\frac{-\tilde{\mu}_3}{2}} + \frac{x}{2} (x - x_A) \right]. \quad (67.20)$$

где

$$x = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n_2^\infty}{\epsilon k T}} \quad (67.21)$$

(величина, обратная дебаевскому радиусу).

В области *IIIC* формула (56.8) дает $E \cong x\varphi$, откуда

$$\varphi = \frac{2kT}{e} e^{-x(x-x_B)}. \quad (67.22)$$

x_A есть координата точки, в которой $\varphi = \varphi_3$, а при $x = x_B$ будет $\varphi = \frac{2kT}{e}$; x_A и x_B зависят от приложенного напряжения. Для определения x_A используем граничное условие (67.10), учитывая, что, согласно формулам (56.12), (56.15), (61.1) и (67.18):

$$\begin{aligned} \varphi_3 = \varphi_3 + \frac{2\pi e N_3}{\epsilon} l_A^2 + \frac{4\pi e N_3}{\epsilon} l_A l + \\ + \frac{2\pi e}{\epsilon} \left[\frac{l_{II}^2}{3} (2N_3 - N_4) + l_I l_{II} (N_3 - N_4) - l_I^2 N_4 \right]. \end{aligned} \quad (67.23)$$

Здесь l_I , l_{II} и l_A — толщина областей *I*, *II* и *IIIA*, $l_A = x_A - x_2$, $l = l_I + l_{II}$. Величиной E_A мы пренебрегли, так как поле в области *IIIB* мало.

Подстановка (67.23) в первое из условий (67.10) дает квадратное уравнение относительно l_A , решая которое и заменяя V согласно выражению (67.12), получаем:

$$x_A = l + l_A = \sqrt{l^2 - \frac{\epsilon(V_1 \sin \omega t + V + \mu_3)}{2\pi e N_3}}, \quad (67.24)$$

где

$$V^* = V_3' + \frac{2\pi e}{\epsilon} \left[\frac{l_{II}^2}{3} (2N_3 - N_4) + l_I l_{II} (N_3 - N_4) - l_I^2 N_4 \right]. \quad (67.25)$$

Подставляя найденное значение x_A в формулы (67.17), (67.18) и (67.20), а также используя выражения (56.1), (56.2), (56.4), (56.7), (56.12), (56.14), (56.15) и (61.1), можно получить E , φ и n в явной функции от x и t .

В итоге в области I имеем:

$$E = E_A + \frac{4\pi e N_3}{\varepsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} - l \right] + \\ + \frac{2\pi e}{\varepsilon} l_{II} (N_3 - N_4) - \frac{4\pi e N_4}{\varepsilon} (l_I - x); \quad (67.26)$$

$$\varphi = \varphi_3 + \frac{2\pi e N_3}{\varepsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} - l \right]^2 + \\ + \frac{4\pi e N_3}{\varepsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} - l \right] (l - x) + \\ + \frac{2\pi e}{\varepsilon} l_{II} (N_3 - N_4) (l_I - x) - \frac{2\pi e N_4}{\varepsilon} (l_I - x)^2 + \frac{2\pi e l_{II}^2}{3\varepsilon} (2N_3 - N_4); \quad (67.27)$$

$$n_1 = n_1^\infty e^{\tilde{\varphi} + \tilde{V}_1 \sin \omega t}. \quad (67.28)$$

В области $IIIA$:

$$E = E_A + \frac{4\pi e N_3}{\varepsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} - x \right]; \quad (67.29)$$

$$\varphi = \varphi_3 + \frac{2\pi e N_3}{\varepsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} - x \right]^2. \quad (67.30)$$

В области $IIIB$:

$$\varphi = -\frac{2kT}{e} \ln \left\{ e^{\frac{\tilde{\mu}_3}{2}} + \frac{x}{2} \left[x - \sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} \right] \right\}; \quad (67.31)$$

$$E = \frac{\sqrt{\frac{8\pi kT n_2^\infty}{\varepsilon}}}{e^{\frac{\tilde{\mu}_1}{2}} + \frac{x}{2} \left[x - \sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon (V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_3)}{2\pi e N_3}} \right]}; \quad (67.32)$$

$$n_2 = n_2^\infty e^{-\tilde{\varphi}}; \quad n_3 = n_2^\infty e^{\tilde{\varphi}}. \quad (67.33)$$

Область же $IIIC$ в запирающем направлении существенного значения не имеет, так как φ и E в ней малы.

В пропускном направлении падение напряжения на запирающем слое мало, поэтому и φ_2 мало; как показали числовые

расчеты в главе XI, оно не превышает $\frac{2kT}{e}$, следовательно, для всей области III можно воспользоваться соотношением $E = x\varphi$, полученным для области IIIC. Отсюда, учитывая граничное условие $\varphi = \varphi_2$ при $x = x_2 = l$, получаем:

$$\varphi = \varphi_2 e^{-x(x-l)}; \quad E = x\varphi. \quad (67.34)$$

Из граничного условия (67.10)

$$\varphi_2 = -\frac{V + V^*}{1 + \alpha l}. \quad (67.35)$$

Падение напряжения на слое V должно быть определено из выражения (67.16) согласно формуле (57.28), в которой для запорного направления и при малом пропускном V можно заменить функцию $F(-\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\psi}_2)$ экспонентой; получаем

$$i' \cong ej_2 = \frac{u_2 k T n_2^\infty (e^{-\tilde{V}} - 1)}{L_I + L_{+II}}. \quad (67.36)$$

Исследования показали, что $L_{+II} \gg L_I$ и L_{+II} зависит от V сравнительно слабо, так что этой зависимостью можно пренебречь. Тогда мы получим из (67.36) и (67.16):

$$V = -\frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{lL}{u_2 k T n_2^\infty} \right) = -\frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty} \right), \quad (67.37)$$

где, согласно формулам (57.24), (57.27) и (61.1):

$$L = \int_0^l e^{\tilde{\varphi}} dx \cong L_{+II} \cong \sqrt{\frac{kT\epsilon}{4e^2 \sqrt{N_3 + \frac{\epsilon E_2}{2\pi e l_{II}} (N_3 + N_4)}}} e^{\tilde{\varphi}_m}; \quad (67.38)$$

φ_m — максимальное значение потенциала в области II.

Подстановка (67.37) в (67.35) дает

$$\varphi_2 = \frac{E_2}{\alpha} = \frac{1}{1 + \alpha l} \left[\frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty} \right) - V^* \right]; \quad (67.39)$$

затем с помощью формул (56.7), (56.12), (56.14), (56.15) и (61.1) получаем для области I:

$$E = \frac{x}{1+xl} \left[\frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 kT n_2^\infty} \right) - V^* \right] + \\ + \frac{2\pi e}{\varepsilon} l_{II} (N_3 - N_4) - \frac{4\pi e N_4}{\varepsilon} (l_I - x); \quad (67.40)$$

$$\varphi = \frac{1+x(l-x)}{1+xl} \left[\frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 kT n_2^\infty} \right) - V^* \right] + \\ + \frac{2\pi e}{\varepsilon} l_{II} (N_3 - N_4) (l_I - x) - \frac{2\pi e N_4}{\varepsilon} (l_I - x)^2 + \frac{2\pi e l_{II}^2}{3\varepsilon} (2N_3 - N_4). \quad (67.41)$$

И, наконец, согласно (67.34) в области III:

$$\varphi = \frac{E}{x} = \frac{1}{1+xl} \left[\frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 kT n_2^\infty} \right) - V^* \right] e^{-x(x-l)}. \quad (67.42)$$

§ 68. Пределы применимости статической теории

В статической теории в уравнениях (67.1), (67.2), (67.5) и (67.6) пренебрегается левой частью вида $\frac{\partial n}{\partial t}$, поэтому статическая теория справедлива только при условии, если левая часть указанных уравнений много меньше одного из членов правой части, т. е. при соблюдении, например, следующих неравенств:

$$\left| \frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} \right| \ll \left| u_{1,2} n_{1,2} \frac{\partial E}{\partial x} \right| = \left| u_{1,2} n_{1,2} \frac{4\pi \rho}{\varepsilon} \right|; \quad (68.1)$$

$$\frac{\partial n_{3,4}}{\partial t} \ll k_{32} n_3 n_2, \quad k_{14} n_1 n_4. \quad (68.2)$$

Подставляя в (68.1) значения объемного заряда ρ , а также выражения (67.27), (67.28), (67.30), (67.31), (67.33), (67.39), (67.41) и (67.42), получаем для запорного полупериода: в области I

$$\left| \frac{eV_1}{kT} n_1 \omega \cos \omega t \left(\frac{l_A}{2x_A} + 1 \right) \right| \ll \frac{4\pi e n_1 N_4 u_1}{\varepsilon}; \quad (68.3)$$

в области IIIA

$$\left| \frac{eV_1}{kT} n_2 \omega \cos \omega t \frac{x_A - x}{2x_A} \right| \ll \frac{4\pi e n_2 N_3 u_2}{\epsilon}; \quad (68.4)$$

в области IIIB

$$\left| \frac{n_2 x \epsilon \omega V_1 \cos \omega t}{4\pi e N_3 x_A} \right| \ll \frac{4\pi e}{\epsilon} n_2 u_2 \frac{n_2^\infty}{e^{-\frac{\mu_3}{2}} + \frac{x}{2} (x - x_A)}. \quad (68.5)$$

Для пропускного полупериода:

в области I:

$$\left| n_1 \omega \frac{\frac{LV_1 \cos \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}}{1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}} \right| \ll \frac{4\pi}{\epsilon} e N_4 n_1 u_1; \quad (68.6)$$

в области III

$$\left| n_2 \omega \frac{\frac{LV_1 \cos \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}}{1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}} \right| e^{-x(x-x_2)} \ll \ll u_2 n_2 \frac{x^2}{1+x} \left[\frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty} \right) - V^* \right] e^{-x(x-x_2)*}. \quad (68.7)$$

Так как l_A и x_A одного порядка величины, то неравенства (68.3) и (68.4) приближенно дают:

$$\omega \ll \frac{4\pi k T u_{1,2} N_{4,3}}{\epsilon V_1}. \quad (68.8)$$

Неравенство (68.5), если подставить (67.21), дает при $x = x_A$:

$$\omega \ll \frac{8\pi k T u_2 N_3}{\epsilon V_1} x_A \sqrt{\frac{2\pi e^2 N_3}{\epsilon k T}}, \quad (68.9)$$

а при $\frac{x}{2} (x - x_A) \gg e^{-\frac{\mu_3}{2}}$

$$\omega \ll \frac{16\pi k T u_2 N_3}{\epsilon V_1} \cdot \frac{x_A}{x - x_A}. \quad (68.10)$$

*) В [1] последняя формула приведена неточно. Но это не меняет результата.

Исследования показывают, что условия (68.6), (68.9) и (68.10) всегда выполняются, если выполнены условия (68.8). Если учесть, что χl имеет порядок единицы, что $n_2^\infty \cong N_3 e^{-\tilde{\mu}_3}$, а $|V^*| > \frac{kT}{e}$, и принять во внимание (67.21), то из (68.7) получим:

$$\omega \ll \frac{2\pi e}{\epsilon} u_2 N_3 \tilde{V}^* e^{-\tilde{\mu}_3}. \quad (68.11)$$

Если $|V_1 V^*| > \left(\frac{kT}{e}\right)^2 e^{-\tilde{\mu}_3}$, неравенство (68.11) вытекает из (68.8).

Неравенство (68.1) и все полученные из него неравенства суть условия того, что при переменном приложенном напряжении в запирающем слое успевают от перераспределяться подвижные заряды — электроны в области *I* и дырки в области *III*. Проведенный анализ показал, что практически достаточно, чтобы удовлетворялись неравенства (68.8).

Обратимся теперь к неравенству (68.2), которое является условием того, что при переменном приложенном напряжении успевает устанавливаться равновесие между концентрациями подвижных и неподвижных зарядов. В областях *I*, *II* и *IIIA* концентрация неподвижных зарядов в принятом приближении постоянна, поэтому достаточно рассмотреть условие (68.2) в области *IIIB*. Замечаем, что

$$n_2^\infty k_{32} \cong \frac{1}{\tau}, \quad (68.12)$$

где τ — время жизни дырки вдали от контакта. Подставляя (67.31), (67.33), (67.42), (68.12) в (68.2), получаем для запертого полупериода

$$\left| \frac{n_3 \chi e \omega V_1 \cos \omega t}{4\pi e N_3 x_A \left[e^{-\frac{\tilde{\mu}_3}{2}} + \frac{\chi}{2} (x - x_A) \right]} \right| \ll \frac{n_3 e^{-\tilde{\varphi}}}{\tau}, \quad (68.13)$$

а для пропускного полупериода

$$\left| n_3 \omega \frac{\frac{LV_1 \cos \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}}{1 + \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}} \right| e^{-\chi(x-x_2)} \ll \frac{n_3 e^{-\tilde{\varphi}}}{\tau}. \quad (68.14)$$

Неравенство (68.13) скорее всего нарушается при $x = x_A$ и $\varphi = \varphi_3$, когда оно принимает вид

$$\omega \ll \frac{2e^{-\tilde{\varphi}_3}}{\tau} \cdot \frac{kT}{eV_1} x_A \sqrt{\frac{2\pi e^2 N_3}{\varepsilon kT}}. \quad (68.15)$$

Это есть условие того, что граница области IIIA успевает смещаться вслед за изменением приложенного напряжения.

Если $\varphi > 0$ в области III, то неравенство (68.14) скорее всего нарушается при $\varphi = \varphi_2$, следовательно, приблизительно получаем

$$\omega \ll \frac{e^{-\tilde{\varphi}_2}}{\tau}. \quad (68.16)$$

Если же $\varphi < 0$, что имеет место при достаточно большом пропускном напряжении, то (68.14) во всяком случае выполняется, если

$$\omega \ll \frac{1}{\tau}. \quad (68.17)$$

Это неравенство выполняется легче, чем (68.16) или (68.15), которые содержат в правой части экспоненциальные функции отрицательных величин.

Для того чтобы сравнить между собой неравенства (68.8) и (68.15), необходимо подставить числовые значения входящих туда величин. Прделаем это для записи меди, причем воспользуемся числовыми данными, приведенными в числовом примере в § 61, а именно $n_2^\infty = 10^{14}$, $u_2 = 10$ см²/в сек, $\varphi_3 = 0,13$ в, $\varepsilon = 10$, $V'_k = -0,32$ в, $N_3 = 1,8 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_4 = 2 \cdot 10^{15}$, $l_I = 2 \cdot 10^{-5}$, $l_{II} = 5 \cdot 10^{-6}$. Далее принимаем $\tau = 10^{-5}$ сек., $V_1 = 10$ в (значение, наиболее часто применяемое при практическом использовании выпрямителей). С помощью (67.25) получаем $V^* = -0,22$ в, а из (67.24) $(x_A)_{\max} = 8 \cdot 10^{-5}$ см. Тогда неравенство (68.8) дает для области I

$$\omega \ll 10^7 \text{ сек.}^{-1}, \quad (68.18)$$

а для области III

$$\omega \ll 10^8 \text{ сек.}^{-1}, \quad (68.19)$$

а неравенство (68.15)

$$\omega \ll 50. \quad (68.20)$$

Таким образом неравенство (68.15) нарушается при частоте на несколько порядков меньшей, чем неравенство (68.8), т. е., как уже было указано, частота прежде всего действует на установление равновесия между концентрациями неподвижных и подвижных зарядов, которое нарушается уже при технической частоте ($\omega = 314$), тогда как перераспределение подвижных зарядов в запирающем слое успевает осуществляться при частотах вплоть до миллиона герц. Это находится в согласии с тем известным теперь фактом, что диффузионное смещение электронов и дырок за время их жизни во много раз больше дебаевского радиуса и ширины запирающего слоя. Поскольку время диффузии пропорционально квадрату расстояния, отношение критических частот [правых частей неравенств (68.8) и (68.15) или (68.19) и (68.20)] получается еще значительно больше отношений соответствующих длин.

§ 69. Влияние частоты на распределение неподвижных зарядов в запирающем слое

Рассмотрим область частот, в которой удовлетворяется неравенство (68.8), но не выполняется (68.15), т. е.

$$\frac{2e^{-\tilde{\varphi}_3}}{\tau} \cdot \frac{kT}{eV_1} x_A \sqrt{\frac{2\pi e^2 N_3}{\epsilon kT}} \ll \omega \ll \frac{4\pi kT u_{1,2} N_{4,3}}{\epsilon V_1}. \quad (69.1)$$

При этих частотах можно считать, что подвижные заряды распределяются согласно статической теории, т. е., например, в области III концентрация дырок

$$n_2 = n_2^\infty e^{-\tilde{\varphi}}, \quad (69.2)$$

но концентрация неподвижных зарядов не успевает следовать за переменным напряжением, поэтому следует решать нестационарное уравнение (67.6)

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = k_{23}(N_3 - n_3) - k_{32}n_3n_2. \quad (69.3)$$

Будем считать, что n_2 есть известная функция времени (хотя оно задано только в функции от потенциала φ ,

который пока является неизвестной функции времени). Тогда уравнение (69.3) — линейное и его решение

$$n_3 = e^{-k_{23}t - \int_0^t k_{23}n_2 dt} \left[c(x) + \int_0^t k_{23}N_3 e^{k_{23}t' + \int_0^{t'} k_{23}n_2 dt'} dt \right]. \quad (69.4)$$

Здесь $c(x)$ определяется из условия периодичности: $n_3(0) = n_3(T_1)$, где $T_1 = \frac{2\pi}{\omega}$ — период переменного напряжения. Отсюда

$$c(x) = \frac{k_{23}N_3 \int_0^{T_1} e^{k_{23}t + \int_0^t k_{23}n_2 dt} dt}{e^{k_{23}T_1 + \int_0^{T_1} k_{23}n_2 dt} - 1}. \quad (69.5)$$

Если n_2 не зависит от t , формулы (69.4) и (69.5) дают известное выражение статической теории

$$n_3 = \frac{k_{23}N_3}{k_{23} + k_{32}n_2}. \quad (69.6)$$

Нетрудно убедиться, что этот же результат получается приближенно и в случае переменного n_2 , если выполняется условие (68.15), т. е. в области низких частот.

В противоположном случае достаточно высокой частоты, когда $T_1 \ll \frac{1}{k_{23}}$ или $\frac{1}{k_{32}n_2}$, все экспоненты в (69.4) и (69.5) можно разложить в ряд, удерживая лишь первый не исчезающий член, и мы получим

$$n_3 = \frac{k_{23}N_3T_1}{k_{23}T_1 + \int_0^{T_1} k_{32}n_2 dt} + k_{23}N_3t,$$

но второй член мал по сравнению с первым, и, следовательно,

$$n_3 \cong \frac{k_{23}N_3}{k_{23} + k_{32}\bar{n}_2} \cong \frac{n_2^{\infty 2}}{\bar{n}_2} = \frac{n_2^{\infty}}{e^{-\frac{1}{\bar{n}_2}}}, \quad (69.7)$$

где $\bar{n}_2$ — средняя за период концентрация подвижных дырок:

$$\bar{n}_2 = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} n_2 dt = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} n_2^\infty e^{-\tilde{\varphi}} dt. \quad (69.8)$$

Таким образом при большой частоте концентрация неподвижных зарядов остается приблизительно постоянной и определяется средней за период концентрацией подвижных дырок.

Наибольший практический интерес представляет случай средних частот, когда неприменимо ни (69.6), ни (69.7). Мы указывали, что нарушение равновесия между подвижными и неподвижными зарядами скорей происходит в течение запертого полупериода, чем пропускного, что следует из сравнения неравенств (68.15) — (68.17).

При средних частотах можно считать, что в некоторой фиксированной точке области III в течение части периода $t_1 < t < t_2$ имеет место неравенство

$$\omega \gg k_{32}n_2 = \frac{e^{-\tilde{\varphi}}}{\tau}, \quad (69.9)$$

а. в течение остальной части периода

$$\omega \ll k_{32}n_2 = \frac{e^{-\tilde{\varphi}}}{\tau} \quad (69.10)$$

[ср. с (68.16)].

Если в выражениях (69.4) и (69.5) за начало отсчета времени принять момент t_1 , то при $t_1 < t < t_2$ экспоненты можно разложить в ряд, как и при выводе формулы (69.9). Если же $t_2 < t < t_1$, то показатель экспонент в (69.4) и (69.5) велик, поэтому можно приближенно положить

$$\int_{t_1}^t e^{k_{31}(t-t_1) + \int_{t_1}^t k_{32}n_2 dt} dt \cong e^{\frac{k_{31}(t-t_1) + \int_{t_1}^t k_{32}n_2 dt}{k_{23} + k_{32}n_2}} - 1.$$

В результате из (69.4) и (69.5) получаем при $t_1 < t < t_2$:

$$n_3 \cong \frac{k_{23}N_3}{k_{23} + k_{32}n_2(t_1)} + k_{23}N_3(t - t_1), \quad (69.11)$$

а при $t_2 < t < t_1$:

$$n_3 \cong \frac{k_{23}N_3}{k_{23} + k_{32}n_2(t_1)} e^{-k_{23}(t-t_1) - \int_{t_1}^t k_{32}n_2 dt} + \\ + \frac{k_{23}N_3}{k_{23} + k_{32}n_2(t)} \left[1 - e^{-k_{23}(t-t_1) - \int_{t_1}^t k_{32}n_2 dt} \right]; \quad (69.12)$$

t_1 и t_2 определяются из условия

$$\omega = k_{32}n_2(t_1) = k_{32}n_2(t_2)$$

или, так как $k_{32}n_2^\infty = \frac{1}{\tau}$, то, учитывая (69.2),

$$\varphi(t_1) = \varphi(t_2) = \frac{kT}{e} \ln \frac{1}{\omega\tau}; \quad n_2(t_1) = n_2^\infty \omega\tau. \quad (69.13)$$

Подстановка (69.13) в (69.11) с учетом, что $k_{23} \cong \frac{n_2^{\infty 2}}{N_3} k_{32}$, дает

$$n_3 \cong \frac{n_2^\infty}{\tau} \left(\frac{1}{\omega} + t - t_1 \right). \quad (69.14)$$

Заметим, что при вычислении интеграла (69.8) существенное значение имеет лишь интегрирование по пропускному полупериоду, когда концентрация дырок n_2 сравнительно велика. Момент времени t_1 , входящий в выражение (69.14), лежит либо в пропускном полупериоде, либо около него. Таким образом в области средних и высоких частот концентрация неподвижных зарядов как в пропускном, так и в запиорном полупериоде зависит только от концентрации подвижных дырок в пропускном полупериоде. Но в пропускном полупериоде концентрация неподвижных зарядов мала, объемный заряд в области III в основном создается дырками, поэтому можно рассчитать распределение потенциала, а значит и n_2 , пренебрегая вовсе неподвижными зарядами или определяя их концентрацию в пропускной полупериод по статической теории. Последнее верно для средних частот, так как в выражении (69.12) можно пренебречь членами, содержащими экспоненты, и тогда оно переходит в статическое выражение (69.6).

Найдя $\bar{n}_2$ и t_1 , можно вычислить концентрацию n_3 в за-
порный полупериод, когда она играет основную роль в со-
здании объемного заряда, и затем определить распределение
потенциала и поля.

§ 70. Распределение поля и потенциала

Для определенного момента времени t_1 в области сред-
них частот

$$\frac{e^{-\tilde{\mu}_3}}{\tau} < \omega < \frac{1}{\tau} \quad (70.1)$$

в уравнение (69.13) подставляем выражение (67.42) для по-
тенциала в области III в течение пропускного полупериода.
Решая уравнение относительно $\sin \omega t_1$, имеем:

$$\sin \omega t_1 = -\frac{Ru_2 k T n_2^\infty}{LV_1} \left[e^{\ln \frac{1}{\omega \tau} e^{x(x-l)} + \tilde{V}^*} - 1 \right]. \quad (70.2)$$

Если ω достаточно велика и $V^* < 0$, то при малом $x-l$,
именно при $l < x < x'$, выражение (70.2) может быть больше
единицы; это означает, что момент времени t_1 не насту-
пает, т. е. в слое $l < x < x'$ весь период соблюдается
неравенство (69.9), а n_3 дается выражением (69.7), пригод-
ным для высоких частот.

В следующем слое $x' < x < x''$, где

$$x'' = l + \frac{1}{x} \ln \frac{V^*}{\ln(\omega \tau)}, \quad (70.3)$$

$\sin \omega t_1 > 0$, т. е. момент t_1 лежит в пропускном полупериоде.
При $x > x''$ имеем $\sin \omega t_1 < 0$, что соответствует за-
порному полупериоду. В этом случае, строго говоря, нельзя пользо-
ваться уравнением (70.1), но следует подставить в уравне-
ние (69.13) выражение (67.31) для потенциала в области IIIB
в течение за-порного полупериода, это дает

$$\sin \omega t_1 = -\frac{2\pi e N_3}{\epsilon V_1} \left\{ \left[x - (\omega \tau - e^{-\frac{\tilde{\mu}_3}{2}}) \frac{2}{x} \right]^2 - l^2 \right\} - \frac{V^* + \mu_3}{V_1}. \quad (70.4)$$

При x больше некоторого значения x''' величина $\sin \omega t_1$ ста-
новится меньше минус единицы, значит при $x > x'''$ мо-
мент t_1 не наступает, все время соблюдается условие (69.10),

и n_3 определяется по формуле (69.6), как и в случае низких частот. Из сказанного следует, что t_1 меняется в пределах от $-\frac{\pi}{2\omega}$ до $\frac{\pi}{2\omega}$ и является довольно сложной функцией x . Расчет поля с использованием формул (70.2) и (70.4) чересчур громоздок и к тому же не может претендовать на полную точность ввиду уже сделанных приближений. Поэтому мы заменим сложное распределение n_3 постоянным значением, усредненным по координате

$$n_3 = \frac{n_2^\infty}{\tau} \left(\frac{\beta}{\omega} + t \right), \quad (70.5)$$

где β порядка единицы и во всяком случае не выходит за пределы $1 - \frac{\pi}{2}$ и $1 + \frac{\pi}{2}$, t отсчитывается от начала периода. Выражение (70.5) при всей своей простоте передает ту основную особенность, что при средних частотах концентрация неподвижных зарядов обратно пропорциональна ω (пределы изменения t также обратно пропорциональны ω).

В результате сделанного упрощения получаем слой Шоттки с постоянной по координате концентрацией неподвижных зарядов, поэтому здесь применимы все формулы, выведенные в § 67 для области IIIA, но в этих формулах следует заменить N_3 на выражение (70.5), а μ_3 — на

$$\varphi_A = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_2^\infty} = \frac{kT}{e} \ln \frac{\beta + \omega t}{\omega \tau}. \quad (70.6)$$

Производя указанные замены в формулах (67.26) — (67.30), получаем в области I:

$$E = \frac{4\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}{\varepsilon \omega \tau} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon \omega \tau (V_1 \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}} - l \right] + \\ + \frac{2\pi el_{II}}{\varepsilon} (N_3 - N_4) - \frac{4\pi e N_4}{\varepsilon} (l_1 - x); \quad (70.7)$$

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \frac{\beta + \omega t}{\omega \tau} + \frac{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}{\varepsilon \omega \tau} \times \\ \times \left[\sqrt{l^2 - \frac{\varepsilon \omega \tau (V_1 \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}} - l \right]^2 +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{4\pi en_2^\infty}{\epsilon \omega \tau} (\beta + \omega t) \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon \omega \tau (V_1 \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}} - l \right] (l - x) + \\
& + \frac{2\pi e}{\epsilon} l_{II} (N_3 - N_4) (l - x) - \frac{2\pi e N_4}{\epsilon} (l - x)^2 + \\
& + \frac{2\pi e l_{II}^2}{3\epsilon} (2N_3 - N_4); \quad (70.8)
\end{aligned}$$

в области IIIA:

$$E = \frac{4\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}{\epsilon \omega \tau} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon \omega \tau (V_1 \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}} - x \right]; \quad (70.9)$$

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \frac{\beta + \omega t}{\omega \tau} +$$

$$+ \frac{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}{\epsilon \omega \tau} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon \omega \tau (V_1 + \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi en_2^\infty (\beta + \omega t)}} - x \right]^2. \quad (70.10)$$

Область IIIB здесь не имеет существенного значения так как в ней поле мало; заметим, что $\varphi_A < \mu_3$, следовательно, в рассматриваемом случае потенциал и поле в области IIIB меньше, чем в статической теории. По этой же причине мы пренебрегли E_A , которое ничтожно как ввиду малости φ_A , так и ввиду малости n_3 по сравнению с N_3 .

Все проделанные расчеты справедливы внутри области частот, определяемой неравенством (70.1), и теряют свой смысл при приближении к одному из пределов.

Для вычисления средней за период концентрации подвижных дырок в случае высокой частоты $\omega > \frac{1}{\tau}$ подставим в (69.8) выражение (67.42) для потенциала в области III в течение пропускного полупериода и проинтегрируем только по пропускному полупериоду; тогда

$$\bar{n}_2 \cong \frac{n_2^\infty}{2\pi} \int_0^\pi e^{-\frac{1}{1+x} l} \left[\ln \left(1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_3 k T n_2^\infty} \right) - \tilde{V}^* \right] e^{-x(x-l)} d(\omega t). \quad (70.11)$$

Вычисление этого интеграла не так просто и к тому же выражение (70.11) нестрого, так как при выводе (67.42) принято, что концентрация n_3 успевает следовать за изменением приложенного напряжения, что в области высоких частот не имеет места даже в течение пропускного полупериода. Обратим внимание, однако, на то, что φ в пропускном направлении в области III мало и к тому же, согласно (67.42), экспоненциально убывает с x . Между тем в запиорном направлении при высокой частоте область объемного заряда III весьма растянута вследствие сравнительно малой концентрации неподвижных зарядов, поэтому при расчете этой области можно считать, что в пропускной полупериод в ней $\varphi = 0$, т. е. $n_2 = n_2^\infty$. В запиорный же полупериод $n_2 \ll n_2^\infty$, поэтому в среднем за полупериод $\bar{n}_2 \cong \frac{1}{2} n_2^\infty$, и, согласно (69.7), $n_3 \cong 2n_2^\infty$.

Мы опять имеем слой Шоттки с постоянной концентрацией неподвижных зарядов, поэтому, заменяя в формулах (67.26)—(67.30) N_3 в области III на $2n_2^\infty$ и пренебрегая величиной φ_A , который в этом случае равен $\frac{kT}{e} \ln 2$, получаем формулы для поля и потенциала: в области I

$$E = \frac{8\pi e n_2^\infty}{\epsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon (V_1 \sin \omega t + V^*)}{4\pi e n_2^\infty}} - l \right] + \\ + \frac{2\pi e}{\epsilon} l_{II} (N_3 - N_4) + \frac{4\pi e N_4}{\epsilon} (l_1 - x); \quad (70.12)$$

$$\varphi = \frac{4\pi e n_2^\infty}{\epsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon (V_1 \sin \omega t + V^*)}{4\pi e n_2^\infty}} - l \right]^2 + \\ + \frac{8\pi e n_2^\infty}{\epsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon (V_1 \sin \omega t + V^*)}{4\pi e n_2^\infty}} - l \right] (l - x) + \\ + \frac{2\pi e}{\epsilon} l_{II} (N_3 - N_4) (l - x) - \frac{2\pi e N_4}{\epsilon} (l - x)^2 - \\ - \frac{2\pi e l_{II}^2}{3\epsilon} (2N_3 - N_4); \quad (70.13)$$

в области III

$$E = \frac{8\pi en_2^\infty}{\epsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon(V_1 \sin \omega t + V^*)}{4\pi en_2^\infty}} - x \right]; \quad (70.14)$$

$$\varphi = \frac{4\pi en_2^\infty}{\epsilon} \left[\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon(V_1 \sin \omega t + V^*)}{4\pi en_2^\infty}} - x \right]^2. \quad (70.15)$$

§ 71. Зависимость тока от частоты

Ток в пропускном направлении определяется исключительно омическим сопротивлением R и от частоты не зависит. Остается установить частотную зависимость запорного тока.

Поскольку распределение подвижных носителей тока в рассматриваемой области частот успевает следовать за полем, для потока дырок справедливо полученное в статической теории выражение (57.28), а ток проводимости приблизительно равен току дырок. В запорном направлении выражение (57.29) может быть упрощено: во-первых, интеграл Ферми можно заменить экспонентой; во-вторых, в знаменателе $L_I \gg L_{+II}$, и L_I может быть оценено так, как это было сделано в § 59. В результате для тока проводимости мы получим формулу (59.16) упрощенной статической теории, но E_κ в ней должно определяться не по формуле (59.5) упрощенной теории, а по формулам (67.26), (70.7) или (70.12) в зависимости от частоты. В запорном направлении в (59.16) можно пренебречь членом $e^{\tilde{V}}$ по сравнению с единицей. Итак, обратный ток проводимости равен

$$j \cong j_2 = n_2^\infty e^{\tilde{V}_\Pi + \tilde{V}_\kappa} u_2 \sqrt{\frac{2E_\kappa^3}{\pi}} \frac{1}{e^{\tilde{V}_\kappa}} \sqrt{\frac{e^3 E_\kappa}{\epsilon}} \quad (71.1)$$

и зависит от частоты только через величину поля у контакта E_κ . Из сравнения формул (67.26), (70.7) и (70.12) следует, что E_κ имеет наибольшее значение (67.26) при малых частотах, затем начинает убывать приблизительно обратно пропорционально корню из ω и стремится к постоянному малому значению (70.12). Таков же ход и обратного тока проводимости. Отсюда не следует, однако, что с повышением частоты возрастает коэффициент выпрямления.

Дело в том, что при динамическом режиме в заперный полупериод основную роль играет не ток проводимости, а ток смещения, определенный уравнением

$$\frac{\partial j_{\text{см}}}{\partial x} = -\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (71.2)$$

Так как в области II объемный заряд не зависит от времени и, согласно (67.4), $\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = 0$, полный ток смещения получим, интегрируя (71.2) по области III, т. е.

$$j_{\text{см}} = \int_{x_2}^{\infty} \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial E}{\partial t} dx = -\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (E_{x=\infty} - E_2) = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\partial E_2}{\partial t}, \quad (71.3)$$

так как $E_{x=\infty} = 0$.

Подставляя в (71.3) выражения (67.29), (70.7) и (70.12) и учитывая, что $\frac{\partial E_A}{\partial t} = 0$, получаем в области низких частот при $\omega \ll \frac{e^{-\tilde{\mu}_2}}{\tau}$:

$$j_{\text{см}} = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\omega V_1 \cos \omega t}{\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon V_1 \sin \omega t + V^* + \mu_2}{2\pi e N_2}}}. \quad (71.4)$$

В области средних частот $\frac{e^{-\tilde{\mu}_2}}{\tau} \ll \omega \ll \frac{1}{\tau}$:

$$j_{\text{см}} = \frac{\frac{\epsilon}{4\pi} \omega V_1 \cos \omega t + \frac{en_2^\infty}{2\tau} l^2}{\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon \omega \tau (V_1 \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi e n_2^\infty (\beta + \omega t)}}} + \\ + \frac{en_2^\infty}{\tau} \left[\frac{1}{2} \sqrt{l^2 - \frac{\epsilon \omega \tau (V_1 \sin \omega t + V^* + \varphi_A)}{2\pi e n_2^\infty (\beta + \omega t)}} - l \right]. \quad (71.5)$$

В области высоких частот $\omega \gg \frac{1}{\tau}$:

$$j_{\text{см}} = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\omega V_1 \cos \omega t}{\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon (V_1 \sin \omega t + V^*)}{4\pi e n_2^\infty}}}. \quad (71.6)$$

Обычно, особенно в области средних и высоких частот, толщина области III значительно больше суммарной толщины областей I и II. Также $V_1 \gg |V^* + \mu_3|$ или $|V^* + \varphi_A|$. При этих условиях в предыдущих выражениях можно пренебречь членами l^2 , l , V^* , μ_3 и φ_A и они переписутся в более простом виде:

$$\text{при } \omega \ll \frac{e^{-\tilde{\mu}_3}}{\tau}$$

$$j_{\text{см}} \cong -\omega \sqrt{\frac{eN_3 \epsilon V_1}{-8\pi \sin \omega t}} \cos \omega t; \quad (71.7)$$

$$\text{при } \frac{e^{-\tilde{\mu}_3}}{\tau} \ll \omega \ll \frac{1}{\tau}$$

$$j_{\text{см}} \cong \sqrt{\frac{en_2^\infty \omega \epsilon V_1}{8\pi \tau}} \left(\sqrt{\frac{\beta + \omega t}{-\sin \omega t}} \cos \omega t + \sqrt{\frac{-\sin \omega t}{\beta + \omega t}} \right); \quad (71.8)$$

$$\text{при } \omega \gg \frac{1}{\tau}$$

$$j_{\text{см}} \cong -\omega \sqrt{\frac{en_2^\infty \epsilon V_1}{4\pi \sin \omega t}} \cos \omega t. \quad (71.9)$$

Из полученных формул следует, что ток смещения сдвинут по фазе относительно приложенного напряжения почти на четверть периода. Значит, в течение половины запорного полупериода он течет в пропускном направлении, а в течение другой половины — в запорном и определяет в основном запорный ток. В течение пропускного полупериода ток смещения не играет существенной роли, так как он мал по сравнению с пропускным током проводимости и лишь искажает его синусоидальный ход, складываясь с ним в течение четверти периода и вычитаясь в течение другой четверти периода. Заметим, что ток смещения в течение пропускного полупериода значительно меньше, чем в течение запорного, ввиду сравнительно малой напряженности поля E_2 .

При большой амплитуде переменного напряжения V_1 , когда справедливы формулы (71.7)—(71.9), ток смещения пропорционален корню из V_1 . В области малых и в области высоких частот ток смещения пропорционален частоте, значит емкость остается постоянной, в области же средних частот $j_{\text{см}}$ пропорционален корню из частоты, значит емкость обратно пропорциональна корню из частоты. В общем

случае [формула (71.5)] емкость убывает с частотой в области средних частот.

Так как ток смещения возрастает с частотой, коэффициент выпрямления падает. В области высоких частот он обратно пропорционален частоте.

Распределение поля в заpornый полупериод было вычислено в предположении, что омическим сопротивлением R можно пренебречь по сравнению с заpornым сопротивлением и пользоваться соотношением (67.15). Но при достаточно большой частоте ток смещения может возрасти настолько, что падение напряжения на омическом сопротивлении $Rj_{\text{см}}$ сделается сравнимым с падением напряжения V в самом запирающем слое, иными словами, емкостное сопротивление слоя может быть сравнимо по абсолютной величине с омическим сопротивлением R . В этом случае вместо (67.15) следует пользоваться более общим соотношением (67.12) и V не является чисто синусоидальным.

Все предыдущие формулы можно использовать, если не рассматривать выражение V , а везде заменить $V_1 \sin \omega t$ на V , а $\omega V_1 \cos \omega t$ на $\dot{V}$, где V пока неизвестная функция времени. При этом, например, в области высоких частот получаем из (71.6)

$$j_{\text{см}} = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\dot{V}}{\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon(V + V^*)}{4\pi en_2^\infty}}}. \quad (71.10)$$

Для определения V в функции от t подставляем (71.10) вместо i' в уравнение (67.12), что дает дифференциальное уравнение относительно V :

$$V - \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\dot{V}R}{\sqrt{l^2 - \frac{\epsilon(V + V^*)}{4\pi en_2^\infty}}} = V_1 \sin \omega t. \quad (71.11)$$

Уравнение это нелинейное и точно не решается. Решим его приближенно, пренебрегая под корнем зависимостью V от t , тогда

$$V = V_1 \cos \theta \sin(\omega t + \theta), \quad (71.12)$$

где сдвиг фаз между V и приложенным напряжением

$$\theta = \arctg \frac{\varepsilon \omega R}{4\pi \sqrt{r^2 - \frac{\varepsilon(V+V_1)}{4\pi e n_2^\infty}}}. \quad (71.13)$$

Сдвиг фаз между током и приложенным напряжением $\frac{\pi}{2} + \theta$ и заключен между $\frac{\pi}{2}$ и π . θ является слабой функцией от t через стоящее в выражении (71.13) $V(t)$, которое при малом θ можно заменить на $V_1 \sin \omega t$. Подстановка (71.12) в (71.10) дает:

$$j_{\text{см}} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{\omega V_1 \cos \theta \cos(\omega t + \theta)}{\sqrt{r^2 - \frac{[V_1 \cos \theta \sin(\omega t + \theta) + V_1]}{4\pi e n_2^\infty}}}. \quad (71.14)$$

Отсюда видно, что учет омического сопротивления несколько снижает величину тока смещения, который при этом так сдвигается по фазе, что течет в запорном направлении больше половины запорного полупериода.

§ 72. Числовой пример и выводы

Для иллюстрации проделанных расчетов воспользуемся тем же самым числовым примером с меднозакисным выпрямителем, что и в § 61, т. е. полагаем:

$$n_2^\infty = 10^{14}, \quad u_2 = 10 \text{ см/в сек}, \quad \mu_3 = 0,13 \text{ в}, \quad \varepsilon = 10,$$

$$V'_k = V_n + V_k = -0,32 \text{ в}, \quad N_3 = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3},$$

$$N_4 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad l_1 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

$$l_{II} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}, \quad \tau = 10^{-5} \text{ сек.}, \quad V_I = 10 \text{ в.}$$

Подставим эти численные значения в полученные нами различные формулы, сделав при этом разумные пренебрежения.

Из (71.1) найдем ток проводимости в течение запорного полупериода

$$j_{\text{см}} \cong 3,7 \cdot 10^{-7} E_k^{3/4} e^{0,09 \sqrt{E_k}}, \quad (72.1)$$

где E_k — поле у контакта в единицах CGSE. Согласно (67.26), при низких частотах амплитудное значение поля E_k^A ,

имеющее место при $\omega t = \frac{3\pi}{2}$, равно $E_{\kappa}^A = 600 \text{ CGSE}$, и, следовательно, амплитудное значение тока проводимости

$$j^A \cong 4 \cdot 10^{-4} \text{ а/см}^2. \quad (72.2)$$

Согласно (70.7), при средних частотах $E_{\kappa}^A = \frac{3 \cdot 10^4}{\sqrt{\omega}}$ и

$$j^A \cong \frac{6 \cdot 10^{-4}}{\omega^{3/8}} e^{\frac{15,3}{4} \sqrt{\omega}} \text{ а/см}^2. \quad (72.3)$$

При высоких частотах $\omega \gg \frac{1}{\tau}$, согласно (70.12), $E_{\kappa}^A \cong \cong 87 \text{ CGSE}$, следовательно

$$j^A = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ а/см}^2. \quad (72.4)$$

Подстановка числовых данных в формулы (71.4)—(71.6) при $\omega t = 0$ дает амплитудные значения $j_{\text{см}}^A$ тока смещения в запертый полупериод.

При низких частотах

$$j_{\text{ом}}^A \cong 3 \cdot 10^{-7} \omega \text{ а/см}^2; \quad (72.5)$$

при средних частотах

$$j_{\text{см}}^A \cong 1,8 \cdot 10^{-5} \sqrt{\omega} \text{ а/см}^2; \quad (72.6)$$

при высоких частотах

$$j_{\text{ом}}^A \cong 8 \cdot 10^{-8} \omega \text{ а/см}^2. \quad (72.7)$$

В табл. 6 приведены вычисленные с помощью формул (72.2)—(72.7) амплитудные значения запертого тока проводимости и тока смещения при различных частотах. При $\omega = 10^3$ в числителях стоят значения, вычисленные по формулам (72.2) и (72.5), в знаменателях — по формулам (72.3) и (72.6). При $\omega = 10^5$ в числителях стоят значения согласно формулам (72.3) и (72.6), в знаменателях — согласно (72.4) и (72.7)

$\omega = 10^3$ и $\omega = 10^5$ являются границами области средних частот, в которой j^A и емкость меняются с частотой.

Представляет интерес не только амплитудное значение тока, но также форма кривой тока в течение запертого

Т а б л и ц а 6

ω сек. ⁻¹	j^A а/см ²	$j_{\text{см}}^A$ а/см ²
0	$4 \cdot 10^{-4}$	0
10	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-6}$
30	$4 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-6}$
100	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$
300	$4 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-5}$
10^3	$4 \cdot 10^{-4} / 7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4} / 5,7 \cdot 10^{-4}$
$3 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}
10^4	$8,7 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
$3 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$
10^5	$1,9 \cdot 10^{-5} / 2,5 \cdot 10^{-5}$	$5,7 \cdot 10^{-3} / 8 \cdot 10^{-3}$
$3 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,024
10^6	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,08
$3 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,24
10^7	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,8

полупериода, которая может характеризоваться отношениями тока проводимости и тока смещения в различные моменты полупериода к их амплитудным значениям $\frac{j}{j^A}$ и $\frac{j_{\text{см}}}{j_{\text{см}}^A}$.

При низких частотах для определения $\frac{j}{j^A}$ можно воспользоваться рис. 31, на котором отложено сопротивление выпрямителя в функции от приложенного напряжения, а именно

$$\frac{j}{j^A} = \frac{2,5 \cdot 10^4 \sin \omega t}{R}, \quad (72.8)$$

причем R здесь следует брать при $V = 10 \sin \omega t$ в. При высоких частотах $E_{\text{к}}/E_{\text{к}}^A \cong \sqrt{|\sin \omega t|}$ и

$$\frac{j}{j^A} \cong 0,43 (\sin \omega t)^{3/4} e^{0,84 \sqrt{|\sin \omega t|}}. \quad (72.9)$$

Для тока смещения получаем при низких частотах из (71.4)

$$\frac{j_{\text{см}}}{j_{\text{см}}^A} \cong \sqrt{\frac{1,15}{1,15 + 10 \sin \omega t}} \cos \omega t, \quad (72.10)$$

а при высоких частотах из (71.6)

$$\frac{j_{\text{см}}}{j_{\text{см}}^A} \cong \sqrt{\frac{0,22}{0,22 + 10 \sin \omega t}} \cos \omega t. \quad (72.11)$$

В табл. 7 приведены вычисленные с помощью формул (72.8)—(72.11) отношения j/j^A и $j_{\text{см}}/j_{\text{см}}^A$ в разные моменты запорного полупериода. Значения $j/j^A + j_{\text{см}}/j_{\text{см}}^A$ в четвертом столбце дают суммарный ток, который и измеряется на опыте, если $j^A = j_{\text{см}}^A$, что имеет место при вполне определенной частоте, в нашем примере — при $\omega \cong 10^3$.

Таблица 7

ωt^0	Низкие частоты			Высокие частоты	
	j/j^A	$j_{\text{см}}/j_{\text{см}}^A$	$\frac{j}{j^A} + \frac{j_{\text{см}}}{j_{\text{см}}^A}$	j/j^A	$j_{\text{см}}/j_{\text{см}}^A$
180	0	1	1	0	1
190	0,15	0,62	0,77	0,4	0,33
200	0,29	0,47	0,76	0,55	0,23
210	0,43	0,375	0,808	0,66	0,18
225	0,65	0,265	0,915	0,8	0,125
240	0,87	0,17	1,04	0,91	0,08
270	1	0	1	1	0

На рис. 32 по данным табл. 6 построены в двойном логарифмическом масштабе кривые зависимости амплитудных значений запорного тока проводимости и тока смещения от угловой частоты ω . На стыке областей применимости различных формул произведено интерполирование. Ток смещения монотонно возрастает с частотой и, начиная с $\omega \cong 10^3$, превосходит ток проводимости.

На рис. 33 по данным табл. 7 построены кривые тока в функции от времени в течение запорного полупериода. Кривая *АА* дает j/j^A , причем пунктиром показаны значения для высоких частот, вычисленные по формуле (72.9). Кривая *ББ* дает $j_{\text{см}}/j_{\text{см}}^A$ при низких частотах по формулам (72.10), кривая *ВВ* — то же самое для высоких частот по формуле (72.11). Наконец, кривая *ГГ* дает отношение суммы

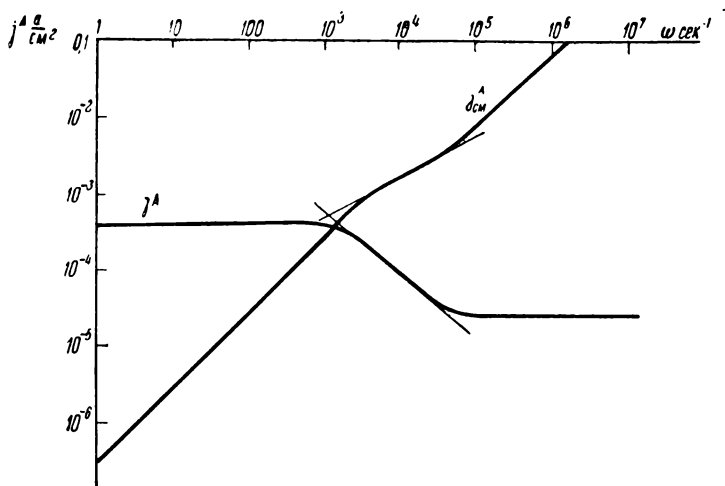


Рис. 32. Частотная зависимость амплитуды тока (в двойном логарифмическом масштабе).

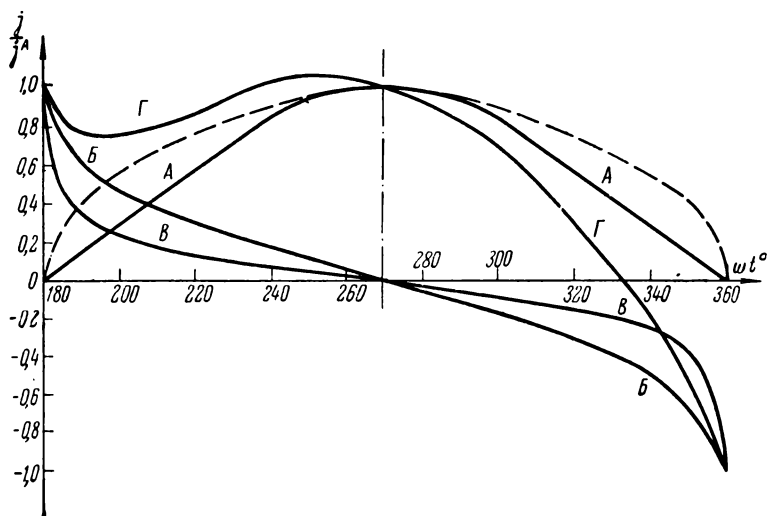


Рис. 33. Форма кривой тока через выпрямитель.

тока проводимости и смещения к амплитудному значению одного из них при низких частотах в том случае, когда их амплитудные значения равны, т. е. при $\omega \cong 10^3$. Кривая $\Gamma\Gamma$ и есть кривая суммарного тока, которая может быть получена на опыте с помощью осциллографа. При уменьшении частоты ток смещения убывает, и кривая суммарного тока приближается по форме к кривой AA . Наоборот, при повышении частоты ток смещения возрастает, и кривая суммарного тока приближается к кривой BB или BB . Интересно отметить, что форма кривой тока проводимости и тока смещения каждого в отдельности мало зависит от частоты.

Кривые рис. 32 и 33 несколько отличаются от аналогичных кривых в [3], так как в этой работе не были учтены силы изображения.

Теоретические расчеты были подтверждены в опытах Г. Б. Абдуллаева [3] по исследованию селеновых выпрямителей, изложенных нами в § 13. Сравнивая полученные им осциллограммы (рис. 14) с кривыми рис. 33, убеждаемся, что при частоте 20 гц осциллограмма воспроизводит теоретическую кривую AA , при частоте 100 гц — кривую $\Gamma\Gamma$ и при частоте 10 кгц — кривую BB . Лучшего совпадения теории с опытом трудно было ожидать, поскольку расчет относится к меднозакисным выпрямителям, а осциллограммы сняты с селенового выпрямителя.

Благодаря специфической форме кривой тока смещения роль его снижается. Даже при большом амплитудном значении тока смещения полное количество электричества, протекающее в запорном направлении, сравнительно невелико, а при $j^A \cong j_{cm}^A$ оно почти не изменяется током смещения, как это видно из сравнения площадей, ограниченных кривыми AA и BB .

Выше частоты порядка $\omega = 10^6$ полученные числовые формулы и построенные кривые перестают быть справедливыми вследствие значительного омического падения напряжения. При этом форма кривой тока смещения будет сильнее зависеть от частоты.

Резюмируя произведенное исследование, можно сказать следующее.

1. Влияние частоты прежде всего сказывается на установлении равновесия между подвижными и неподвижными зарядами, т. е. на концентрации неподвижных зарядов. Увели-

чение частоты приводит к уменьшению поля и возрастанию толщины запирающего слоя при той же амплитуде приложенного напряжения.

2. Благодаря уменьшению поля запирающий ток проводимости с повышением частоты убывает, поэтому ухудшение коэффициента выпрямления обусловлено только током смещения, который растет с частотой и при частотах порядка 10^3 гц в выпрямителе обычного типа в запирающий полупериод играет основную роль.

3. Для уменьшения тока смещения и улучшения коэффициента выпрямления высокочастотные выпрямители должны иметь возможно большую толщину химического запирающего слоя l , меньшую концентрацию N_3 примесных центров и меньшую диэлектрическую проницаемость ϵ . Иногда также выгодно иметь меньшее время жизни носителя тока τ , так как в этом случае снижение емкости происходит при меньшей частоте, значит в некоторой области частот уменьшение τ снижает ток смещения.

4. Вплоть до частот порядка 10^6 — 10^7 гц частота не влияет на перераспределение подвижных зарядов в запирающем слое выпрямителя.

Сделанные выводы перестают быть справедливыми, если ток через запирающий слой в значительной доле переносится электронами и особенно, если электроны затягиваются полем вглубь дырочного полупроводника в течение пропускного полупериода, что приводит к снижению пропускного сопротивления, как это отмечалось в конце § 58. Втягивание электронов на значительное расстояние — процесс сравнительно медленный и он будет зависеть от частоты. Поэтому с ростом частоты пропускное сопротивление должно возрастать. Количественное рассмотрение этого эффекта выходит за рамки настоящей теории. Опыты с селеновыми выпрямителями, проведенные Г. Б. Абдуллаевым [3], показывают что с ростом частоты пропускное сопротивление возрастает весьма незначительно, следовательно, в таких выпрямителях указанный эффект не играет существенной роли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ТЕОРИИ ВЫПРЯМЛЕНИЯ

Изложенная теория выпрямляющего действия полупроводников является некоторым этапом в изучении механизма выпрямления.

Возрастающие требования к твердым выпрямителям, расширение области их применения в сторону большего тока и напряжений вызывает дальнейшее усовершенствование теории и распространение ее на эти области. Уже сейчас намечаются некоторые пути развития теории. Наиболее перспективными с нашей точки зрения являются идеи, разрабатываемые киевской школой физиков во главе с В. Е. Лашкарёвым.

Работы киевской школы сводятся к количественному расчету втягивания электрическим полем вглубь полупроводника неосновных носителей тока из приконтактного слоя. В § 27, 58 и 72 уже было упомянуто, но чисто качественно, об этом эффекте и его влиянии на работу твердых выпрямителей.

Еще в 1950 г. В. Е. Лашкарёв ([⁸] к главе I), теоретически изучая биполярную диффузию в электрическом поле при введении в полупроводник из его пограничного слоя носителей тока противоположного типа по сравнению с основными носителями, указал на существование нового механизма выпрямления. Однако задача решалась в линейном приближении, т. е. для случая малой концентрации введенных носителей тока по сравнению с концентрацией основных, поэтому эффект выпрямления получался незначительный и не было очевидно, что он может играть существенную роль в технических твердых выпрямителях.

В дальнейшем ([6] к главе V) расчет биполярной диффузии был произведен при большой плотности тока, когда количество вводимых носителей тока велико и уже нельзя пренебречь омическим полем в толще полупроводника. Под действием этого поля введенные носители тока затягиваются внутрь полупроводника на расстояние, значительно превышающее диффузионную длину смещения, и могут достичь второго электрода. Поскольку в полупроводнике автоматически устанавливается нейтральность, введение носителей тока противоположного знака по сравнению с основными носителями тока вызывает возрастание концентрации и этих последних. Наличие добавочных носителей тока обоих знаков обеспечивает существенное уменьшение сопротивления всей толщи полупроводника в пропускном направлении.

В высоковольтных выпрямителях для создания более мощного запирающего слоя в запирающем направлении выгодно иметь основную толщу полупроводника с малой концентрацией примесей, т. е. с большим удельным сопротивлением. Поэтому уменьшение сопротивления благодаря биполярной диффузии имеет здесь особое значение. Легко видеть, что эффект этот наиболее выражен, если концентрация вводимых носителей тока в запирающем слое у электрода значительно превосходит нормальную концентрацию основных носителей тока в толще полупроводника.

Можно указать еще одно направление, в котором должна быть уточнена теория контактных явлений.

В существующих теориях контакт рассматривается слишком идеализировано как плоский или сферический. В действительности же, как показывают микрофотографии разрезов запирающего слоя, граница между металлом и полупроводником имеет рельеф, выступы и впадины неправильной формы. Следует подчеркнуть, что это относится не только к прижимным контактам, но и к тем случаям, когда металл тесно спаян с полупроводником. Пока такой рельеф поверхности контакта еще никем не учитывался, но возможно, что учет его приведет к некоторым особенностям характеристики выпрямителей.

ЛИТЕРАТУРА *)

К главе I

1. Ф. Ф. Волькенштейн, Электропроводность полупроводников. Гостехиздат, 1947.
2. Я. И. Френкель, Введение в теорию металлов. Гостехиздат, 1948.
3. Г. Бете и А. Зоммерфельд, Электронная теория металлов. ОНТИ, 1938.
4. А. Вильсон, Квантовая теория металлов. Гостехиздат, 1941.
- 5*. Б. И. Давыдов и И. М. Шмушкевич, Теория электронных полупроводников. УФН 24, 21, 1940.
6. Л. Бриллюэн, Квантовая статистика. ОНТИ Украины, 1934.
7. Ф. Зейтц, Современная теория твердого тела. Гостехиздат, 1949.
- 8*. А. И. Губанов, ЖЭТФ 26, 139, 1954 (Зонная теория одномерной модели жидкости).
- 9*. А. И. Губанов, ЖЭТФ 28, 401, 1955 (Зонная теория трехмерной модели жидкости).
- 10*. А. И. Губанов, ЖЭТФ 30, 1956 (Рассеяние электронов в жидкости, связанное с нарушением дальнего порядка).
- 11*. С. В. Вонсовский, УФН 48, 289, 1951 (Вопросы современной квантовой теории электронных проводников).
- 12*. С. В. Вонсовский и В. С. Галишев, ЖЭТФ 25, 584, 1953 (К теории электропроводности полупроводников).
- 13*. В. Л. Бонч-Бруевич, УФН 56, 55, 1955 (Физические идеи метода элементарных возбуждений).
- 14*. С. И. Пекар, Исследования по электронной теории кристаллов. Гостехиздат, 1951.
- 15*. Дискуссия о зонной теории в ЖТФ: А. И. Ансельм 21, 489, 1951; В. Л. Бонч-Бруевич 21, 853, 1951; Ф. Ф. Волькенштейн 21, 1544, 1951; С. В. Тябликов 22, 325, 1952; С. И. Пекар 22, 1062, 1952; Ф. Ф. Волькенштейн 23, 703, 1953; С. В. Тябликов, 23, 715, 1953.
- 16*. И. Е. Тамм, Sow. Phys. 1, 733, 1932; ЖЭТФ 3, 34, 1933 (О возможной связи электронов на поверхностях кристалла).

*) Звездочками отмечены работы, на которые имеются ссылки в тексте книги. Названия журнальных статей заключены в скобки.

- 17*. W. Shockley, Phys. Rev. 56, 317, 1939 (О поверхностных состояниях, связанных с периодическим потенциалом).
- 18*. W. Pollard, Phys. Rev. 56, 324, 1939 (Использование поверхностных состояний для объяснения активированной адсорбции).
- 19*. В. Шокли, Теория электронных полупроводников. ИЛ, 1953.
- 20*. J. Bardeen, Phys. Rev. 71, 717, 1947 (Поверхностные состояния и выпрямление на контакте металл — полупроводник).
- 21*. J. Bardeen a. S. Morrison, Physica 20, 873, 1954 (Поверхностные барьеры и поверхностная проводимость).
- 22*. W. Meyerhof, Phys. Rev. 71, 727, 1947 (Контактная разность потенциалов в кремниевых кристаллических выпрямителях).
- 23*. W. Brattain a. C. Garret, Physica 20, 885, 1954 (Поверхностные свойства полупроводников).
- 24*. В. Е. Лашкарёв, Изв. АН СССР, сер. физ. 16, 203, 1952 (Работа выхода и проводимость полупроводников при наличии поверхностных зарядов).
- 25*. Ф. Ф. Волькенштейн, ЖФХ 22, 311, 1948 (Электронная теория промотирования и отравления ионных катализаторов).
26. К. С. Шифрин, ЖТФ 14, 40, 1944 (Условия, при которых наступает заметное вырождение электронного газа в полупроводнике).
27. К. С. Шифрин, ЖТФ 14, 49, 1944 (К теории электрических свойств полуметаллов).
28. В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ДАН 62, 55, 1948 (Определение знака световых носителей тока).
- 29*. С. М. Рывкин, ЖТФ 18, 1521, 1948 (Конденсаторный метод исследования фото-э. д. с.).
30. В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ДАН 68, 673, 1949 (О механизме фотопроводимости закиси меди).
31. С. М. Рывкин, ДАН 63, 487, 1949 (Комплексное исследование фотопроводимости закиси меди).
32. Н. А. Толстой и П. П. Феофилов, ЖЭТФ 19, 421, 1949 (Новый метод изучения процессов релаксации).
33. Н. А. Толстой и П. П. Феофилов, УФН 41, 44, 1950 (Новый метод исследования релаксационных процессов).
34. А. Ф. Иоффе, Полупроводники в современной физике. Изд. АН СССР, 1954.

К главе II

1. А. З. Левинзон, Полупроводниковые выпрямители. Госэнергоиздат, 1948.
- 2*. Г. Хениш, Полупроводниковые выпрямители. ИЛ, 1951.
- 3*. К. Б. Карандеев, Полупроводниковые выпрямители в измерительной технике. Изд. АН УССР, Киев, 1954.
- 4*. Кристаллические детекторы, Сборник переводов под ред. Е. Я. Пумпера. Изд. Советское радио, Москва, 1950.
- 5*. Полупроводниковые электронные приборы. Сборник переводов под ред. А. В. Ржанова. ИЛ, 1953.
- 6*. Г. Б. Абдуллаев, Диссертация и автореферат к ней. Л. 1953. (Исследование физических процессов, происходящих в селеновых выпрямителях).

- 7*. Г. Б. Абдуллаев, Электронные полупроводники и их применение. Изд. АН Азербайдж. ССР, Баку, 1952 (на азербайджанском языке).
8. J. Preston, Proc. Roy. Soc. (A) **202**, 449, 1950 (Структура и механизм селенового выпрямителя и фотоэлемента).
- 9*. В. Е. Лашкарьев Изв. АН СССР, сер. физ., **442**, 1941 (Исследование запорного слоя методом термозонда).

К главе III

1. А. И. Губанов, ЖЭТФ **21**, 79, 1951 (К теории электропроводности полупроводников со смешанной проводимостью).
- 2*. Р. Беккер, Теория электричества, т. II, Электронная теория. Гостехиздат, 1941.
- 3*. К. С. Шифрин, ЖТФ **14**, 49, 1944 (К теории электрических свойств полуметаллов).
- 4*. С. И. Пекар, ЖЭТФ **10**, 1210, 1940 (Теория контакта металла с диэлектриком или полупроводником).
- 5*. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ **10**, 1342, 1940 (Переходные сопротивления в полупроводниках).
- 6*. Н. Мотт и Р. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ, 1950.
- 7*. Lehnies, Phys. Rev. **75**, 1100, 1949 (О потоке дырок в германиевом транзисторе).
- 8*. В. А. Лашкарьев, ДАН **73**, 929, 1950; Изв. АН СССР, сер. физ., **16**, 186, 1952 (Диффузия носителей тока в полупроводниках со смешанной проводимостью).
9. W. H. Isay, Ann. Phys. **13**, 327, 1953 (К теории электропроводности полупроводников).
10. W. Roosbroeck, Phys. Rev. **91**, 282, 1953 (Перенос добавочных носителей тока в однородном полупроводнике).

К главе IV

- 1*. N. Mott, Proc. Roy. Soc. **171**, 27, 1939 (Теория кристаллического выпрямителя).
- 2*. W. Schottky, Z. f. Phys. **118**, 539, 1942 (Упрощенная и обобщенная теория твердых выпрямителей).
- 3*. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ **9**, 451, 1939 (О контактном сопротивлении полупроводников).
- 4*. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ **10**, 1342, 1940 (Переходные сопротивления в полупроводниках).
- 5*. С. И. Пекар, ЖЭТФ **10**, 1210, 1940 (Теория контакта металла с диэлектриком или полупроводником).
- 6*. W. Schottky, Z. f. Phys. **113**, 367, 1939 (К теории полупроводниковых выпрямителей и детекторов).
- 7*. W. Schottky u. E. Spenke, Veröff. Siemens Werken, **18**, 1, 1939 (Количественная теория объемного заряда и приконтактного слоя в кристаллическом выпрямителе).
- 8*. H. Bethe, MTT Report, **43**, № 12, 1942.

- 9*. E. Spenke, Z. f. Phys. 126, 67, 1949 (К теории приконтактного слоя твердых выпрямителей).
- 10*. F. Rose u. H. Schmidt, Z. f. Naturforsch., 2a, 226, 1947 (Объяснение явления формовки запирающего слоя селеновых выпрямителей).
- 11*. V. Johnson, B. Smith a. H. Yearian, J. Appl. Phys. 21, 285, 1950 (Характеристики кремниевых и германиевых точечных твердых выпрямителей, II. Многоконтактная теория).
- 12*. P. Landsberg, Proc. Roy. Soc. (A) 206, 463, 477, 1951 (Теория характеристик выпрямителя на постоянном токе и к теории неоднородного запирающего слоя выпрямителя).
13. P. Landsberg, Z. Phys. Chem. 193, 75, 1951 (Современное состояние теории контактных выпрямителей).
14. P. Landsberg, Proc. Roy. Soc. (B) 65, 397, 1952 (Дальнейшие результаты в общей теории выпрямителей с запирающим слоем).
- 15*. E. Billig a. D. Tech, Proc. Roy. Soc. (A) 207, 156, 1951 (Применение модели сил изображения к теории контактного выпрямления и пробоя выпрямителя).
16. E. Billig a. P. Landsberg, Proc. Roy. Soc. (A) 63, 101, 1950 (Характеристики выпрямителей со сложным запирающим слоем).
17. Courant, Phys. Rev. 69, 684, 1946 (Силы изображения и туннельный эффект в кристаллических выпрямителях).
18. C. Dilworth, Proc. Phys. Soc. 60, 315, 1948 (Влияние поверхностных пленок на электрическое поведение контактов).
19. А. И. Губанов, ЖТФ 23, 675, 1953 (Теории твердых выпрямителей и контактов полупроводников. I. Работы советских авторов).
20. А. И. Губанов, ЖТФ 23, 1287, 1953 (Теории твердых выпрямителей и контактов полупроводников. II. Обзор иностранной литературы).
- 21*. А. В. Иоффе, ЖЭТФ 15, 721, 1945 (Электрические сопротивления на контакте полупроводников с металлами).
22. M. S. Tszner, Revue générale d'électricité 63, 319, 1954 (Теория сложных выпрямляющих систем полупроводников по новейшим исследованиям).

К главе V

1. А. И. Губанов, ЖЭТФ 22, 204, 1952 (Теория контакта металла с полупроводником при большой контактной разности потенциалов).
2. J. Gunn, Proc. Phys. Soc., B 67, 575, 1954 (Теория выпрямления и впрыскивания на контакте металл—полупроводник).
3. W. Schultz, Z. für Physik 138, 598, 1954 (К теории выпрямления на контакте металл—полупроводник).
4. M. Cutler, Phys. Rev. 96, 255, 1954 (Поток электронов и дырок через область поверхностного барьера в точечных выпрямителях).

- 5*. К. Б. Толпыго и И. Г. Заславская, ЖТФ 23, 955, 1955 (Биполярная диффузия в полупроводниках при значительных токах).

К главе VI

- 1*. Д. Блохинцев и Б. И. Давыдов, ДАН 21, 22, 1938 (К теории твердых выпрямителей).
2. А. И. Губанов, ЖТФ 21, 304, 1951 (Теория контакта двух полупроводников с проводимостью одного типа).
3*. И. И. Андрианова и И. Л. Сокольская, ЖТФ 21, 713, 1951 (К вопросу о выпрямляющих свойствах сернистого свинца).

К главе VII

- 1*. Б. И. Давыдов, ЖТФ 8, 3, 1938 (О выпрямляющем действии полупроводников).
2*. Б. И. Давыдов ДАН 20, 279, 1938 (О выпрямлении тока на границе между двумя полупроводниками).
3. А. И. Губанов, ЖЭТФ 21, 721, 1951 (Теория контакта двух полупроводников со смешанной проводимостью).
4*. J. McDugall а. E. Stoner, Phil. Trans. 237, 67, 1938 (Вычисление функций Ферми—Дирака).

К главе VIII

1. А. И. Губанов, ЖТФ 20, 1287, 1950 (Теория контакта двух полупроводников с различным типом проводимости).

К главе IX

- 1*. А. В. Иоффе, ЖТФ 18, 1498, 1948 (Выпрямление на границе двух полупроводников).
2*. А. В. Иоффе, ЖЭТФ 15, 721, 1945 (Электрическое сопротивление на границе полупроводника с металлом).
3*. В. П. Жузе и И. В. Курчатов, ЖЭТФ 2, 309, 1932 (К вопросу об электропроводности закиси меди).
4*. E. Engelhard, Ann. der Phys. 17, 501, 1933 (Электрические и оптические свойства полупроводников).
5*. W. Meyer, Z. f. Phys. 85, 278, 1933 (Об электропроводности неорганических веществ с электронной проводимостью).
6*. W. Meyer, Z. f. Techn. Phys. 16, 355, 1935 (К электропроводности полупроводников).
7*. W. Hartman, Z. f. Phys. 102, 709, 1936 (Электрические исследования полупроводящих окислов).
8*. Б. И. Болтакс, Ф. И. Васенин и А. Э. Салунина, ЖТФ 21, 352, 1951 [Электрические и термоэлектрические свойства частично восстановленной (голубой) окиси титана].

- 9*. Э. И. Адирович, Некоторые вопросы люминесценции кристаллов. Гостехиздат, 1951.
- 10*. А. И. Губанов, ЖТФ 22, 729, 1952 (К теории контактных явлений в полупроводниках).

К главе X

- 1*. В. Шокли, Теория электронных полупроводников. ИЛ, 1953
- 2*. W. Shockley, Bell System Technical Journal 28, 435, 1949 (Теория p — n -перехода в полупроводниках и p — n -транзисторах).
- 3*. B. Serin, Phys. Rev. 69, 357, 1946 (Термообработка полупроводников и контактное выпрямление).
- 4*. F. S. Goucher, G. Pearson, M. Sparks, G. Teal and W. Shockley, Phys. Rev. 81, 637, 1951 (Теория и эксперимент для n — p -перехода в германии).
- 5*. Полупроводниковые электронные приборы. Сборник переводов под ред. А. В. Ржанова. ИЛ, 1953.
- 6*. E. Sprengel, Z. angew. Phys. 5, 472, 1953 (Физические основы действия выпрямителей и транзисторов).

К главе XI

- 1*. С. И. Пекар, ЖЭТФ 9, 534, 1939 (О выпрямительном действии полупроводников с запорными слоями).
- 2*. Н. Фан, Phys. Rev. 74, 1505, 1948 (Теория выпрямления на изолирующем слое).
- 3*. В. П. Жузе, Nature 132, 242, 1933; Sow. Phys. 7, 1, 1935 (Запирающий слой выпрямителей).
- 4*. Mönch, Z. f. Phys. 68, 244, 1931 (Сравнение двух методов определения контактных потенциалов в полупроводниках).
- 5*. В. М. Тучкевич, Диссертация. Л., 1939. (Запирающий слой меднозакисных выпрямителей).
- 6*. И. В. Курчатов, ЖТФ 1, 632, 1931 (Твердые выпрямители).
- 7*. П. В. Шаравский, ЖТФ 6, 1531, 1933 (Влияние высоких давлений на свойства меднозакисных выпрямителей).
- 8*. А. И. Губанов, ЖТФ 22, 381, 1952 (Теория твердых выпрямителей).
- 9*. А. И. Губанов, ЖТФ 24, 308, 1954 (К теории эффекта сильного поля в полупроводниках).
- 10*. Я. И. Френкель, ЖЭТФ 8, 1292, 1938 (К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках).
- 11*. Л. Д. Ландау и А. Компанеец, ЖЭТФ 5, 276, 1935 (Об отклонении полупроводников от закона Ома в сильных электрических полях).
- 12*. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ 6, 463, 471, 1936 (О распределении скоростей электронов, движущихся в электрическом поле).
- 13*. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ 7, 1069, 1937 (К теории движения электронов в газах и полупроводниках).
- 14*. Н. Л. Писаренко, Изв. АН СССР, 631, 1938 (Поведение полупроводников в сильных электрических полях).

15. H. Krömer, Z. für Physik. **134**, 435, 1953 (К теории германиевых выпрямителей и транзисторов).
16. А. В. Ржанов, ДАН **93**, 389, 1954 (Влияние рекомбинации на контакте на вольтамперную характеристику выпрямителя).

К главе XII

- 1*. W. Schottky, Z. f. Phys. **132**, 201, 1952 (К поведению выпрямителей с контактным слоем при высокой частоте).
- 2*. И. М. Шмушкевич, ЖЭТФ **18**, 462, 1948 (Зависимость контактного сопротивления полупроводников от частоты поля).
- 3*. G. Jaffe, Phys. Rev. **85**, 354, 1952 (Теория электропроводности полупроводников).
- 4*. W. Schottky и E. Spenke, Veröff. Siemens Werken. **18**, I, 1939 (Количественная теория объемного заряда и приконтактного слоя в кристаллическом выпрямителе).
- 5*. P. Landsberg, Proc. Roy. Soc. (A) **206**, 463, 477, 1951 (Теория характеристик выпрямителя на постоянном токе и к теории неоднородного запирающего слоя выпрямителя).
- 6*. F. Rose и H. Schmidt, Z. f. Naturforsch. **2a**, 226, 1947 (Объяснение явления формовки запирающего слоя селеновых выпрямителей).

К главе XIII

1. А. И. Губанов, ЖТФ **22**, 1803, 1952 (Динамическая теория твердых выпрямителей. I. Пределы применимости статической теории).
2. А. И. Губанов, **22**, 1814, 1952 (Динамическая теория твердых выпрямителей, II).
- 3*. Г. Б. Абдуллаев, Диссертация и автореферат к ней. Л., 1953. (Исследование физических процессов, происходящих в селеновых выпрямителях).
4. С. Г. Калашников и Н. А. Пенин, ЖТФ **25**, 1111, 1955 (Влияние частоты на выпрямительные свойства полупроводниковых диодов при малом переменном напряжении).

Приведенный перечень литературы отнюдь не претендует на полноту. Подробный список иностранной литературы до 1951 г. приведен в [2] к главе II.

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строки	Напечатано	Следует читать
81	ф-ла (16.21)	$-k_{18}n_3$	$-k_{31}n_3$
201	10 сверху	$n_3 n_2 \frac{N_3 - n_2}{N_3 - n_3^0}$	$n_3^0 n_2^0 \frac{N_3 - n_3}{N_3 - n_3^0}$
203	формула (43.8)	$e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_k + \tilde{\mu}_1 - \tilde{\mu}_2}$	$e^{\tilde{V}_3 - \tilde{V}_k + \tilde{\mu}_1 - \tilde{\mu}_3}$
254	3 сверху	$x = d$	$x = -d$
270	6 снизу	$E \rightarrow \infty$	$E \rightarrow 0$
319	ф-ла (68.14)	$1 + \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}$	$1 - \frac{LV_1 \sin \omega t}{Ru_2 k T n_2^\infty}$
330	после ф-лы (71.4)	$e^{\tilde{\mu}_3}$	$e^{-\tilde{\mu}_3}$

