

Берклеевский
Курс
Физики

том IV



Э. ВИХМАН

**КВАНТОВАЯ
ФИЗИКА**

Берклевский
Курс
Физики

Т О М IV

Э. ВИХМАН

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ, СТЕРЕОТИПНОЕ

Перевод с английского
под редакцией
А. И. Шальникова и А. О. Вайсенберга



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1977

530.1
В 54
УДК 530.1

QUANTUM PHYSICS

BERKELEY PHYSICS
COURSE

Volume IV
Eyvind H. WICHMANN

McGRAW-HILL BOOK COMPANY

Квантовая физика. Э. Вихман. Издание 2-е, стереотипное. Перевод с англ. Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1977.

Книга представляет собой четвертый том курса общей физики, изданного преподавателями Калифорнийского университета в г. Беркли. В ней изложены основные квантовомеханические идеи, тщательно обосновывается принцип неопределенности, рассматривается теория Шредингера и проблемы элементарных частиц и их взаимодействия.

Таблиц 18. Иллюстраций 187.

© Перевод на русский язык, Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1974.

20402—033
В $\frac{053(02)-77}{96-77}$

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие общего редактора русского перевода	5
Предисловие редактора перевода IV тома	6
Из предисловия к Берклеевскому курсу физики	7
Из предисловия к IV тому	9
Указания для преподавателей и студентов	11
Глава 1. Введение	15
Обзор квантовой физики (15). Атомы и элементарные частицы (18). Пределы применимости классической теории (26). Открытие постоянной Планка (30). Фотоэлектрический эффект (40). Проблема стабильности и размера атомов (44). Задачи (49). Дополнительная литература (51).	
Глава 2. Порядки физических величин в квантовой физике	52
Единицы и физические константы (52). Энергия (58). Порядок величин в атомной и молекулярной физике (62). Наиболее важные факты физики ядра (73). Гравитационные и электромагнитные силы (80). О численных оценках (82). Дополнительная тема: фундаментальные константы природы (84). Задачи (91). Дополнительная литература (94).	
Глава 3. Уровни энергии.	95
Схемы уровней (95). Конечная ширина уровней энергии (107). Продолжение обсуждения схем уровней (114). Расширение спектральных линий вследствие доплер-эффекта и столкновений (134). Дополнительная тема: к теории электромагнитных переходов (136). Задачи (142). Дополнительная литература (145).	
Глава 4. Фотоны	146
Фотон как частица (146). Комптон-эффект, тормозное излучение, образование пар и аннигиляция (156). Можно ли «расщепить» фотон? (168). Задачи (179). Дополнительная литература (181).	
Глава 5. Материальные частицы	182
Волны де Бройля (182). Теория дифракции на периодических структурах (193). Существует лишь одна постоянная Планка (200). Можно ли «расщепить» волны материи? (203). Волновое уравнение и принцип суперпозиции (208). Дополнительная тема: векторное пространство физических состояний (213). Задачи (217). Дополнительная литература (220).	
Глава 6. Принцип неопределенности и теория измерений	222
Принцип неопределенности Гейзенберга (222). Измерения и статистические ансамбли (235). Амплитуды и интенсивности (252). Можно ли в принципе предсказать исход каждого измерения? (258). Поляризованный и неполяризованный свет (261). Задачи (264). Дополнительная литература (267).	

Глава 7. Волновая механика Шредингера	269
Нерелятивистское волновое уравнение Шредингера (269). Некоторые простые «барьерные задачи» (279). Теория альфа-радиоактивности (291). Дополнительная тема: нормировка волновой функции (303). Задачи (306). Дополнительная литература (308).	
Глава 8. Теория стационарных состояний	309
Квантование как проблема собственных значений (309). Гармонический осциллятор. Колебательное и вращательное возбуждения молекул (326). Водородоподобные системы (338). Дополнительная тема: переменные положения и импульса в теории Шредингера (343). Задачи (348). Дополнительная литература (352).	
Глава 9. Элементарные частицы и их взаимодействия	353
Процессы столкновения и волновая картина (353). Что понимается под частицей? (369) Основные идеи квантовой теории поля (381). Пионы и ядерные силы (392). Последние замечания (398). Задачи (398). Дополнительная литература (400).	
Приложения	402
Предметный указатель.	407

ПРЕДИСЛОВИЕ ОБЩЕГО РЕДАКТОРА РУССКОГО ПЕРЕВОДА

Мы являемся свидетелями возникновения новых отраслей физики и все более глубокого проникновения ее во все области современной науки и техники. Возникает вопрос: как при этом правильно поставить преподавание общей физики, являющейся основой мировоззрения и специальных знаний будущего ученого и инженера? Что действительно важно понять и знать и чем можно пренебречь?

Вопросы об улучшении преподавания общего курса физики часто обсуждаются, однако принимаемые решения обычно не идут дальше очередного изменения программ. Одной из попыток создания современного курса общей физики были «Фейнмановские лекции по физике», получившие у нас заслуженное признание. Другая попытка радикального решения этой проблемы была предпринята в университете г. Беркли (США, Калифорния), где в 1961 г. был создан специальный комитет, состоявший из ученых, поставивших своей целью создание учебника нового типа. Первые два тома этого учебника (механика, электричество и магнетизм) вышли в 1965 г., в последние годы закончено издание трех остальных томов (волны, квантовая и статистическая физика). Кроме того, три небольшие книги содержат описание тридцати шести работ Берклеевской физической лаборатории, идейно связанной с новым общим курсом.

Создатели Берклеевского курса стремились изложить в учебнике классическую физику, органически связав ее с основными идеями специальной теории относительности, квантовой физики и статистики, — именно в этом-то и заключены главные достоинства учебника.

Курс предназначен не только для физиков, но и для будущих инженеров, химиков и биологов. Объем его значительно превосходит претензии даже физиков и оставляет поэтому как преподавателю, так и студенту большую свободу в выборе материала.

Следует отметить прекрасную организацию курса. Превосходные рисунки, большое количество задач различной трудности (часто из смежных с физикой областей), описание классических опытов и выдержки из оригинальных работ увеличивают ценность и привлекательность курса.

Инициатива перевода на русский язык Берклеевского курса физики в значительной степени принадлежит С. П. Калице. Настоящий том отредактирован А. О. Вайсенбергом.

Мы уверены, что Берклеевский курс физики окажется интересным и полезным широкому кругу учащихся и преподавателей.

А. И. Шальников

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА IV ТОМА

Настоящий, четвертый том Берклеевского курса физики написан профессором Калифорнийского университета в Беркли Э. Вихманом — специалистом по квантовой теории поля. Это предпоследний том курса, но в переводе, как и в американском издании, тома вышли не в последовательном порядке, пятый том уже вышел и, таким образом, четвертый том завершает пятитомный курс.

Автор в своем предисловии подробно изложил принципы построения книги. Нам остается лишь подчеркнуть, что основное внимание в ней уделено идеям, а факты иллюстрируют возникновение и развитие идей. Изучив книгу и предложенные задачи, студент приобретает первые навыки квантовомеханического мышления и практического применения квантовых законов к атомным и ядерным проблемам.

Автор снабдил книгу большим количеством тщательно отобранных ссылок на оригинальные классические работы и практически весь иллюстративный материал книги почерпнут из таких работ. Это обстоятельство должно облегчить студенту переход к чтению современных экспериментальных работ, опубликованных в научных журналах. Разумеется, не все указанные в книге источники могут быть доступны студентам, и мы старались учесть это обстоятельство, указав в списках дополнительной литературы к каждой главе подходящие обзоры, печатавшиеся в журнале «Успехи физических наук», в сборниках «Над чем думают физики», выпускаемых издательством «Наука», а также в других доступных читателю источниках.

Редактор удержался от искушения заменить иллюстративный материал книги, касающийся элементарных частиц, более поздними данными. И без этого настоящий том, вышедший в 1967 г., оказывается достаточно современным даже в своих последних главах.

А. О. Вайсенберг

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К БЕРКЛЕЕВСКОМУ КУРСУ ФИЗИКИ

Предлагаемый элементарный курс физики для колледжей рассчитан на двухлетнее обучение студентов, специализирующихся в естественных и технических науках. Авторы стремились представить элементарную физику, насколько возможно, в том виде, в каком она используется самими физиками, активно работающими в этой науке. Мы пытались создать такой курс, в котором особое внимание было бы уделено основам физики и последовательно изложены основные идеи специальной теории относительности, квантовой и статистической физики.

Наш курс доступен любому студенту, который знает физику в объеме средней школы. Курс математики, состоящий из дифференциального и интегрального исчисления, должен изучаться параллельно.

В настоящее время в США подготавливается к печати несколько новых курсов физики для колледжей. Идея их создания занимала многих физиков; она явилась следствием прогресса в естественных и технических науках и возрастающих требований к преподаванию естественных наук в средней и высшей школах. Наш курс был задуман в обсуждениях, проходивших в 1961 г. с Ф. Моррисоном из Корнелльского университета и Ч. Киттелем. Мы получили поддержку Дж. Мэйса и его коллег из Национального научного фонда и У. Мишеля, который был тогда председателем комиссии по преподаванию физики в колледжах. Для руководства курсом на его начальных стадиях был организован неофициальный комитет. Вначале он состоял из Л. Альвареца, У. Фреттера, Ч. Киттеля, У. Найта, Ф. Моррисона, Э. Парселла, М. Рудермана и Дж. Захариаса. Комитет собрался впервые в мае 1962 г. в Беркли и наметил предварительные основы совершенно нового курса физики. Из-за большой занятости некоторых членов комитета состав его был частично изменен, и с января 1964 г. этот комитет включал нижеподписавшихся лиц. Участие других авторов указано в предисловиях к отдельным томам.

Предварительные обсуждения оказали существенное влияние на окончательный результат нашей работы. В этих обсуждениях были детально рассмотрены проблемы, которые, как мы считали, следует излагать начинающим студентам колледжа естественных и техниче-

ских наук. Мы не задавались целью создать курс специально для особо выдающихся студентов, но старались объяснить основы физики со свежих и уже установившихся точек зрения. Поэтому некоторые части курса могут оказаться для преподавателей такими же новыми, как для студентов.

Курс состоит из пяти томов: I. Механика (Киттель, Найт, Рудерман). II. Электричество и магнетизм (Парселл). III. Волны и колебания (Крауфорд). IV. Квантовая физика (Вихман). V. Статистическая физика (Рейф). Авторы каждого тома могли по своему усмотрению выбирать стиль и метод изложения, наиболее соответствующие предмету.

Работа над курсом побудила А. Портиса создать новую лабораторию общей физики, известную теперь под названием Берклеевской физической лаборатории. Может показаться, что в нашем курсе, излагающем основы физики, эксперименту уделено недостаточное внимание. Дело, однако, в том, что важнейшие эксперименты выполняются в лаборатории, которая создана специально для того, чтобы дополнить курс лекций.

*Ю. Комминс, У. Найт, А. Портис,
Ф. Рейф, Э. Вихман, Ф. Крауфорд,
Ф. Моррисон, Э. Парселл, М. Рудерман,
Ч. Киттель, председатель*

Беркли, Калифорния

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К IV ТОМУ

Настоящий том Берклеевского курса физики посвящен квантовой физике. Эта книга носит вводный характер и предназначена для студентов, обладающих знаниями, приблизительно соответствующими основному содержанию предшествующих томов курса. Основным читателем книги, я предполагаю, будет студент-второкурсник физической или технической специальности. Переносить изучение основных квантовых явлений на более поздние курсы мне кажется неправильным и нежелательным, особенно принимая во внимание бурное развитие квантовой физики за последние 50 лет. Правильно сбалансированный вводный курс должен непременно отразить этот процесс.

Не следует думать, что квантовая физика принципиально труднее других областей физики. В любой области физики, наряду с явлениями простыми и ясными, мы встречаем и такие, которые воспринять очень трудно. Правда, было время, когда и квантовые явления казались весьма таинственными и сложными. В тот период, когда «целину» этой науки только начали подымать, физики испытывали реальные психологические трудности, возникавшие частично вследствие укоренившихся предрассудков, связанных с привычной классической картиной мира, а частично за счет неполного и отрывочного характера имевшихся экспериментальных данных. Однако современный студент не должен испытывать те же трудности. Теперь хорошо известно, что классическое описание лишь приблизительно верно и что имеется огромное множество экспериментальных данных, подтверждающих и освещающих различные аспекты современных теорий. Автор уверен, что в море известных фактов можно найти такие, которые достаточно ясны и прозрачны для обсуждения и в то же время пригодны для выяснения основных идей и принципов. Автор надеется, что студенты, привыкшие размышлять о простых, но значительных физических явлениях, не сочтут эти факты более таинственными, чем, например, явление всемирного тяготения.

В этой книге автор стремился отобразить характерные квантовые явления, с помощью которых читатель смог бы познакомиться с типичными порядками физических величин в микрофизике и при-

учиться мыслить квантовомеханически. Автор старался включить в рассмотрение явления, имеющие особо важное значение для понимания квантовых идей, и в то же время упростить все рассуждения. Приведенные примеры отобраны из различных областей микрофизики, не пытаясь при этом дать их детальное и систематическое описание. Автору кажется, что такое описание не подходит для данного курса.

Для пользования книгой требуются умеренные знания математики. Предполагается, что студент уже владеет математическим анализом, включая решение простых дифференциальных уравнений, и основами векторного анализа. Чтобы избежать смещения внимания с физики к математике, в книгу не включены темы, которые на данном уровне могли бы показаться математически трудными. Так, например, совсем не рассматриваются вопросы, требующие знания специальных функций или методов разделения переменных в теории дифференциальных уравнений с частными производными. Автор должен с огорчением заметить, что он не предполагал также знакомства студентов с теорией матриц. Поэтому пришлось не без сожаления отказаться от рассмотрения вопросов, для которых теория матриц представляется наиболее подходящим математическим методом.

Разумеется, в аудитории невозможно изучить весь изложенный в книге материал, да в этом и нет необходимости. Наоборот, преподаватель имеет широкую возможность выбрать вопросы, подходящие для обсуждения. Чтобы облегчить этот выбор и вообще планирование курса, в следующих ниже указаниях для преподавателей и студентов подробно рассмотрены цели каждой главы и очерчена некая программа-минимум. Нет беды в том, что материал этой книги превосходит объем, подходящий для изложения в аудитории. Книга, вероятно, будет полезна студентам, которые пожелают использовать ее как дополнение к лекциям.

Э. Вихман

Октябрь 1967 г.
Беркли, Калифорния

УКАЗАНИЯ ДЛЯ ПРЕПОДАВАТЕЛЕЙ И СТУДЕНТОВ

Книга состоит из девяти глав, каждая из которых разделена на большое число пронумерованных пунктов. Отдельный пункт соответствует определенной идее или определенному шагу в рассуждениях. Уравнения, рисунки и таблицы текста обозначаются номером пункта, в котором они содержатся или к которому относятся. Библиографические ссылки к тексту даны в сносках. Общая библиография указана в конце каждой главы. Таблицы физических величин приведены в приложении. Задачи для индивидуальной работы студента даются в конце глав. Наиболее подготовленные студенты решат большую часть этих задач.

Приведенная библиография относится к оригинальным работам, другим учебникам и популярным обзорам типа тех, которые помещаются в журнале «Scientific American» *). Студент должен иметь в виду, что, ограничившись одними учебниками, он получит искаженную картину состояния физики. Учебник способствует систематическому изучению предмета, но не может в достаточной мере отразить богатство и разнообразие интеллектуальных достижений современной физики. Так, в книге весьма скудно описана экспериментальная часть дела. Чтобы облегчить читателю знакомство с литературой, в текст включены ссылки на оригинальные исследования. Я не надеюсь на то, что студент прочтет большое число этих работ, но если он заинтересуется определенной проблемой, то ему следует пойти в библиотеку и обратиться к оригинальным работам. Он, вероятно, натолкнется и на другие работы, которые тоже привлекут его, и, возможно, такое чтение станет для него привычным. Нет смысла, конечно, читать статьи, для понимания которых заведомо нет нужной подготовки. Существует много работ, особенно экспериментальных, которые вполне доступны студенту, и он должен делать свой выбор именно среди таких работ. Нужные советы можно получить у преподавателя. На этой стадии большую пользу студенту принесут популярные обзоры, которые познакомят его с современными работами в наиболее интересных областях.

*) У нас, например, в сборниках «Над чем думают физики», выпускаемых издательством «Наука». — *Прим. ред.*

Вопросу о единицах в этой книге уделено мало внимания. Преподаватели могут по собственному выбору пользоваться либо системой СИ, либо системой СГС. (Единственным пунктом, где это существенно, является постоянная тонкой структуры.) Константы приведены в обеих системах единиц, а экспериментальные результаты — в системе СИ. При изложении теории уравнения часто пишутся в безразмерном виде, где макроскопические единицы вообще не появляются.

Теперь перейдем к содержанию каждой главы, чтобы объяснить ее цель и указать, что в случае необходимости можно сократить. Часть материала в тексте обозначена как «дополнительные темы». Они не требуют от студента больших усилий для усвоения, чем основной текст, но несколько отходят от главной линии книги и поэтому могут быть опущены, причем понимание основного текста не пострадает.

Глава 1 носит вводный характер. В ней дан обзор квантовой физики и рассмотрены некоторые вопросы истории науки. Наиболее важным в этой главе является идея о том, что квантовая физика касается всей физики, а не только «микроскопических» явлений. В программе-минимум большая часть этой главы может быть оставлена для самостоятельного чтения и преподаватель может ограничить свои лекции содержанием пп. 27—52, где обсуждается значение постоянной Планка для всей физики. Задачи в конце главы не требуют специальной подготовки и могут быть рассмотрены в пределах программы-минимум.

В главе 2 рассмотрен порядок физических величин в микрофизике. Ее цели — познакомить студента с этими величинами, установить «естественные» комбинации физических констант и получить на основании простых моделей элементарные оценки. Эти цели нам представляются очень важными, и вся глава (вместе с задачами) требует большого внимания. В программе-минимум пп. 47—57 могут быть опущены.

Глава 3 посвящена вопросу об уровнях энергии. Однако теоретическое объяснение их существования дано позже, в главе 8. Столь необычный порядок изложения объясняется желанием перенести в конец книги все, что требует некоторого знакомства с дифференциальными уравнениями. В зависимости от степени математической подготовки студента этот порядок можно изменить. В главе 3 даны реальные примеры систем уровней и рассмотрены следствия из факта существования дискретных уровней энергии. Часть этой главы может быть оставлена для самостоятельного чтения. Важным вопросом, который следует подробно обсудить, является связь между временем жизни и шириной уровня (пп. 14—26).

В главе 4 рассмотрены волновые и корпускулярные свойства фотона. Представлены наиболее важные экспериментальные факты, и читатель должен научиться рассматривать их с квантовомеханической точки зрения. Эту главу, по-видимому, не следует сокращать.

Глава 5 посвящена волновой природе всех материальных частиц. Студент, прочитавший главы 4 и 5, поймет, что волновые свойства присущи всем частицам, встречающимся в природе, и получит несколько примеров проявления этих свойств. Он поймет также, почему волновые свойства частиц не противоречат макроскопической физике. Содержание главы 5, таким образом, в большой степени связано с экспериментом. Вывод уравнения Клейна — Гордона (пп. 36—46) не следует опускать. Интерпретация решений волнового уравнения как векторов в векторном пространстве (пп. 47—54) может быть оставлена для самостоятельного чтения или вовсе опущена. В программе-минимум в крайнем случае можно опустить дифракцию волн на периодической структуре (пп. 16—22), хотя не совсем правильно опускать теорию, которая имеет столь великолепные и очевидные экспериментальные применения.

В первой части главы 6 (пп. 1—19) обсуждается принцип неопределенности. Этот материал имеет решающее значение и не может быть опущен. Основная цель главы 6 — сформулировать и обсудить некоторые общие законы квантовомеханического мышления, в частности теории измерений и идеи статистического ансамбля и когерентной и некогерентной суперпозиции. При изложении этого вопроса я старался остаться на возможно более конкретном и физическом уровне. Все же нельзя отрицать, что обсуждение в этой главе заходит значительно дальше, чем обычно принято в книгах вводного типа, и многим читателям может показаться, что материал дан преждевременно. С другой стороны, я считаю, что некоторые основные идеи этой главы при соответствующем изложении не столь трудны и есть смысл попытаться изложить эти идеи пораньше.

Главы 7 и 8 представляют собой введение в теорию Шредингера. Я задался целью показать подробнее, как реально работает квантовомеханическая теория. В программе-минимум пп. 49—51 главы 7 и пп. 49—58 главы 8 можно опустить. Описание проникновения частиц через потенциальный барьер в случае α -распада (пп. 37—48 главы 7), по-видимому, опускать не следует.

В главе 9 рассмотрены взаимодействия между элементарными частицами. В пп. 1—18 рассмотрены процессы столкновения, а в пп. 19—31 — некоторые экспериментальные факты и теоретические идеи о частицах. За этим следует качественное рассмотрение основных идей квантовой теории поля. Непосредственным результатом такого рассмотрения является упрощенный вывод потенциала Юкавы в пп. 27—55. В программе-минимум можно вообще отказаться от главы 9, но где-то в курсе, по-видимому, все же должны быть сделаны некоторые замечания о проблеме взаимодействия частиц. Мне кажется, что она должна заинтересовать студентов, кроме того, это центральная проблема современной физики.

Задачи в конце глав предназначены иллюстрировать обсуждавшиеся проблемы. Они сильно различаются по степени трудности. Задач, которые требуют лишь подстановки численных значений в формулы, сравнительно немного. Смысл таких задач в том, чтобы

дать студенту представление о порядке встречающихся величин. При выборе автор руководствовался желанием подчеркнуть задачи, с помощью которых студент мог бы проверить свое понимание текста; не хотелось, чтобы они потонули в большом числе тривиальных задач. Если преподаватель решит пропустить часть текста, то, конечно, он сможет сделать то же самое и с задачами или заменить их другими.

Кроме отмеченных нами частей книги, которые без ущерба можно опустить, преподаватель может отказаться еще от тех или иных параграфов по своему усмотрению, а также упростить или укоротить обсуждения, не меняя характера книги. Таким образом, лекции по программе-минимум могут покрывать от половины до двух третей содержания курса. Это составит около 20 лекционных часов — минимальное время, которое можно уделить данной части курса квантовой физики.

ГЛАВА 1

ВВЕДЕНИЕ

Обзор квантовой физики

1. В этой части курса мы будем изучать физику атомов, ядер и элементарных частиц. При этом мы познакомимся с неизвестными нам еще свойствами природы, а именно с *квантовыми явлениями*. Поэтому настоящий том назван *квантовой физикой*. Современная математическая теория квантовых явлений носит название *квантовой механики*.

«Квантовую физику» не следует считать изолированной частью физики, не связанной с макроскопическим миром. В действительности она охватывает всю физику и ее законы в том виде, как они известны теперь, являются наиболее общими законами природы.

2. В предыдущих томах Берклевского курса мы изучали физические явления макромира. Законы природы, с которыми мы там познакомились, относятся к *классической физике*: В общем, можно сказать, что классическая физика имеет дело с явлениями, где вопрос о микростроении вещества не играет большой роли. В этом томе мы специально займемся изучением элементарных частиц и рассмотрим законы, объясняющие их свойства. Наше внимание мы, естественно, обратим к тем явлениям, в которых действие этих законов выявлено наиболее ясно. Это означает, что мы будем рассматривать лишь ситуации, в которых участвует небольшое число элементарных частиц. Таким образом, большая часть рассматриваемых в этой книге явлений относится к *микрофизике*.

Зная законы, управляющие поведением элементарных частиц, мы можем, в принципе, предсказать поведение макроскопических систем, которые состоят из очень большого числа таких частиц. Это означает, что законы классической физики следуют из законов микрофизики, и поэтому квантовая механика является основой для понимания как микромира, так и макромира.

3. Когда мы применяем законы классической физики к макроскопическим системам, то пытаемся описать лишь глобальные свойства таких систем. Нас интересует, например, движение «твердого тела» как целого, но мы отвлекаемся от движения элементарных

частиц, из которых оно состоит. Такова характерная особенность классических теорий: применяя их к макросистемам, мы игнорируем тонкие детали поведения последних, и не делаем попыток рассмотреть все аспекты ситуации.

Таким образом, законы классической физики имеют приближенный характер. Они являются предельным случаем более мощных и общих законов квантовой физики.

Иными словами, классические теории являются *феноменологическими теориями*. Такая теория описывает и обобщает экспериментальные данные в определенных областях физики. Феноменологические теории не претендуют на объяснение всех явлений в физике, но хорошая феноменологическая теория должна очень точно объяснить все явления в своей ограниченной области применения. Философски настроенный читатель, возможно, скажет, что, в сущности, *любая* физическая теория является «феноменологической» и различие между «фундаментальной» и «феноменологической» теориями есть всего лишь вопрос степени. Как физики, мы ясно ощущаем, однако, различие между обоими типами теорий. *Фундаментальные* законы природы отличаются большой общностью, их применимость не знает исключений. Мы рассматриваем их как универсальные и точные, пока эксперимент не докажет нам противного. Что касается законов, полученных из феноменологической теории, то мы с самого начала не считаем их универсальными; мы знаем, что они годятся (т. е. достаточно точно) лишь для ограниченной области явлений и за ее пределами могут полностью потерять свое значение.

4. Не следует, конечно, уменьшать значение феноменологических теорий. Они служат очень полезной цели — обобщают наш опыт в различных областях физики. Во многих случаях мы считаем, что располагаем теорией, основанной на фундаментальных законах, но явление настолько сложно, что точные предсказания с помощью такой теории оказываются весьма затруднительными. В подобных случаях мы обращаемся к упрощенной феноменологической теории, основанной частично на прямых экспериментальных фактах, частично на основных принципах фундаментальной теории. Иными словами, мы даем возможность самой физической системе выполнить часть теоретической работы. Кроме того, в физике возможна и такая ситуация, когда нам неизвестны фундаментальные законы. В этом случае любая феноменологическая теория (основанная на простой модели), которую мы способны построить, может оказаться путеводной нитью в поисках более мощной теории.

Когда мы пытаемся понять непривычное физическое явление, то весьма полезно сначала прибегнуть к наиболее простому — к теории или модели, которые уже себя оправдали в аналогичной ситуации. Если наша модель окажется подходящей, то мы чему-то научимся, если же она не годится, то и в этом случае мы чему-то научились.

Важно помнить, что модели — это только модели и что вся физика не описывается единственной моделью.

5. Часто говорят, что открытие квантовой механики привело к «революции» в физике. Это драматическое выражение, обладающее странной притягательной силой, предполагает решительный и полный переворот во взглядах. Необходимо, однако, иметь в виду, что законы классической физики остались непоколебленными, если ограничить их область применения явлениями, для которых классическая физика была создана. Движение маятника, например, и сегодня описывается законами, открытыми в XIX веке.

Более того, классические концепции зачастую оказываются хорошим приближением для рассмотрения *некоторых* особенностей микрофизических явлений. Очень важно, что мы понимаем пределы применимости классических концепций. В этой главе мы дадим читателю лишь общее представление об этих пределах. По мере расширения знаний он познакомится в последующих главах с квантовыми явлениями и приобретет более точное понимание этой важной проблемы.

Классические теории, как было с определенностью установлено огромным числом опытов, выполненных в нашем столетии, не имеют универсальной применимости. Мы познакомим читателя с некоторыми экспериментальными доказательствами, и он убедится в том, что действительно таковы свойства нашего мира.

6. Размышляя об изменениях, происшедших в физике в течение этого столетия, мы должны иметь в виду, что классическая физика не дала нам *исчерпывающей* теории строения вещества. Законы классической физики являются хорошими феноменологическими законами, но они не говорят нам всего о макроскопических телах. С помощью этих законов мы можем описать поведение (движение) механизмов, состоящих из пружин, рычагов, маховых колес и т. д., если мы располагаем такими «физическими константами», как плотность, модуль упругости и т. д., характеризующими вещество, из которого эти механизмы сделаны. Но классическая теория не может ответить, *почему* плотность или модуль упругости имеют именно такие значения, *почему* стержень ломается, когда напряжение становится больше определенного предела, и т. д. Она не объясняет, почему медь плавится при 1083 °С, почему пары натрия испускают желтый свет, почему водород обладает присущими ему химическими свойствами, почему светит солнце, почему ядро урана спонтанно делится, почему серебро — проводник, а сера — изолятор и почему постоянные магниты можно делать только из стали. Можно без конца перечислять обычные экспериментальные факты, о которых классическая теория может сказать мало или совсем ничего не говорит.

7. Читатель спросит, обладаем ли мы *сейчас* исчерпывающей теорией строения вещества? Ответ будет отрицательным: у нас нет детальной теории, которая могла бы объяснить *все* явления в нашем мире. Но за последние 60 лет наше понимание природы вещей чрезвычайно расширилось. Мы узнали о новых свойствах природы, о которых не имели ни малейшего представления, и успешно решили множество старых проблем. С удовлетворением можно сказать, что

теперь мы понимаем химические явления и макроскопические свойства вещества. В этих областях физики мы уже можем ответить на те вопросы, которые не могла разрешить классическая теория.

Атомы и элементарные частицы

8. Перейдем к идее элементарных частиц. Греческим философам принадлежит заслуга введения в теорию вещества идеи об атомах. (Не исключено, что аналогичные соображения развивались другими народами гораздо раньше.) Следует сразу же отметить, что «атомы» древних сильно отличаются от атомов, с которыми имеем дело мы. Нелегко точно понять, что подразумевали греческие философы под этим термином, но основной проблемой, интересовавшей их, был вопрос о том, бесконечна ли делимость вещества. Если вещество нельзя дробить бесконечно, то в конце концов мы приходим к идее об элементарной частице вещества, т. е. об «атоме». Возьмем некоторое вещество и будем делить его на все более мелкие части. В конце концов настанет предел, когда дальнейшее деление невозможно. Слово «атом» как раз означает «неделимый».

Греческие атомисты верили, что любое вещество построено из «атомов», и, вероятно, чувствовали, что бесконечное многообразие свойств вещества должно быть объяснено конфигурацией (и движением?) «атомов». Эти идеи довольно близки к современным, но существует огромное различие между нашими количественными теориями, основанными на опыте, и туманными размышлениями древних.

9. В этой книге мы не будем заниматься ранней историей атомной теории, но читатель должен вспомнить, что в XIX веке атомная гипотеза привела к замечательным успехам в понимании ряда явлений. Она объяснила основной факт, известный химикам: данное сложное химическое вещество состоит из определенных химических элементов, причем пропорции, в которых входят эти элементы, определяют вещество. Рассмотрим, в частности, тот замечательный факт, что химически сложные вещества можно представить такими простыми формулами, как H_2O , H_2SO_4 , Na_2SO_4 или $NaOH$. Замечательным в этих формулах является появление небольших целых чисел, показывающих, например, что *две единицы* водорода, объединяясь с *одной единицей* кислорода, образуют *одну единицу* воды, и т. п. Этот опытный факт легко объяснить, предположив, что вещество состоит из атомов; химические соединения состоят из молекул, которые в свою очередь являются сложными системами, состоящими из небольшого числа атомов. Два атома водорода совместно с одним атомом кислорода образуют молекулу воды. Ясно и просто.

Дальнейшие подтверждения атомной гипотезы связаны с успехами *кинетической теории газов*, развитой в работах Максвелла и Больцмана. Эта теория смогла объяснить многие свойства газов, исходя из предположения, что газ в сосуде представляет собой рой молекул, беспорядочно движущихся и непрерывно сталкивающихся со стенками и друг с другом. Кинетическая теория позволила оце-

нить число Авогадро $N_0 \cong 6,02 \cdot 10^{23}$, представляющее собой число молекул в моле любого газа. (Модем любого химического соединения мы называем такое его количество, масса которого, выраженная в граммах, равна молекулярному весу соединения.) Первая грубая оценка величины N_0 была сделана Лошмидтом в 1865 г.

Имея такие указания о существовании атомов, трудно поверить, что вплоть до конца прошлого века некоторые ученые отрицали атомную гипотезу на основании отсутствия *прямых* (!) - доказательств атомного строения вещества.

10. «Атомы» греческих философов не идентичны атомам нашего времени. Прежде всего, наши атомы нельзя считать неделимыми: они построены из протонов, нейтронов и электронов. Роль «атомов» в понимании греков в какой-то степени играют именно протоны, нейтроны, электроны и множество других элементарных частиц. Что мы понимаем под «элементарной частицей»? Точный смысл этого понятия в настоящее время спорен, но для наших целей практически достаточно простого ответа на поставленный вопрос: частицу можно считать элементарной, если ее нельзя описать как сложную систему, состоящую из других, более элементарных объектов. Мы не в состоянии указать на «части» элементарной частицы, она не «построена» из чего-то более простого. На ней наши попытки мысленного деления закончились. При таком определении элементарны протоны, нейтроны и электрон, но не атом водорода и не ядро урана.

Итак, вот в чем суть идеи, что вещество не может быть бесконечно делимо: невозможно понять строение вещества, исходя из принципа, что сколь угодно малая часть по своим свойствам подобна целому. В конце концов такой процесс деления теряет смысл; мы приходим к неделимым объектам, и они являются нашими элементарными частицами.

11. Как доказать, что электрон действительно элементарен? Окажется ли объект, представляющийся сегодня элементарным, завтра сложным? В конце концов, то, что мы сегодня считаем атомами, в прошлом столетии было элементарными частицами. Не может ли история повториться?

Существует большое число экспериментальных фактов, показывающих, что история не повторится: частицы, подобные электрону,

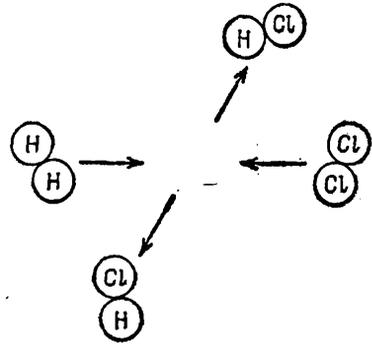


Рис. 9А. Схематическое представление химической реакции $H_2 + Cl_2 \rightarrow 2HCl$, показывающее, что она заключается в пере распределения исходных «элементов».

В действительности процессы, происходящие при «сгорании» газообразного водорода в атмосфере хлора, очень сложны: происходит выделение энергии в форме света и кинетической энергии продуктов реакции, газы нагреваются, и молекулы H_2 и Cl_2 диссоциируют на атомы, которые соединяются в молекулы HCl . Играют роль и другие процессы, которые заключаются в возбуждении атомов и молекул светом или через столкновение.

протону или нейтрону, никогда не окажутся сложными в том же смысле, в каком сложен атом водорода. Попытаемся понять смысл этих фактов.

Если два кусочка мрамора, направленные навстречу с высокой скоростью, столкнутся, то они разлетятся на более мелкие осколки. Аналогично, две молекулы водорода, если их энергия достаточно велика, сталкиваясь, образуют осколки. Если энергия не была

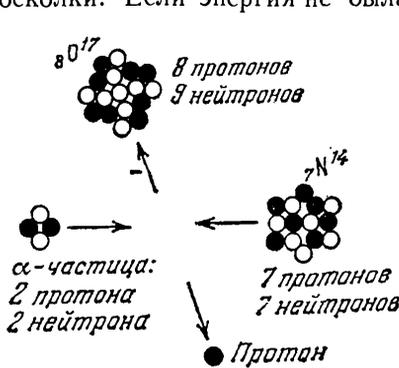


Рис. 11А. Схематическое представление ядерной реакции: α -частица (ядро гелия) сталкивается с ядром азота, в результате образуется ядро кислорода и протон.

Именно эта реакция, наблюдавшаяся Резерфордом в 1919 г., была первым превращением одних стабильных ядер в другие [Rutherford E. Phil. Mag. 37, 581 (1919)]. В опыте Резерфорда азот бомбардировался α -частицами радиоактивного источника, а реакция идентифицировалась по наблюдению испущенных протонов. Этот рисунок аналогичен рис. 9А и показывает, что ядра состоят из протонов и нейтронов, а ядерная реакция заключается (при малых энергиях) в перераспределении этих частиц между ядрами. Такой рисунок не следует понимать буквально: ядра «не похожи» на то, что показано на рисунке.

слишком велика, то среди осколков мы обнаружим атомы водорода, протоны, электроны, — иными словами, объекты, из которых построены молекулы водорода. То, что произошло в этих случаях может быть описано следующим образом. При столкновении действовали силы, превосходящие силы сцепления, удерживающие отдельные части как мрамора, так и молекулы водорода, и эти объекты развалились. Аналогичным образом можно интерпретировать множество ядерных реакций. Ядра состоят из протонов и нейтронов, и, если протон, обладающий большой энергией, попадает в ядро, он может выбить из него несколько протонов и нейтронов.

12. Однако если мы изучаем столкновения двух элементарных частиц, например двух протонов, при достаточно большой энергии, то обнаружим явления, качественно отличные от рассмотренных выше. Например, если протон очень большой энергии сталкивается

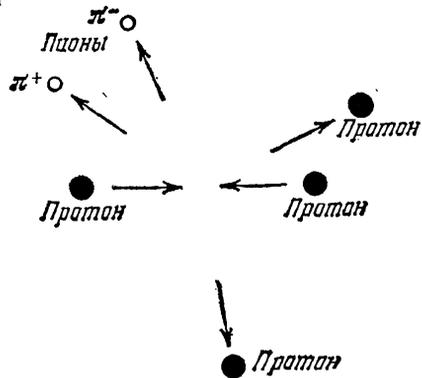


Рис. 12А. Схема, иллюстрирующая рождение двух π -мезонов при столкновении двух протонов большой энергии.

Заряд одного пиона $+\epsilon$, второго $-\epsilon$ (ϵ — элементарный заряд). Полный заряд в рассматриваемой реакции, конечно, сохраняется. После столкновения оба протона продолжают существовать и возникают две новые частицы. Очевидно, что наивные модели, подобные показанным на рис. 9А и 11А, здесь не годятся: явление нельзя рассматривать как «перегруппировку» неких элементов, из которых «состоят» протоны.

с другим протоном, то после столкновения оба протона останутся протонами, но мы обнаружим также среди продуктов реакции одну или несколько новых элементарных частиц, например пи-мезоны. Мы говорим, что в такой реакции *родились* пи-мезоны (их

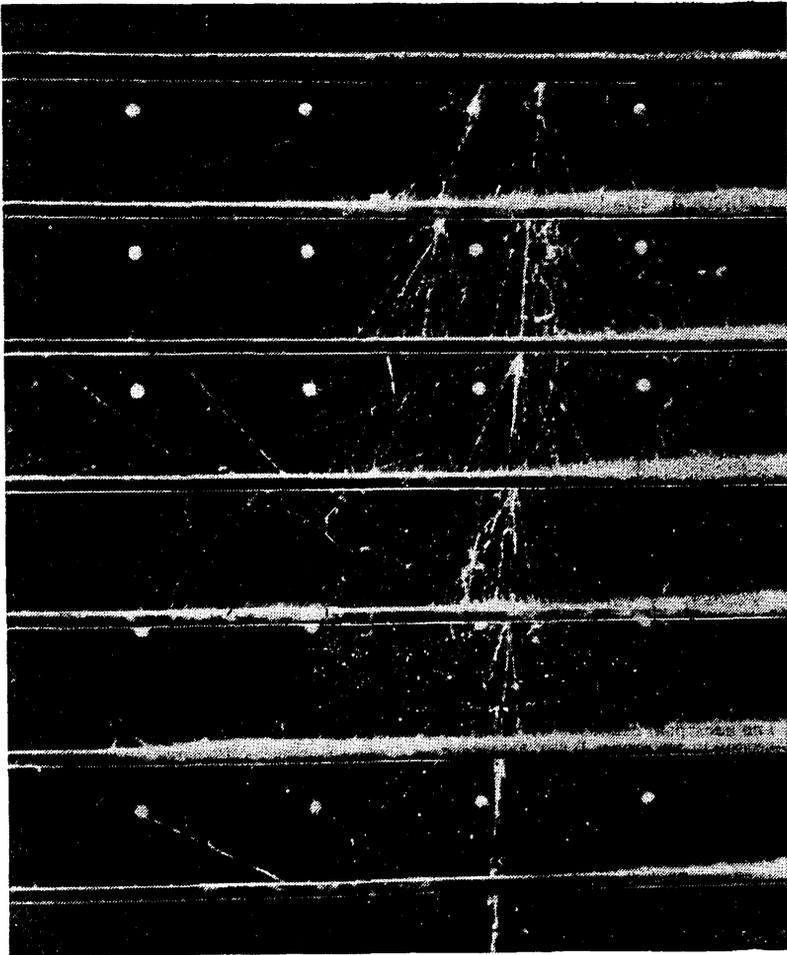


Рис. 13А. Фотография каскадного ливня в камере Вильсона.

Большая часть видимых следов принадлежит электронам и позитронам, движущимся сверху вниз. Частица в верхнем правом углу камеры, проходящая до остановки через три пластины, может быть пионом. Дальнейшее обсуждение см. в тексте.

называют также пионами). Но этим не исчерпываются явления, вызванные столкновением протона с протоном: протоны могут исчезнуть, вместо них могут возникнуть новые частицы, называемые *K*-мезонами, или гиперонами.

Аналогично, при столкновениях двух быстрых электронов конечными продуктами распада могут оказаться *три* электрона и позитрона (позитрон отличается от электрона только знаком своего электрического заряда). Но, с другой стороны, столкновение электрона с позитроном может привести и к исчезновению обеих частиц (это явление носит название *аннигиляции*), сопровождающемуся возникновением электромагнитного излучения в виде γ -квантов.

13. Интересным примером процесса рождения является появление электронно-позитронных пар при прохождении γ -квантов в электрическом поле атома. Процесс заключается в рождении материальных частиц из электромагнитного излучения. На рис. 13А, представляющем собой фотографию так называемого каскадного ливня в камере Вильсона, «видны» многие примеры такого явления. Объяснение

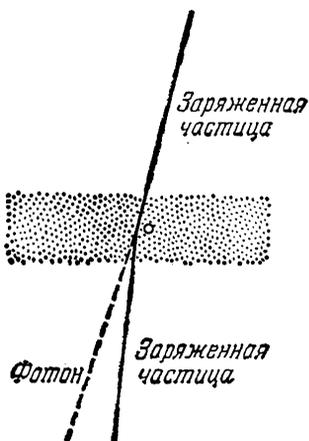


Рис. 13В. Заряженная частица большой энергии (например, позитрон или электрон) отклоняется электрическим полем атома. В результате полученного ускорения она испускает фотон.

Это явление носит название тормозного излучения. Заштрихованная часть рисунка соответствует веществу, например свинцовой пластине в камере Вильсона.

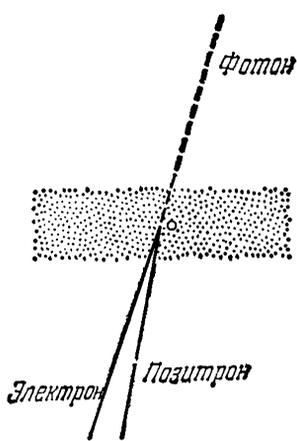


Рис. 13С. Фотон большой энергии в электрическом поле атома образует электронно-позитронную пару.

Это явление называется образованием пар. Тормозное излучение и образование пар ответственны за развитие каскадного ливня, показанного на рис. 13А.

тому, что видно на рисунках (см. также рис. 13В и 13С), заключается в следующем. Если заряженная частица большой энергии (электрон или позитрон) проходит через одну из горизонтальных свинцовых пластин, видных на снимке, то она может слегка отклониться в поле одного из атомов. При таком отклонении скорость частицы меняется и соответственно возникает электромагнитное излучение в виде γ -квантов. (Частица в пластинке может, конечно, испытать последовательные отклонения в поле нескольких атомов. В этом случае будет испущено несколько γ -квантов.) Возникающие в этом процессе γ -кванты могут рождают электронно-позитронные пары в по-

лях других атомов, с которыми они встречаются при прохождении через пластину. Собравшиеся заряженные частицы, сталкиваясь с атомами, в свою очередь образуют новые γ -кванты, а последние образуют новые частицы и т. д.

Таким образом, единичная заряженная частица или единичный γ -квант может дать начало каскаду, состоящему из γ -квантов, электронов и позитронов. Заряженные частицы оставляют в камере видимые следы. Они и образуют наблюдаемую на рис. 13А картину ливня. Гамма-кванты не оставляют следа на фотографии.

Показанный на правой части снимка каскадный ливень возник от γ -кванта, вошедшего сверху в первую пластину. Энергия этого кванта близка к 20 Гэв. Слева от этого ливня виден второй ливень. Он был создан заряженной частицей заметно меньшей энергии. Повидимому, происхождение обоих ливней связано с каким-то событием, произошедшим где-то в стенке камеры, вне поля зрения. Большинство заметных на снимке частиц движется сверху вниз. Характерная особенность рассматриваемых процессов заключается в том, что чем больше энергия частицы в ливне, тем ближе направление ее движения к направлению движения первичной частицы; частицы меньшей энергии могут отойти далеко от оси ливня. При внимательном рассмотрении снимка можно заметить, что вторичные ливни, связанные с частицами, ушедшими от основного направления, быстро «вымирают». Каскадный ливень исчезает, когда первичная энергия оказывается раздробленной между столь большим числом вторичных заряженных частиц и фотонов, что они уже не способны к дальнейшему рождению пар. В конце концов частицы малых энергий поглощаются в свинцовых пластинах.

Энергию частицы, создавшей ливень, можно оценить по числу созданных ею вторичных заряженных частиц.

14. Описанные процессы рождения и аннигиляции частиц являются важной особенностью природы. Очевидно, что эти явления не имеют аналогии ни в раздроблении куска вещества, ни в химических реакциях. Мы в состоянии описать химическую реакцию, сказав, что новые молекулы образуются из элементов, входивших в состав других молекул. При таком описании атомы можно считать составными частями молекулы. Рассмотрим в противоположность этому случай, когда две сталкивающиеся частицы сохраняются и после столкновения, в котором рождаются также и новые частицы. Очевидно, что такой процесс нельзя описать как перераспределение некоторых элементов, из которых состоят исходные частицы, в новые сложные системы. В равной степени подобное описание не годится для явлений, связанных с исчезновением исходных частиц. Характерным примером такого явления можно считать аннигиляцию электронно-позитронной пары: две материальные частицы, существовавшие в начале, полностью исчезают, и вместо них образуются γ -кванты.

15. Чтобы выяснить экспериментально, является ли частица элементарной или сложной, мы создаем условия для столкновения двух

частиц и исследуем продукты реакции. Действуя этим методом, нам удастся расщепить молекулу на отдельные атомы, а атомы — на электроны и ядра. Именно поэтому можно утверждать, что молекулы состоят из атомов, которые в свою очередь построены из электронов и ядер. Физики XIX столетия ошибались, полагая, что атомы неразрушимы и неделимы. Оказалось, что атом можно разрушить. То же следует сказать и о ядре. Его разрушение требует, однако, затраты гораздо большей энергии, чем разрушение атома. В этом смысле ядро несравненно более устойчиво, чем атом.

Современные ускорители дают пучки частиц, обладающих огромной энергией. Таким образом, мы располагаем подходящими средствами, чтобы попытаться разрушить электроны, протоны или нейтроны. Оказывается, однако, что, в отличие от атомов или ядер, эти частицы разрушить невозможно. Происходит нечто совсем иное. Приходим к выводу, что при изучении электронов, протонов и нейтронов мы достигли некоторого предела: такие частицы трудно считать построенными из каких-то других, более элементарных частиц.

16. В наше время никто не станет пытаться создать теорию вещества, основанную на предположении о его бесконечной делимости. Такая теория не может быть верной. Допустим, однако, что такая теория существует, и рассмотрим одну ее характерную особенность. Возьмем кусок меди и будем делить его на все меньшие и меньшие кусочки. Как бы малы эти кусочки ни были, они все же остаются медью. Что это значит? Лишь то, что физические законы, определяющие свойства *больших* кусков меди, не отличаются от законов, управляющих поведением *малых* кусков меди; наша физическая система беспредельно уменьшается, но при этом остается подобной себе. Следует заметить, что классические теории не обязательно обладают этим свойством, но оно будет весьма естественным для теории, описывающей вещество, делящееся бесконечно.

Заметим, что классические теории физики во многих отношениях обладают таким свойством подобия. Законы физики, с помощью которых мы описываем машины весом в тонну, количественно не отличаются от законов, объясняющих действие ручных часов. Размеры макроскопических физических систем могут меняться в огромном интервале значений.

«Сохранение формы физических законов» при изменении масштаба представляет собой естественное свойство бесконечно делимого вещества. Но оно отсутствует, если вещество построено из элементарных частиц. Атом меди ни в каком отношении не похож на макроскопический кусок меди. Это нечто совершенно другое, и нет никаких оснований предполагать, что физические законы, описывающие поведение макроскопических систем, будут пригодны для описания структуры атомов и элементарных частиц.

17. Нетрудно принять в качестве абстрактного принципа, что классические идеи могут оказаться неприменимыми к атому и что электрон действительно есть элементарная частица. Однако гораздо труднее совместить в сознании классические и новые идеи. Обычно

мы с большим трудом расстаемся с привычными идеями. Начав изучение физики с явлений в макроскопических системах, мы приобрели ряд «классических предрассудков», которые придется преодолеть, чтобы понять квантовую физику. Смысл этих замечаний станет яснее, если мы рассмотрим две тесно связанные проблемы, бывшие в этом столетии предметом многих дискуссий.

18. Зададим следующий вопрос: какие силы связывают электрон в единое целое? Какая часть массы электрона связана с его *внутренними* свойствами и какая с энергией его собственного электростатического поля? Чтобы иметь возможность рассуждать об этих вопросах, начнем с отнюдь не бессмысленной простой модели, согласно которой электрон является равномерно заряженной сферой радиусом r . Различные части такой сферы испытывают силы электростатического отталкивания, и поэтому должны существовать силы иного типа, удерживающие электрон от развала. Какова их природа?

В томе II этого курса *) было показано, как вычислить энергию, «запасенную» в электрическом поле. Она равна интегралу величины $\frac{1}{8\pi} E^2$ по всему пространству. Здесь E — электрическое поле в данной точке. Следуя этому правилу, мы найдем, что электростатическая энергия электрона в нашей модели равна $W = \frac{3}{5}(e^2/r)$, где e — заряд электрона **). (Коэффициент $\frac{3}{5}$ связан с конкретным выбором модели, которая представляет электрон равномерно заряженной сферой. Существенно лишь то, что энергия W пропорциональна e^2/r . Такую зависимость W от e и r легко получить также из соображений размерности.) Теперь можно записать, что масса электрона равна $m = m_e + m_i$, где $m_e = W/c^2$ — электромагнитная часть массы, m_i — «внутренняя» масса. Проблема в том, как велика масса m_e . Может быть, $m = m_e$ и вся масса электрона имеет электромагнитное происхождение? Приняв эту гипотезу, мы можем вычислить радиус электрона r , который оказывается равным $1,7 \cdot 10^{-13}$ см. Существует большое число экспериментальных фактов, показывающих, что размеры электрона чрезвычайно малы, и весьма утешительно, что мы действительно получили столь малое значение r . Заметим, что его нельзя уменьшить, не предположив, что масса m_i может быть отрицательной.

Поскольку считаем электрон элементарной частицей, то может показаться особенно привлекательным исследовать модель, в которой его радиус $r = 0$. В такой модели электрон является «точечной частицей», не имеющей ни протяженности, ни структуры. При этом, однако, собственная электромагнитная энергия электрона W становится бесконечно большой, а его внутренняя масса m_i — отри-

*) Парселл Э., Электричество и магнетизм, изд. «Наука», 1971, гл. 2, стр. 67.

**) Эта формула написана в системе СГС. В системе СИ мы имеем

$$W = \frac{3}{5} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right).$$

цательной и также бесконечно большой. Трудно понять, какой в этом смысл. (Модель точечного электрона *математически* проста и привлекательна, но мы видим, что в ней имеются непреодолимые препятствия, которые в литературе получили название «трудностей, связанных с бесконечно большой собственной энергией электрона».)

19. Теперь подвергнем критике приведенные выше рассуждения. Имеют ли они реальный смысл? В поставленных вопросах заключены некоторые явно не высказанные предположения, в которых отразились наши предрассудки. Мы предполагали, что электрон представляет собой малую заряженную сферу, и допускали, что закон Кулона применим к отдельным «частям» этой сферы. Откуда нам известно, что закон Кулона справедлив в этом случае? Имеет ли также смысл представление о том, что существует сила, удерживающая отдельные «части» электрона и действующая против электростатических сил отталкивания? Ведь раньше мы говорили, что электрон — это не составная, а *элементарная частица*. Задавая вопрос о том, что удерживает электрон от развала, мы предполагаем, что такой развал возможен, а это весьма сомнительная идея. Заметим, что собственная электростатическая энергия частицы равна работе, которая будет совершена при разделении этой частицы на составные «части». Пользуясь этим определением, мы и получаем, что электростатическая энергия любой системы зарядов равна интегралу от квадрата величины электрического поля, взятому по всему пространству. Но если частица *не может быть* разделена, представление о собственной электростатической энергии становится сомнительной идеей. Это в еще большей степени относится к бессмысленной бесконечно большой собственной энергии «точечного электрона».

В настоящее время большинство физиков уже понимает, что попытки создать какую-либо классическую модель электрона не имеют смысла. Электрон не ведет себя подобно заряженной сфере, и поэтому все рассуждения о том, что удерживает его в объеме этой сферы или чему равна его классическая собственная энергия, не относятся к делу. Наши «классические предрассудки» заставляют нас ставить вопросы, на которые нельзя ожидать разумных ответов. Следует, однако, заметить, что, как это ни удивительно, дух бесконечно большой собственной энергии не полностью покинул физику, остатки этой путаницы еще существуют в квантовой механике.

Пределы применимости классической теории

20. В специальной теории относительности скорость света, равная $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, имеет первостепенное значение. Это верхний предел для скорости любой материальной частицы и для скорости распространения энергии или любой информации в физическом пространстве. Скорость света c дает нам простой и естественный критерий, с помощью которого можно решить, каково физическое явление — «нерелятивистское» или «релятивистское». Грубо говоря, нерелятивистский подход справедлив, т. е. дает достаточно точные результаты,

в тех случаях, когда все относящиеся к задаче скорости малы по сравнению со скоростью света.

Можно спросить, существует ли аналогичный критерий, показывающий, в каких случаях надо использовать квантовую механику и когда можно ограничиться классическими теориями, т. е. существует ли другая мировая постоянная, «аналогичная» скорости света, с помощью которой можно сформулировать этот критерий? Такая постоянная существует и называется *постоянной Планка*. Значение постоянной Планка (ее обозначают буквой h) равно

$$\begin{aligned} h &= 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}, \\ h &= 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ дж} \cdot \text{сек}. \end{aligned}$$

Физическая размерность постоянной Планка равна (время) \times (энергия) = (длина) \times (импульс) = (момент количества движения). Величина с такой размерностью называется *действием*, и постоянную Планка называют также элементарным *квантом действия*.

Интересующий нас грубый критерий заключается в следующем. Если в данной физической системе численное значение некоторой «естественной» динамической переменной *) с размерностью действия сравнимо с постоянной Планка h , то поведение этой системы описывается в рамках квантовой механики. С другой стороны, если все переменные, имеющие размерность действия, очень велики по сравнению с h , то систему с достаточной точностью описывают законы классической физики.

Подчеркиваем *приближенный* характер высказанного критерия, который лишь указывает, когда следует проявить осторожность. Малость переменной действия не всегда свидетельствует о *полной* неприменимости классической теории. Во многих случаях она может дать нам некоторое качественное представление о поведении системы, которое можно уточнить с помощью квантовомеханического рассмотрения.

21. Отметим сразу же, что постоянная Планка «мала», а это значит, что в единицах, установленных для описания макроскопических явлений, например в единицах СИ или СГС, она выражается малым числом. Таким образом, величины макромира, имеющие размерность действия, в единицах h выражаются *огромными* числами.

Рассмотрим, например, маятник часов. Чтобы найти величину с размерностью действия, образуем произведение периода маятника на максимальное значение его полной энергии. Период маятника близок к 1 сек, а кинетическая энергия во всяком случае больше 1 эрг. Таким образом, произведение обеих величин гораздо больше $10^{26} h$. Согласно нашим критериям классическое описание движения маятника должно быть полностью справедливым.

*) *Динамической переменной* называется любая переменная, характеризующая состояние системы, например координата, составляющая импульса или момента количества движения, составляющая скорости, полная энергия и т. п.

Рассмотрим таким же образом вращающееся тело. Пусть его момент инерции равен $1 \text{ г} \cdot \text{см}^2$, а угловая скорость 1 рад/сек . Тогда момент количества движения будет равен $1 \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек} = 1 \text{ эрг} \cdot \text{сек} \approx 10^{26} h$. Таким образом, момент количества движения по сравнению с h очень велик. Даже если тело — песчинка с периодом вращения, исчисляющимся часами, ее момент количества движения, измеренный в единицах h , все же будет выражаться огромным числом.

Рассмотрим, наконец, небольшой, но макроскопический гармонический осциллятор. Пусть его масса 1 г , максимальная скорость 1 см/сек и максимальная амплитуда $x = 1 \text{ см}$. Тогда его максимальный импульс равен $1 \text{ г} \cdot \text{см/сек}$. Величина $xp = 1 \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ есть переменная с размерностью действия, и ее величина опять $> 10^{26} h$.

Таким образом, применение указанного критерия к макроскопическим системам подтверждает нашу уверенность в том, что подобные системы могут быть описаны классически.

22. Теперь постараемся получить более глубокое представление о значении приведенного критерия.

В классической физике считается, что каждая динамическая переменная системы может быть измерена в принципе сколь угодно точно. Это не означает, что практически имеется подобная возможность. Важно, что *в принципе* возможная точность измерений ничем не ограничена. В классической физике динамическими переменными являются координаты, составляющие импульса, момента количества движения и т. д., а также такие переменные, как составляющие векторов электрического и магнитного полей в данной точке пространства в определенный момент времени.

Тщательный анализ реального поведения микроскопических систем показывает, однако, что существует *принципиальный предел* точности, с которой подобные переменные могут быть указаны и измерены. В 1927 г. В. Гейзенберг произвел глубокий анализ причин существования этого предела, который называется *принципом неопределенности*. Количественное соотношение, выражающее этот принцип для данного частного случая, называется *соотношением неопределенности*.

Рассмотрим соотношение неопределенности для пары переменных (q, p) , где q — координата положения частицы, а p — ее импульс. В этом случае

$$\Delta q \cdot \Delta p \geq h/4\pi. \quad (22a)$$

Здесь Δq и Δp — средние квадратичные ошибки измерения q и p . Написанное неравенство означает, что обе переменные нельзя измерить более точно, чем в том случае, когда произведение их «неопределенностей» имеет порядок постоянной Планка.

Сразу же заметим, что вследствие малости постоянной Планка соотношение неопределенности не будет играть никакой роли в микрофизике. Другие ошибки для q и p будут в этом случае гораздо больше. Таким образом, соотношение (22a) никак не противоречит нашему эмпирическому знанию явлений макромира, хотя, конечно,

оно находится в противоречии с классическими теориями, разработанными для макроскопических систем.

23. Принцип неопределенности иногда «объясняют» следующим образом. Такие динамические переменные, как, например, положение, импульс, момент количества движения и т. п., будут определены, если мы укажем экспериментальный способ их измерения. Если мы подвергнем анализу реальные методы измерения в микрофизике, то обнаружим, что любое измерение *возмущает* систему. Это возмущение принципиально неустранимо, так как происходит от взаимодействия системы и измерительной аппаратуры. Если мы попытаемся точно измерить положение частицы, то изменим ее состояние таким образом, что импульс окажется весьма неопределенным. Наоборот, выполняя точные измерения импульса, мы делаем очень неопределенным ее положение. Если же мы попытаемся *одновременно* измерить и положение, и импульс частицы, то оба измерения будут влиять друг на друга, и погрешности окончательного результата измерений будут связаны неравенством (22а). Дальнейшие рассуждения имеют целью объяснить происхождение указанных влияний в некоторых конкретных случаях.

Такое объяснение принципа неопределенности можно прочесть во многих учебниках. Автор не настаивает на том, что оно совершенно ошибочно, но ему кажется, что оно может привести к большому недоразумению. Это объяснение обходит существенную особенность, которая заключается в следующем: *соотношение неопределенности устанавливает пределы, за которыми принципы классической физики становятся неприменимыми.* «Классическая физическая система», описываемая классическими динамическими переменными, которые определенным образом зависят от времени и могут быть известны нам в принципе с произвольной точностью, является плодом абстракции и существует лишь в нашем воображении. В реальном мире таких систем нет. Это подтвердили многочисленные эксперименты. Описывая реальную систему классическими методами, мы допускаем приближение, а соотношение неопределенности показывает степень его справедливости.

24. Чтобы разъяснить эти идеи, рассмотрим одномерное движение частицы. В классической динамике мгновенное положение частицы может быть задано через координату положения $q = q(t)$. Если масса частицы равна m и частица движется достаточно медленно, ее импульс p равен $p = p(t) = m dq(t)/dt$. Мы могли бы считать, что принцип неопределенности выражает неспособность наших измерительных приборов определить $q(0)$ и $p(0)$ с произвольной точностью, но что у нас остается возможность рассуждать о точных значениях этих величин и о последовательном движении частицы от точки к точке. Иными словами, мы могли бы думать, что следует продолжать пользоваться понятием классической траектории, по которой движется каждая частица, но что существует неопределенность в том, по какой именно траектории следует частица, вытекающая из соотношения неопределенности, примененного к начальным условиям.

Это не так. Опыт показывает, что наши идеи нуждаются в более радикальном изменении. *Необходимо отказаться от самого понятия классической траектории.* Вопрос об одновременных значениях $q(t)$ и $p(t)$ не менее бессмыслен, нежели вопрос о цвете волос короля Соединенных Штатов.

25. Может показаться, что в наших рассуждениях имеется логическое противоречие. Сперва мы установили соотношение неопределенности, а затем утверждаем, что входящие в него переменные p и q лишены смысла. Если это так, то какой смысл в самом соотношении? Ответ заключается в следующем. При квантовомеханическом описании поведения частицы можно ввести некоторые математические объекты q и p , которые во многих отношениях *соответствуют* классическим переменным — координате и импульсу. Эти объекты, однако, не идентичны классическим переменным. Соотношение (22а) говорит нам, что если мы будем пытаться интерпретировать квантовомеханические объекты q и p как «положение» и «импульс» и рассматривать движение классически, то существует принципиальное ограничение точности, с которой может быть известна «координата» и «импульс». Другими словами, соотношение неопределенности показывает, что, *пытаясь* описать движение частицы с помощью классических переменных q и p , мы имеем дело с принципиальным ограничением точности такого описания.

26. Следует ясно понимать, что соотношение неопределенности не является выводом из анализа процесса измерения, рассматриваемого в классических понятиях. Это соотношение отражает экспериментально обнаруженные свойства природы. Реальные частицы не ведут себя подобно точечным частицам классической физики или подобно малым бильiardным шарам. У них иные свойства, и именно поэтому некоторые измерения не могут быть выполнены даже мысленно.

В последующих главах мы изучим свойства частиц реального мира и увидим, что соотношения неопределенности, кажущиеся странными, естественно вписываются в общую схему явлений.

Открытие постоянной Планка

27. Обратимся теперь к истории открытия постоянной Планка. Интересно проследить появление и триумфальный путь этой константы в физике. Нам следует вернуться к началу нашего века и рассмотреть некоторые не решенные в то время проблемы. Вот важнейшие из них:

1. Проблема излучения черного тела.
2. Проблема фотоэлектрического эффекта.
3. Проблема стабильности и размера атомов.

Это далеко не единственные вопросы, занимавшие физиков той эпохи, но в этих проблемах наиболее отчетливо проявились противоречия классической физики.

С исторической точки зрения наш обзор более чем схематичен. Вопрос о развитии квантовой механики невозможно уложить в несколько страниц. Рассматривая ситуацию начала века из сегодняшнего дня, мы понимаем, что перечисленные три задачи были ключевыми. Однако если просмотреть статьи, опубликованные в 1900 г. в «Annalen der Physik» (один из ведущих журналов того времени), то мы обнаружим, что большую часть физиков привлекали совсем другие задачи. Во все времена способность отличить значительные проблемы от незначительных была редкостью. Тем больше у нас оснований признать замечательную интуицию и силу воображения тех, кто положил начало квантовой физике.

28. Чтобы подчеркнуть ситуацию, покажем, что три перечисленные проблемы являются различными аспектами фундаментальной «тайны потерянной константы». Конечно, трудности, стоявшие перед физиками в 1900 г., не были сформулированы таким образом, но для нас такая точка зрения удобна и поучительна.

Под «потерянной константой» мы подразумеваем, конечно, постоянную Планка h . В чисто классической теории такой константы не существует. Рассмотрим поэтому некоторые основные физические константы, играющие важную роль при классическом описании явлений.

1) Скорость света $c = 3,00 \cdot 10^{10}$ см/сек. К 1900 г. эта константа была известна с большой точностью.

2) Число Авогадро $N_0 = 6,2 \cdot 10^{23}$, представляющее собой число молекул в 1 моле любого газа. В 1900 г. было известно *грубое* значение этой величины, полученное из кинетической теории газов.

3) Масса атома водорода $M_H = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г. С точностью до $1/2000$ эта величина равна массе протона M_p . Поскольку масса моля водорода (H_2) очень близка к 2 г, то

$$N_0 M_H \approx N_0 M_p \approx 1 \text{ г.} \quad (28a)$$

Таким образом, зная число Авогадро, мы знаем и величину M_H .

4) Элементарный заряд $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кл = $4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ_q. Заряд электрона равен $-e$, а заряд протона равен $+e$. Заряд, переносимый 1 молем однократно заряженных ионов (каждый ион переносит заряд e), носит название *числа Фарадея*. Таким образом,

$$F = N_0 e = 96\,500 \text{ кл.} \quad (28b)$$

Число Фарадея F легко измеряется в опытах по электролизу. Оно равно, например, величине заряда, который должен пройти через электролит, чтобы на электроде выделился 1 грамм-эквивалент серебра (т. е. 107,88 г серебра, так как атомный вес серебра равен 107,88).

5) Отношение заряда электрона к его массе $e/m = 1,76 \cdot 10^8$ кл/г и то же отношение для протона $e/M_p = 9,6 \cdot 10^4$ кл/г. Эти постоянные можно измерить в опытах по отклонению электронных и протонных

пучков в электрических и магнитных полях. Таким методом Томсон получил в 1897 г. величину e/m *).

Заметим, что

$$\frac{e}{M_p} = \frac{F}{N_0 M_p}, \quad (28c)$$

и эта константа зависит от констант, рассмотренных выше.

Следует также отметить, что, имея точные значения e/m и e/M_p , мы получаем точное значение величины

$$\frac{M}{m} = \frac{e/m}{e/M_p}, \quad (28d)$$

даже не имея точного значения элементарного заряда e . При этом мы предполагали, разумеется, что заряд протона равен по абсолютному значению заряду электрона.

б) Масса электрона $m = 9,11 \cdot 10^{-28}$ г. Эта константа может быть получена из e и e/m .

29. Число Авогадро N_0 служит звеном, соединяющим макро- и микрофизику. Огромная величина этой постоянной показывает, сколь в действительности малы атомы и молекулы и почему зернистая структура вещества не проявляет себя в макроскопическом мире. Как мы уже упоминали, в конце прошлого века число Авогадро было известно с малой точностью. Постоянные F , e/m и m/M_p были измерены намного точнее. Независимые и точные измерения N_0 или e должны были бы дать точные значения таких основных констант, как e , m и M_p . Важной особенностью планковской теории излучения абсолютно черного тела как раз и является, как мы увидим дальше, возможность независимого и точного определения N_0 .

Примерно через 10 лет Милликен в своих знаменитых опытах с каплями масла, помещенными между обкладками конденсатора, измерил заряд электрона e непосредственно. Идея метода заключалась в наблюдении за падением в воздухе наэлектризованных капель масла, находящихся под действием сил тяжести и электрического поля**). Этот опыт не мог дать очень точной величины заряда e , но имел, однако, большое значение как независимый и идейно очень простой метод измерения элементарного заряда.

30. Продолжим наш исторический обзор и заметим, что существует прямой метод измерения числа Авогадро N_0 . Он заключается в подсчете числа атомов в кристалле. Атомы кристалла образуют регулярную решетку, которая в некоторых случаях имеет, например, кубическую форму. Если мы сможем определить так называемую *постоянную решетки*, т. е. расстояние между соседними атомами, то легко найдем N_0 . Постоянная решетки может быть измерена по дифракции рентгеновских лучей при условии, что их длина волны нам известна из независимых опытов, например по их дифракции на

*) Thomson J. J., Cathode Rays, Phil. Mag. 44, 293 (1897).

***) Millikan R. A., The Isolation of an Ion, A Precision Measurement of its Charge, and the Correction of Stoke's Law, Phys. Rev. 32, 349 (1911).

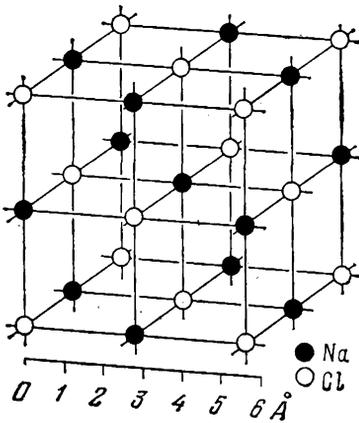


Рис. 30А. Строение кристаллов NaCl. Решетка кристалла кубическая, в вершинах куба попеременно помещены атомы Na и Cl. Центры малых сфер, показанных на рисунке, соответствуют средним положениям атомов. Размеры сфер даны, разумеется, не в масштабе, и по ним невозможно судить о размерах атомов или ядер.

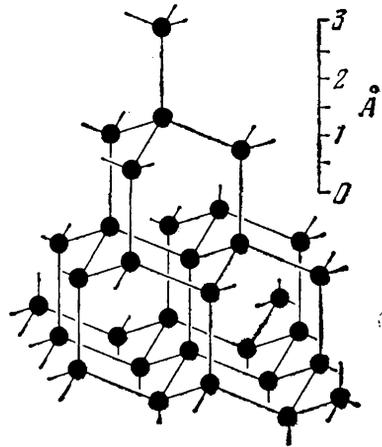


Рис. 30В. Строение кристаллов алмаза. Каждый атом углерода имеет четырех ближайших соседей, расположенных в вершинах тетраэдра (к ближайшим соседям проведены черточки).

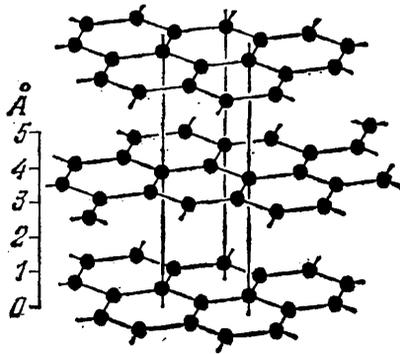


Рис. 30С. Строение кристаллов графита.

Алмаз и графит построены из одних атомов углерода. Огромное различие свойств этих двух веществ объясняется различным строением кристаллической решетки. Решетка графита состоит из параллельных плоскостей. Расстояние между смежными плоскостями одно и то же, и в каждой плоскости атомы углерода расположены в вершинах шестиугольника. Сравните эту решетку с показанной на рис. 30В решеткой алмаза.

механически сделанной «макроскопической» решетке. Величина N_0 действительно была определена этим методом.

Великолепная идея, что сама природа снабдила нас готовыми дифракционными решетками в форме кристаллов, принадлежит М. Лауэ. По его предложению В. Фридрих и П. Книппинг *) в 1912 г. впервые получили картину дифракционного рассеяния рентгеновских лучей на кристаллах и тем подтвердили волновую природу рентгеновского излучения.

31. Чтобы понять идеи, связанные с излучением абсолютно черного тела, следует рассмотреть понятия тепла и температуры **), необходимые для описания поведения вещества в целом, при тепловом равновесии. Эти понятия ничего не говорят о строении и свойствах *изолированных* атомов, молекул или ядер, но тем не менее позволяют обнаружить некоторые проявления квантовой природы вещества. Дело в том, что хотя мы, естественно, не производим измерений над отдельными атомами, молекулами или ядрами, мы все же наблюдаем эти частицы «вкрапленными» в вещество.

Тепловой энергией называется энергия, связанная с беспорядочным движением частиц макроскопического тела. Тепло — это переданная (от одного тела другому) тепловая энергия. Что такое температура?

32. Дать краткое, но точное определение температуры не так-то просто. Казалось бы, мы «знаем», что такое температура, и даже можем ее измерить с помощью термометра. Термометром может служить любое тело или система тел, для которых данному изменению температуры отвечает измеримое изменение длины, или объема, или электрического сопротивления, или других параметров. Рассмотрим в качестве примера ртутный термометр. Чтобы определить по нему температуру, необходимо засечь уровень ртути в капиллярной трубке постоянного сечения. Чтобы установить температурную шкалу, за 0° можно принять температуру тающего льда, а за 100° — температуру кипящей воды, промежуточные же значения температуры определить, разделив расстояние между этими реперными уровнями ртути в капилляре на 100 равных частей. Хотя таким способом мы действительно можем измерять температуру, однако он имеет существенный дефект (с точки зрения физической теории), ибо наша шкала температуры зависит от свойств произвольно выбранного вещества, в данном случае ртути. Если бы в качестве термометрической жидкости мы выбрали спирт, то обнаружили бы, что, например, 30° по спиртовой шкале не совпадает с 30° по ртутной.

Для целей физики важно иметь температурную шкалу, которая не зависела бы от свойств любого данного вещества. В томе V этого курса, который посвящен физике тепла, подробно рассмотрено, как этого достичь. Полученная шкала называется *абсолютной шкалой* тем-

*) Friedrich W., Knipping P., Laue M., Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen, Ann. d. Phys. 41, 971 (1913).

**) Более полное обсуждение этих проблем читатель найдет в томе V этого курса: Рейф Ф., Статистическая физика, изд. «Наука», 1972.

пературы. В этой шкале температура измеряется в градусах Кельвина и обозначается °K. Нуль абсолютной шкалы, 0 °K, представляет собой самую низкую из возможных температур. Она соответствует приблизительно —273 °C. Для удобства величина градуса Кельвина выбрана такой, чтобы данная *разность* температур в обеих этих шкалах выражалась одинаковым числом. Таким образом, по определению

$$(\text{Температура в } ^\circ\text{K}) = (\text{Температура в } ^\circ\text{C}) + 273,15.$$

33. Постараемся понять, хотя бы качественно, что «значит» температура с точки зрения микрофизики. Основная идея заключается в следующем. По мере роста температуры увеличивается средняя энергия, связанная с хаотическим движением элементарных составных частиц макроскопического тела. При температуре 0 °K всякое *хаотическое* движение прекращается, и физически это значит, что достигнута наинизшая возможная температура. (Подчеркиваем слово *хаотическое*.)

В статистической физике вместо реального газа часто рассматривают в качестве модели идеальный газ. Мы предполагаем, что молекулы идеального газа движутся хаотически и практически не взаимодействуют друг с другом. Такая модель может быть хорошим описанием *разреженного* реального газа. Если наш газ состоит из атомов, мы говорим об идеальном одноатомном газе. Легко показать, что для 1 моля идеального газа справедливо следующее уравнение:

$$PV = \frac{2}{3} N_0 E_k, \tag{33a}$$

где P — давление; V — объем сосуда; E_k — среднее значение кинетической энергии атома.

В рамках этой модели абсолютная температура связана со средней кинетической энергией E_k следующим простым соотношением: $E_k = \frac{3}{2} kT$. Коэффициент пропорциональности k носит название *постоянной Больцмана*. Мы можем теперь записать (33a) в виде

$$PV = N_0 kT = RT. \tag{33b}$$

Постоянная $R = N_0 k$ называется *универсальной газовой постоянной*. Этот закон, как показывает опыт, приближенно справедлив для всех достаточно разреженных газов. Любой реальный газ тем лучше удовлетворяет уравнению (33b), чем больше он разрежен. Мы можем воспользоваться этим экспериментальным фактом, чтобы построить газовый термометр, показывающий абсолютную температуру.

34. Универсальная газовая постоянная равна

$$\begin{aligned} R = N_0 k &= 8,3 \cdot 10^7 \text{ эрг } (^\circ\text{K})^{-1} (\text{моль})^{-1} = \\ &= 1,99 \text{ кал } (^\circ\text{K})^{-1} (\text{моль})^{-1}. \end{aligned} \tag{34a}$$

Эту макроскопическую константу легко измерить, зная уравнение (33b).

Постоянная Больцмана $k = R/N_0$ представляет собой газовую постоянную, приходящуюся на одну молекулу. Ее легко вычислить, если N_0 известно:

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг } (^{\circ}\text{K})^{-1}. \quad (34b)$$

Постоянная Больцмана является множителем перехода от температуры к энергии. Простая связь $E_k = 3/2 kT$ не означает, однако, что температура и энергия — это «одно и то же».

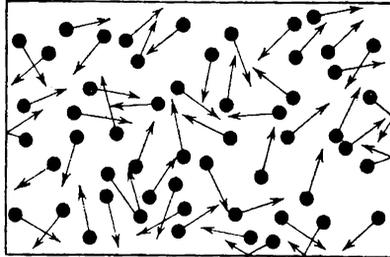


Рис. 33А. Объяснение уравнения $PV = 1/3 N_0 E_k$.

Пусть в сосуде объемом V находится N_0 молекул. Предположим, что все молекулы имеют скорость v и движутся вправо. Число молекул, сталкивающихся с единичной поверхностью стенки в единицу времени, равно в этом случае $v(N_0/V)$. Каждая молекула передает стенке импульс, равный $2mv$. Давление P' равно импульсу, переданному за единицу времени единице поверхности стенки, и мы имеем $P' = 2mv^2(N_0/V) = 4E_k(N_0/V)$. В действительности все направления скорости равновероятны и истинное давление $P = 1/3 P'$, что приводит к уравнению (33а). [Чтобы понять происхождение коэффициента $1/3$, предположим, что молекулы движутся в шести определенных направлениях, совпадающих с направлениями (положительными и отрицательными) координатных осей. Тогда только $1/6$ часть молекул примет участие в ударах в правую стенку.]

35. После этого краткого обзора основных констант можно рассмотреть проблему излучения абсолютно черного тела. Сперва изложим основные эмпирические факты. Поверхность любого тела, находящегося при высокой температуре, испускает свет в огромном интервале частот или длин волн. Построив график, где по оси ординат отложено количество излученной энергии (за единицу времени с единицы поверхности тела и в единичном интервале длин волн), а по оси абсцисс — длина волны, мы получим кривую, которая «уходит в нуль» как для малых, так и для больших длин волн. Эта кривая имеет максимум при определенном значении длины волны λ_{max} . Величина λ_{max} зависит от температуры тела, но при данной температуре величина λ_{max} и полное количество испущенного излучения *приблизительно постоянны* для любой поверхности. Вместо того, чтобы исследовать излучение с поверхности, можно изучать излучение *из щели* в некоторой замкнутой поверхности данного вещества, находящегося при фиксированной температуре. Иными словами, мы имеем дело с оболочкой, или «печкой», из подходящего материала, в которой сделана небольшая щель (ее линейные размеры малы по сравнению с линейными размерами полости). Мы направляем наш

прибор на щель и измеряем излучение, исходящее из полости. В такого рода измерениях получены следующие результаты.

1) Зависимость интенсивности излучения из щели от длины волн изображается непрерывной кривой (рис. 35А), обращающейся в нуль при малых и больших длинах волн и проходящей через максимум при значении λ_{\max} , которое зависит от температуры стенок следующим образом:

$$\lambda_{\max} T = C_0 = 0,2898 \text{ см } ^\circ\text{К}. \quad (35a)$$

Эта связь между λ_{\max} и T называется *законом смещения Вина*.

2) Спектральное распределение испущенного излучения (т. е. форма кривой на рис. 35А) не зависит ни от формы полости, ни от материала стенок. Постоянная C_0 в законе Вина (35а) является, таким образом, универсальной постоянной, описывающей замечательные *общие* свойства полости.

3) Для заданной длины волны интенсивность излучения из щели всегда больше интенсивности излучения с поверхности данного материала, находящейся при температуре стенок полости. Порядок величины интенсивности в обоих случаях одинаков.

36. Поверхность, поглощающая все падающее на нее излучение, называется *черной поверхностью*. Для *внешнего* наблюдателя небольшая щель в стенке полости представляется почти черной поверхностью, особенно если внутренние стенки полости не полированы и зачернены. Объясняется это тем, что любое излучение (свет), попавшее извне в полость, полностью поглощается при многократных отражениях внутри полости, даже если ее внутренние поверхности не будут полностью поглощающими.

Благодаря этому можно считать излучение, исходящее из щели в полости, *излучением черного тела*. Г. Кирхгоф, исходя из весьма общих термодинамических законов, показал, что для любой длины волны и данной температуры отношение энергии, испущенной данной поверхностью, к энергии, испущенной поверхностью черного тела, равно коэффициенту поглощения материала стенок. Таким образом, поверхность черного тела является стандартным излучателем, и мы можем ограничить наше рассмотрение излучением абсолютно черного тела, т. е. излучением из щели в стенках полости.

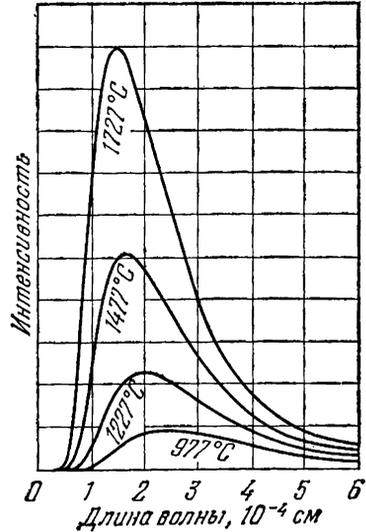


Рис. 35А. Зависимость интенсивности излучения черного тела от длины волны (для четырех различных температур).

Полная интенсивность излучения, пропорциональная четвертой степени абсолютной температуры, определяется площадью под кривыми. Заметьте, что с повышением температуры максимум кривых смещается в сторону коротких волн: точная зависимость положения максимума от температуры выражается законом Вина.

37. В конце XIX века излучение черного тела было тщательно измерено, и одним из результатов этих измерений явился закон Вина [см. равенство (35a)]. Возникла теоретическая проблема получения закона излучения на основании некоторых общих принципов термодинамики. Тот факт, что щель в полости представляет собой источник излучения, понять нетрудно. Мы знаем, что вещество заряжено и тепловое движение молекул стенок, естественно, приводит к излучению энергии в полость. Это излучение может также поглощаться стенками, и, если их температура

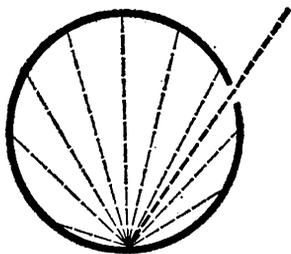


Рис. 36А. Для внешнего наблюдателя небольшая щель в стенке полости с (частично) поглощающими стенками является поверхностью почти абсолютно черного тела.

Луч света, попадающий в полость через щель, частично поглощается, а частично рассеивается стенкой. Только очень малая часть попавшего в полость извне излучения сможет выйти обратно через щель. Этим методом легко получить черное тело. Выкрасьте черной краской внутренность небольшой картонной коробки и сделайте в ней отверстие. Рассмотрев его снаружи, вы обнаружите, что оно значительно «чернее» любого «черного» вещества.

фиксирована, в конце концов устанавливается некоторое равновесие между энергией в полости и стенками, иначе говоря, равновесная энергия, поглощенная стенками из полости, будет равна энергии, испущенной ими в полость. Таким образом, задача состоит в том, чтобы получить выражение для плотности энергии в полости как функции длины волны и температуры.

Обратим внимание на одну сторону этой проблемы, выражаемую равенством (35a). Чтобы понять его смысл, переписав (35a) в виде

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} \times kT = X_1 = \frac{C_0 k}{c}; \quad (37a)$$

здесь c — скорость света; k — постоянная Больцмана; X_1 — новая постоянная. Левая часть (37a) имеет размерность (время) \times (энергия) = (действие), и такая же размерность постоянной X_1 . Как получить теоретическое выражение для X_1 ? Можно ли из известных нам констант

образовать величину, имеющую размерность действия? Это, несомненно, трудная задача, поскольку нам совершенно не ясно, каким образом константы m , M_H и e должны входить в выражение для X_1 . Физическая ситуация кажется чрезвычайно ясной; излучение в полости находится в тепловом равновесии со стенками. Испущенное из полости излучение, однако, совершенно *не зависит от размера и формы полости и от вещества стенок*. Какое при этом могут иметь значение такие константы, как m и e , имеющие отношение к свойствам стенки? Мы начинаем подозревать, что константа X_1 не может быть получена из известных констант. Более того, выражение (37a) невозможно понять в рамках классической физики. В 1900 г., до открытия, сделанного Планком, ситуация казалась весьма обескураживающей. Статистическая механика, основанная на законах классической физики, давала абсурдные выражения для закона излучения черного тела. Из этого закона следовало, напри-

мер, что интенсивность излучения монотонно растет с частотой, так что полное излучение становилось бесконечно большим, а это означало, что при любой температуре тепловое равновесие между излучением и веществом невозможно!

38. 14 декабря 1900 г. на съезде Немецкого физического общества в Берлине Макс Планк сообщил, что ему удалось вывести закон излучения черного тела. Этот день может считаться днем рождения квантовой теории*). Для получения теоретического выражения зависимости интенсивности излучения от длины волны и температуры Планк должен был отказаться от классических представлений и сделать специальное предположение, смысл которого в следующем. Осциллятор, совершающий свободные колебания с частотой ν , может получать или отдавать энергию порциями, величина которых равна $E = h\nu$. В этом равенстве постоянная h представляет собой новую фундаментальную константу природы. Тогда Планк оказался в состоянии получить выражение для константы X_1 :

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} kT = \frac{C_0 k}{c} X_1 = 0,2014 \cdot h. \quad (38a)$$

Такова история появления постоянной Планка.

Сам Планк с большим трудом примирился с таким отказом от классических представлений и, совершив свое великое открытие, ряд лет посвятил тому, чтобы понять излучение черного тела на базе чисто классических представлений. Об этих безуспешных попытках он впоследствии говорил, что они не были для него бесполезными; повторные неудачи привели его к окончательному выводу, что в рамках классической физики излучение черного тела понять невозможно.

39. В полном виде закон излучения Планка выглядит так:

$$E(\lambda, T) = \left(\frac{8\pi hc}{\lambda^5} \right) \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (39a)$$

где $E(\lambda, T)$ — плотность энергии в полости на единичный интервал длин волн для данных значений длины волны λ и температуры T ; k — постоянная Больцмана; c — скорость света.

Интенсивность излучения, выходящего из малой щели в стенках полости, пропорциональна плотности энергии внутри полости. Таким образом, выражение (39a) дает математическую зависимость, показанную графически на рис. 35А.

Чтобы найти положение максимума функции $E(\lambda, T)$ при данном T , возьмем производную E по λ , приравняем ее нулю и решим полученное уравнение относительно λ_{\max} . Таким способом мы получим уравнение (38a) или эквивалентное ему

$$\lambda_{\max} T = C_0 = 0,2014 \cdot \frac{hc}{k}. \quad (39b)$$

*) Planck M., Über das Gesetz der Energieverteilung in Normalspektrum, Ann. d. Phys. 4, 553 (1901).

Величины λ_{max} и T могут быть измерены, скорость света c известна, и, таким образом, уравнение (39b) позволяет экспериментально определить отношение h/k . Кроме того, непосредственным сравнением измеренного распределения $E(\lambda, T)$ с его теоретическим значением (39a) может быть определена постоянная h . После этого можно вычислить значение постоянной Больцмана и, воспользовавшись соотношением $N_0 = R/k$, величину N_0 . Планк получил этим методом значение величины k , которое оказалось всего на 2,5% меньше лучшего современного значения.

40. Подробная история открытия закона излучения Планка весьма поучительна. Планк догадался о правильной зависимости $E(\lambda, T)$ от λ и T еще до того, как ему удалось вывести формулу (39a), на основании «микроскопического» рассмотрения. Эта догадка была основана частью на точных измерениях Рубенса и Курлбаума, частью на некоторых общих теоретических соображениях. [Выражение (39a) слишком сложно, чтобы его можно было получить эмпирически.] Свои предварительные результаты Планк доложил Немецкому физическому обществу 19 октября 1900 г. В этой версии в формуле были две константы, не имевшие физической интерпретации. В наших современных обозначениях это константы $(8\lambda hc)$ и (hc/k) . Полученная формула была проверена на опыте в измерениях Рубенса, а также Луммера и Прингсгейма. Согласие теории и опыта было замечательно точным*), и перед Планком встала необходимость дать теоретическое объяснение этой формулы. За восемь недель напряженного труда он достиг успеха.

Фотоэлектрический эффект

41. В конце прошлого века было экспериментально обнаружено, что при падении света из видимой области или из ультрафиолетовой части спектра на поверхность металла из последней испускаются электроны. Сам по себе этот эффект не удивителен, поскольку известно, что свет представляет собой электромагнитные колебания. Таким образом, мы вправе ожидать, что электрическое поле световой волны вызывает силу, действующую на электроны металла. При этом некоторые из электронов могут покинуть поверхность. Неожиданно здесь то, что кинетическая энергия, выброшенная из поверхности электронов, как оказалось, не зависит от *интенсивности* света, а зависит только от его *частоты*, причем очень простым образом: кинетическая энергия электронов линейно растет с частотой света. Увеличение интенсивности света вызывает лишь возрастание числа испущенных в единицу времени электронов, но не влияет на их энергию. Это очень трудно понять с классической точки зрения, согласно которой увеличение интенсивности означает возрастание амплитуды электромагнитной волны и, следовательно, ускорение электронов до больших скоростей.

*) О дальнейшей проверке закона Планка см. Rubens H., Michel G., Prüfung der Planckschen Strahlungsformel, Phys. Zs. 22, 569 (1921).

Рассмотренные факты были установлены Ленардом и другими физиками еще до 1905 г. Особенно *точные* измерения связи между частотой света и энергией испущенных электронов были выполнены Милликеном в 1916 г.

42. В 1905 г. Эйнштейну удалось объяснить явление фотоэффекта *). Он предположил, что энергия в пучке монохроматического света состоит из порций, величина которых равна $h\nu$, где ν — частота. Эти кванты энергии могут быть полностью поглощены электроном. Иными словами, электрон, еще находящийся в металле, поглотив такую порцию энергии, приобретает энергию $E = h\nu$. Предположим, что для вырывания электрона из металла нужно затратить работу W . Тогда кинетическая энергия такого электрона будет равна $E_k = E - W$, или

$$E_k = h\nu - W. \quad (42a)$$

Величина W , называемая *работой выхода* данного вещества, представляет собой константу, не зависящую от частоты ν .

Выражение (42a) — это знаменитое эйнштейновское уравнение фотоэффекта. Энергия электрона линейно растет с частотой света и не зависит от его интенсивности. Разумеется, число испущенных электронов должно быть пропорционально числу световых квантов, т. е. интенсивности падающего света. Таким образом, Эйнштейну удалось объяснить известные в то время качественные закономерности фотоэффекта.

43. Эйнштейн пришел к этой идее, заметив, что некоторые особенности планковского закона излучения черного тела легко объяснить. Для этого следует предположить, что электромагнитное излучение в полости имеет корпускулярный характер, т. е. состоит из квантов, энергия которых равна $h\nu$. Следует заметить, что в то время истинный смысл планковских идей для многих был неясен и новая точка зрения, с которой Эйнштейн рассмотрел излучение черного тела, была большим шагом вперед. Эйнштейн сумел связать свое понимание явления излучения черного тела с *новой* физической ситуацией и глубоко проникнуть в существо фотоэффекта.

44. Уравнение (42a) является ясным предсказанием, которое дает теория, и его можно с большой точностью проверить на опыте. Более того, если идеи Эйнштейна верны, то это уравнение открывает возможность нового измерения постоянной Планка. Как мы упоминали выше, эти крайне важные проблемы были исследованы Милликеном в ряде прекрасных и тщательно выполненных опытов, которые полностью подтвердили уравнение Эйнштейна (42a).

Метод Милликена схематически показан на рис. 44А. Монохроматический свет падает на поверхность металла (обычно в этих опытах использовали щелочные металлы) и вырывает из нее фотоэлектроны. Собирающий электрод может находиться при определенном потен-

*) Einstein A., Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, Ann. d. Phys. 17, 132 (1905).

циале $-V$ по отношению к фотокатоду, в непосредственной близости от которого он расположен. В опыте измеряется ток фотоэлектронов. Допустим, что все электроны покидают поверхность металла, имея

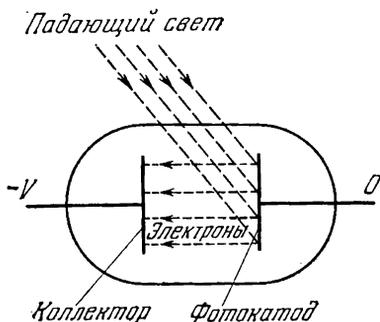


Рис. 44А. Схема, иллюстрирующая принцип опыта Милликена.

Электроны, испущенные фотокатодом, имеют энергию $h\nu - W$, где W — работа выхода, характеризующая свойства вещества катода. Ток электронов на коллектор исчезает, если задерживающий потенциал $V > (h\nu - W)/e$. Измерение критического значения задерживающего потенциала $V_0 = (h\nu - W)/e$ для различных значений ν дает постоянную h/e (см. рис. 44В).

одну и ту же кинетическую энергию E_k , определенную уравнением (42а). Тогда ясно, что ни один электрон не сможет достичь собирающего электрода, если $eV > E_k$. Если измерять величину тока, меняя задерживающий потенциал V , то при некотором значении $V = V_0$ ток прекратится. Величина V_0 равна

$$V_0 = \left(\frac{h}{e}\right)\nu - \frac{W}{e}. \quad (44a)$$

График, изображающий зависимость задерживающего потенциала от частоты ν , будет прямой линией, как это видно из рис. 44В, заимствованного из статьи Милликена. По наклону этой прямой находится отношение h/e , а точка ее пересечения с осью V_0 дает величину W/e , характеризующую работу выхода для металла.

Этот опыт ясен и прост по своей идее, но для получения точных и повторяющихся результатов потребовалось большое искусство и многочисленные меры предосторожности.

45. Оценим величины, входящие в уравнение (44а). Постоянная Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек $= 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек, заряд электрона $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ кулон, и $h/e = 4,14 \cdot 10^{-15}$ в·сек. Длины волн видимого света лежат в пределах 4000—7000 Å, что отвечает интервалу частот $(4,3—7,5) \cdot 10^{14}$ сек $^{-1}$. Синему свету отвечает частота $\nu \approx 7 \cdot 10^{14}$ сек $^{-1}$, и в этом случае мы получаем $(h/e)\nu \approx 2,8$ в. В видимой области или в близком ультрафиолете задерживающий потенциал света оказывается порядка 1 в, так как типичные значения работы выхода W/e имеют такой же порядок величины. Она особенно мала для щелочных металлов. Именно поэтому у фотоэлементов, предназначенных для работы с видимым светом, фотокатод сделан из подобных материалов. Такой элемент не реагирует на свет, для которого $W > h\nu$.

46. Замечательные свойства фотоэффекта были в общих чертах известны еще до 1905 г., но понадобился гений Эйнштейна, чтобы извлечь из известных качественных закономерностей новые физические концепции.

Ключом ко всей проблеме является странное равенство

$$\frac{E}{\nu} = X_2, \quad (46a)$$

где E — энергия, которая может быть передана электрону пучком монохроматического света с частотой ν ; X_2 — постоянная, не зависящая ни от интенсивности света, ни от его частоты, ни от свойств вещества, содержащего электроны. (В 1905 г. тот факт, что кинетическая энергия электрона *меньше* E , не выглядел бы более таинственным, нежели в наше время; работа выхода W просто имеет смысл энергии связи электрона в веществе.) В рамках классической физики невозможно ни понять формулу (46а), ни выразить постоянную X_2 через основные физические константы; эта постоянная X_2 имеет размерность действия, величину с такой размерностью можно

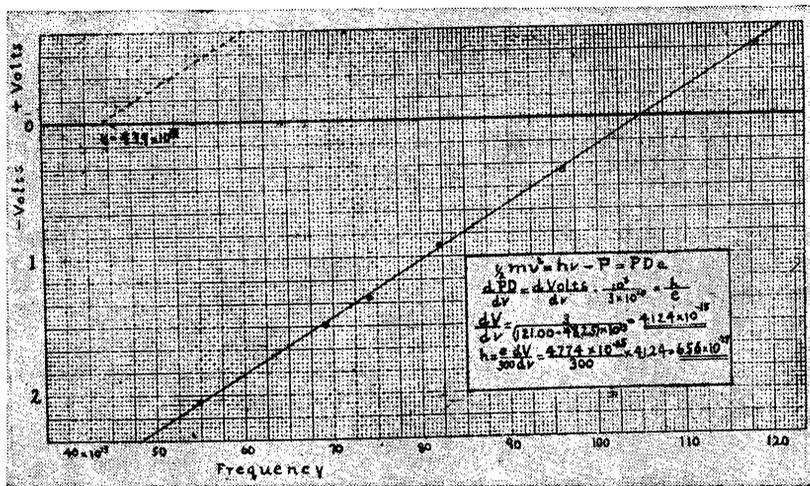


Рис. 44В. График, заимствованный из работы Милликена [Millikan R. A., Phys. Rev. 7, 355 (1916)] и показывающий линейную зависимость критического значения задерживающего потенциала от частоты света для фоточувствительной поверхности натрия.

В правом нижнем углу приведены вычисления величины h/e , сделанные Милликемом по этому графику.

образовать из констант e и c , а именно: $(e^2/c) \approx (h/860)$. Теперь известно, что $X_2 = h$, следовательно, величина e^2/c отличается от h приблизительно на три порядка. Таким образом, соображения размерности не дают обнадеживающего результата, не говоря о том, что невозможно придумать классический механизм, который дал бы формулу (46а). Это никому не удалось сделать, и законы фотоэффекта являются сильнейшим доводом в поддержку идеи Эйнштейна о квантовании энергии *).

В дальнейшем нам станет ясно, что в формуле (46а) выражен фундаментальный принцип квантовой физики, а именно имеющая *уни-*

*) Заметим, что в своей работе Эйнштейн не пользовался термином *фотон* для кванта электромагнитной энергии. Это название появилось много позже.

версальный характер связь между энергией и частотой $E = h\nu$. Эта связь полностью чужда классической физике, и мистическая константа $X_2 (=h)$ в (46a) есть проявление непостижимых в то время тайн природы.

Проблема стабильности и размера атомов

47. Обратимся теперь к третьей проблеме, а именно к вопросам о стабильности и размерах атомов. Остановимся в особенности на последнем вопросе. Мы можем определить «размер» атома как расстояние между двумя соседними атомами твердого тела или жидкости. Из опыта известно, что эта величина имеет порядок $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$. Очевидно, что порядок этой величины определяется числом Авогадро N_0 . Действительно, масса кубического сантиметра жидкости или твердого тела имеет порядок 1 г . Весьма приблизительно можно считать, что в этом объеме содержится N_0 атомов, и тогда линейные размеры атомов имеют порядок $(1/N_0)^{1/3} \text{ см} \approx 1 \text{ \AA}$. Мы отмечали уже, что *точные* измерения межатомных расстояний в кристаллах дают величину числа Авогадро.

Вопрос теперь в том, можно ли в рамках классической физики объяснить размеры атомов, иными словами, можно ли вычислить «радиус» атома, опираясь на основные константы классической физики.

48. В 1910 г. Г. Гейгер и Е. Марсден выполнили опыты по рассеянию α -частиц. Анализ этих опытов привел Резерфорда *) к выводу, что атом состоит из очень малого центрального ядра, окруженного электронами, и что большая часть массы атома заключена в его ядре. Из этих опытов следовало также, что размеры ядра и электронов очень малы по сравнению с размером всего атома, они меньше 10^{-11} см . После работ по рассеянию α -частиц ядрами естественно было представлять себе атом как нечто подобное Солнечной системе, где ядро играет роль Солнца, а электроны — роль планет. Эти частицы движутся под действием электростатических сил, и большая часть атома представляется собой «пустое пространство». Размер атома определяется радиусом орбит внешних электронов.

Примем временно такую модель атома и допустим также, что скорость частиц в атоме столь мала, что позволяет ограничиться нерелятивистской механикой. Теперь мы должны ответить на следующий вопрос: чем определяется размер орбиты внешнего электрона? Заметим, что в нашей модели нет места для скорости света. Но в этом случае из наших основных классических констант e , m и M_H нам не удастся получить величину с физической размерностью длины, и возникает подозрение, что наша задача не может быть решена в рамках классической физики. Из дальнейшего это станет яснее.

49. Рассмотрим атом, состоящий из Z электронов (заряд каждого электрона равен $-e$) и ядра (с зарядом $+Ze$). Мы можем считать, что

*) Rutherford E., The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, Phil. Mag. 21, 669 (1911); см. также том I настоящего курса: Киттель Ч., Найт У., Рудерман М., Механика, изд. «Наука», 1971.

центр масс всей системы этих частиц покоится. Такое предположение не уменьшает общности наших рассуждений. Каждая частица движется по определенной орбите, описываемой функцией $\mathbf{r}_k(t)$. Эта функция задает вектор положения частицы в момент t (за начало координат примем центр масс системы).

Совокупность функций $\mathbf{r}_k(t)$ ($k = 1, 2, \dots, Z + 1$) образует *одно* решение уравнений движения системы. Из этого единственного решения можно построить целое семейство *новых* решений простым изменением масштаба. Пусть q — любая не равная нулю постоянная; тогда функция $\mathbf{r}'_k(t)$, равная -

$$\mathbf{r}'_k(t) = q^2 \mathbf{r}_k(t/q^3), \quad (49a)$$

также удовлетворяет уравнениям движения. Другими словами, функция $\mathbf{r}'_k(t)$ описывает траекторию k -й частицы в новом состоянии движения системы. Это легко показать следующим образом. Сила \mathbf{F}_{ij} , с которой j -я частица действует на i -ю, равна

$$\mathbf{F}_{ij} = Q_i Q_j \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3}. \quad (49b)$$

Здесь Q_i и Q_j — заряды частиц i и j . Новое решение получается из старого умножением всех расстояний на множитель q^2 . Это значит, что силы в новом состоянии движения получаются умножением сил в старом состоянии движения на множитель q^{-4} , и, следовательно, в том же масштабе должно измениться и ускорение. Поскольку линейные масштабы умножаются на q^2 , все скорости умножаются на q^{-1} , а все времена — на q^3 . Именно это и выражает уравнение (49a), которое определяет новое решение.

Заметим теперь, что все моменты количества движения умножаются на q , а потенциальная и кинетическая энергии, а следовательно, и полная энергия — на q^{-2} .

Тот факт, что описанным изменением масштаба можно из данного решения получить новое, есть обобщение третьего закона Кеплера. В приложении к частному случаю одиночного электрона, движущегося вокруг неподвижного ядра, из наших рассуждений следует, что для двух эллиптических орбит с одним и тем же эксцентриситетом отношение квадратов периодов пропорционально отношению кубов полуосей.

Поскольку величине q можно придать любое значение, то мы имеем семейство решений, и нет оснований отдать предпочтение какому-либо из них. Это значит, что мы не располагаем принципом, который позволил бы нам выбрать «размер» атома. Остается допустить, что осуществленный природой выбор размера «случайный», но в это трудно поверить. Каким образом такой «случайный» выбор всегда приводит к тому, что атомы данного сорта имеют одинаковые размеры? Почему, например, для атомов водорода не осуществляется непрерывное распределение возможных размеров?

50. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо понять, почему мы решили рассматривать нашу проблему в нерелятивистском при-

ближении. Заметим, что если в число классических констант включить и скорость света, то из них можно образовать выражение, имеющее размерность длины:

$$\frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (50a)$$

Эта величина носит название «классического радиуса электрона», и мы говорили о ней в п. 18. Итак, если релятивизм в атоме действительно играет существенную роль, т. е. если электроны движутся со скоростью, близкой к скорости света, то размер атома должен быть порядка e^2/mc^2 . В действительности эта величина на четыре порядка (10^4) меньше размеров атома, и поэтому кажется, что релятивистский подход не может дать нужного результата. Конечно, наши простые масштабные соображения из предыдущего пункта не могут быть непосредственно перенесены на релятивистский случай. Но все же очевидно, что у нас нет принципа, который помог бы понять, почему реализуются лишь определенные орбиты, соответствующие наблюдаемым размерам атома.

51. Мы можем назвать нашу проблему «тайной потерянной константы». Предположим, что эта тайна связана с рассмотренной выше и что в описании строения атома должна играть какую-то роль постоянная Планка. Она имеет размерность момента количества движения, и мы можем сделать специальное предположение, что в природе осуществляются лишь такие решения уравнений движения, для которых полный момент количества движения атома является целым кратным h . Приняв этот принцип, мы освобождаемся от масштабных соображений, заключенных в формуле (49a). Теперь момент количества движения определен и его нельзя умножить на коэффициент q . Это означает, что у нас имеются выделенные решения, и, таким образом, мы обладаем принципом, который позволяет определить размеры атома.

В 1913 г. Нильс Бор предложил теорию атома водорода, основанную на следующих соображениях *). В своей простейшей форме теория считает, что движение электрона в атоме водорода происходит по круговой орбите радиуса a_0 вокруг протона. Эта орбита определяется уравнением движения

$$m \left(\frac{v^2}{a_0} \right) = \frac{e^2}{a_0^2} \quad (51a)$$

и квантовым условием Бора

$$J = mva_0 = \frac{h}{2\pi}. \quad (51b)$$

Здесь v — скорость электрона, а J — его момент количества движения. Квантовое условие означает, что момент количества движения должен быть равен $h/2\pi$. Устранив v из написанных уравнений,

*) Bohr N., On the Constitution of Atoms and Molecules, Phil. Mag. 26, 1 (1913).

получаем

$$a_0 = \frac{h^2}{(2\pi)^2 m e^2} = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad (51c)$$

что имеет верный порядок величины. Следует заметить, что размер атома имеет непосредственное отношение к вопросу о его энергии связи. Если расстояние от электрона до ядра известно, то можно оценить работу, необходимую для разделения атома на составные части.

52. Читатель, вероятно, знает, что теория атома Бора позволила продвинуться гораздо дальше. Она дала количественное объяснение спектра атома водорода, и это было большим успехом новых идей. Квантовые условия этой теории совершенно чужды классической физике. Кроме того, Бор предположил, что электрон, находясь в основном состоянии атома водорода, не излучает электромагнитной энергии. В противном случае, согласно классической электромагнитной теории, электрон должен был бы падать на ядро, двигаясь по спирали, и такое падение произошло бы за очень малое время (порядка 10^{-9} сек).

Эту планетарную теорию атома нельзя считать серьезной теорией. Она просто неверна. Тот факт, что она приводит к очень хорошим результатам в случае атома водорода, к счастью (или к несчастью), случаен. Этот успех явился для Бора и других теоретиков мощным толчком к развитию квантовой теории атома, но сам Бор никогда не обманывался, он не считал, что атом подобен планетной системе. Он рассматривал свою теорию как промежуточный этап в поисках более верной теории. И такая теория теперь существует.

53. Три рассмотренные проблемы — это три аспекта существования постоянной Планка. Последняя проблема с особенной ясностью показывает, что появление этой постоянной в ряду известных фундаментальных констант должно иметь далеко идущие последствия. Теперь можно надеяться, что мы способны понять не только такие проблемы, как размеры атома и его энергия связи, но и свойство молекул и нам будет открыт путь к количественной атомной теории вещества в целом.

Следует подчеркнуть, что во всех трех проблемах *существенным* было то, что для разрешения трудностей необходимо было отказаться от классических законов макроскопической физики. Таким образом, *рассмотрение этих проблем приводит к большему, нежели только открытие новой константы, — к открытию новых законов физики.*

После этих открытий развитие физики пошло быстрыми темпами. Стало ясно, что найден ключ к объяснению многих явлений микрофизики. Кульминацией теоретических исследований было появление двух равноценных математических теорий квантовой физики: *матричной механики* (созданной Вернером Гейзенбергом в 1925 г.) и *волновой механики* (созданной Эрвином Шредингером в 1926 г.). Обе эти теории оказались полностью эквивалентными и представляют собой лишь различные формы теории, которую мы теперь называем

квантовой механикой — общепринятой в настоящее время фундаментальной теорией микрофизики.

54. Вероятно, у читателя возникли тревожные вопросы: можем ли мы считать, что квантовая механика есть окончательная истина? Что же тогда остается открыть в физике?

Автор рад еще раз заверить читателя, что его опасения напрасны. Мы никогда не можем быть уверены в том, что данная теория представляет собой окончательное решение проблемы. И мы не знаем, «что еще осталось открыть». По-видимому, весьма многое, ибо мы все еще далеки от того, чтобы иметь единую теорию всех явлений природы. Мы многое узнали, но еще больше осталось познать. В этом одна из причин того интереса, который вызывает физика. Так что читатель может не беспокоиться, что родился слишком поздно, чтобы совершать открытия в физике.

Попытаемся ответить более точно на эти вопросы. *Общие* принципы квантовой механики «истинны» в том смысле, что нет экспериментальных данных, которые бы им противоречили, и существует огромное число успешных предсказаний, основанных на этих принципах.

Такая ситуация особенно характерна для квантовой электродинамики, которая является теоретической основой понимания свойств атомов, молекул, электромагнитного излучения и вещества в целом, по крайней мере на Земле. Мы уже говорили, что в классической физике никогда не было создано столь *общей* теории. Теперь такая теория имеется, и весьма плодотворная. Это означает, в частности, что мы имеем основные принципы, в рамках которых можно объяснить, например, такие явления, как сверхпроводимость и сверхтекучесть. Однако до сих пор не удалось объяснить эти два явления количественно на базе основных принципов. Знание основных принципов — это одно дело, а объяснение сложных явлений, в которых участвует много частиц, — совсем другое. Мы верим в наши основные принципы потому, что, опираясь на них, можно описать поведение простых систем, состоящих из сравнительно небольшого числа частиц (например, отдельные атомы или простые молекулы). Существуют, однако, математические трудности, и по мере того, как увеличивается сложность физической ситуации, эти трудности быстро растут, и вместо количественных предсказаний мы оказываемся в состоянии лишь достичь общего качественного понимания явления. Мы не ошибемся, сказав, что в физике всегда будут существовать трудности такого рода и для их преодоления всегда будут нужны свежие идеи. Возможно, что квантовая электродинамика является почти «закрытым» предметом с точки зрения фундаментальной, но она совершенно не завершена в том смысле, что из нее далеко еще не извлечены все возможные следствия.

55. С точки зрения физики начала века «стабильные и неделимые» атомы являлись элементарными частицами мира. Сегодня атомы потеряли это исключительное положение; их свойства объяснила квантовая электродинамика с помощью более элементарных объектов.

То же самое можно сказать и о ядрах. Невозможно объяснить свойства ядер на основании некоторых простых принципов, но тем не менее мы твердо уверены, что ядра — сложные системы, образованные из протонов и нейтронов.

После того, как стал ясен сложный характер атомов и ядер, число частиц, которые можно считать элементарными, резко уменьшилось. Но затем их число начало неуклонно возрастать, и сейчас их не меньше, чем было в начале века. Место атомов заняли электроны, мюоны, нейтрино, протоны, нейтроны, гипероны, пионы, каоны и многие другие частицы. Мы уже объяснили, в каком смысле эти частицы являются элементарными.

Сейчас еще не существует фундаментальной теории элементарных частиц, и мы не знаем, какую форму примет будущая теория. Эта область широко открыта для новых идей.

Задачи

1. а) Рассмотрите и кратко опишите идеи и опыты, на основании которых можно определить атомные и молекулярные веса.

б) В 1815 г. Вильям Прout предположил, что все элементы «построены» из водорода, который является, таким образом, первичной материей, из которой сделано все в мире. Что привело его к этой гипотезе и почему в XIX веке она была отвергнута?

2. Многие атомы (точнее, ядра атомов) испытывают спонтанный распад, при котором обычно происходит испускание электрона или α -частицы (ядро атома гелия). В этом заключается явление *радиоактивности*, открытое Беккерелем в 1896 г. Скорость распада определяется статистическим законом, который предсказывает, что из N_0 атомов, существовавших в начальный момент времени ($t=0$), к моменту времени t останется $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ атомов. Постоянная λ , определяющая скорость распада, является характеристикой данного ядра. Время T , по истечении которого останется половина первоначально имевшихся ядер, называется периодом полураспада. Легко показать, что $T = (1/\lambda) \ln 2$.

а) Покажите, что приведенный выше закон радиоактивного распада можно вывести из предположения, что каждое ядро распадается независимо от остальных, а вероятность того, что атом, выживший до момента времени t , распадется в интервале времени $(t+dt)$, не зависит от t .

б) При распаде ядра радия испускается α -частица. При ее падении на экран из сернистого цинка возникает световая вспышка (*сцинтилляция*), что позволяет непосредственно подсчитать число α -частиц, испущенных в 1 сек 1 г радия. Это число, впервые определенное Гессом и Лоусоном, равно $3,72 \cdot 10^{10}$. Атомный вес радия равен 226. Воспользовавшись этими цифрами, определите период полураспада радия. (Измерения с радиоактивными веществами были использованы для независимого определения числа Авогадро. В приведенной задаче процедура обратная — зная число Авогадро, мы определяем период полураспада радия.)

3. Движущиеся элементы ручных часов весьма «малы». Сделав разумные оценки физических параметров для «типичных» ручных часов, покажите на основании общего критерия, данного в п. 20, что квантовая механика не имеет отношения к искусству изготовления часов.

4. Рассмотрим электрическую цепь, состоящую из конденсатора емкостью 100 пф (100 мкмкф) и индуктивности в $0,1 \text{ мГ}$. Допустим, что в цепи существуют колебания и максимальная разность потенциалов на емкости равна 1 мв . Найдите «естественную» физическую переменную с размерностью действия и сравните ее величину с постоянной Планка h .

5. Антенна радиостанции излучает радиоволны на частоте 1 Мгц при мощности в 1 квт . Чему равно число фотонов, испускаемых за 1 сек ? Это число объясняет,

почему квантовая природа электромагнитного излучения антенны непосредственно не обнаруживается. Данная задача, а также две предыдущие (3 и 4) кажутся нелепыми, столь огромно соответствующее число фотонов. В дальнейшем мы не будем пытаться применять квантовую механику к очевидно макроскопическим задачам. Все же полезно хоть один раз решить подобную задачу и ощутить несоизмеримость макро- и микромасштабов.

6. Утверждение, что электромагнитное излучение распространяется пакетами с энергией $E = h\nu$, где ν — частота, не находится в противоречии со «здравым смыслом» (т. е. с тем, чего мы ожидаем на основании опыта, приобретенного с макроскопическими явлениями). Чтобы показать это, вычислите число фотонов, испущенных в 1 сек источником света силой в 1 свече. Допустим для простоты, что испускается желтый свет с длиной волны 5600 Å. Мощность источника света в 1 свече близка к 0,01 вт.

Допустим, что источник света изотропен, а наблюдатель удален на расстояние 100 м. Вычислите число фотонов, попадающих в глаз наблюдателя за 1 сек, если диаметр входного зрачка глаза равен 4 мм. Число фотонов столь велико, что мы не заметим никакого «мерцания», даже если энергия светового потока, падающего на глаз, мала в макроскопическом смысле.

7. Мы знаем, что звезды «мерцают». Чтобы выяснить, может ли это мерцание быть проявлением квантовой природы света, оцените число фотонов видимого света, попадающих в глаз наблюдателя, когда он смотрит на звезду первой величины (в видимом свете). Поток энергии, создаваемый такой звездой на поверхности Земли, близок к 10^{-6} люмен/м². Один люмен при длине волны максимальной «видности», равной 5560 Å, соответствует мощности в 0,0016 вт. Звезды первой величины кажутся весьма яркими, ясно видимыми невооруженным глазом, хотя они и не принадлежат к очень ярким звездам. Примером является звезда Альдебаран.

Предположим, что за 1 сек в глаз наблюдателя попадает N фотонов. Какова средняя флуктуация этой величины? Определите величину N и подумайте, как объяснить мерцание звезды.

Почему мерцание планет слабее или вовсе отсутствует?

8. а) Обратимся к закону смещения Вина. Допустим, что излучатель является абсолютно черным телом при температуре 2500°К. Вычислите (в Å) длину волны λ_{max} , определяемую законом Вина. Находится ли она в видимой части спектра?

б) Получите закон смещения Вина из формулы Планка (39а).

в) Покажите на основании закона излучения Планка (39а), что полная мощность излучения абсолютно черного тела (просуммированная по всем частотам) пропорциональна четвертой степени температуры T .

9. Делая обзор истории открытия закона Планка, мы отмечали, что, по Планку, гармонический осциллятор, колеблющийся с частотой ν , может приобретать энергию лишь порциями, величиной $h\nu$. Интересно увидеть связь между гипотезой Планка и гипотезой Бора, высказанной им для объяснения строения атома водорода, но имеющей общий характер.

Рассмотрим гармонический осциллятор, состоящий из массы и «пружины» с коэффициентом упругости K , который ведет себя в соответствии с гипотезой Планка. Это значит, что его энергия может меняться лишь на целые кратные величины $h\nu$, где ν — частота осциллятора. Введем переменную действия

$$J = \pi q_0 p_0,$$

где q_0 — максимальное смещение точечной массы осциллятора, а p_0 — максимальный импульс.

а) Напишите квантовое условие Бора для нашего осциллятора.

б) Выразите полную энергию осциллятора через его текущую координату $q(t)$ и импульс $p(t)$ и постройте график зависимости p от q при заданной энергии.

в) При каком условии из квантового условия Бора следует гипотеза Планка? Это условие называется «правилом отбора» для гармонического осциллятора.

Дополнительная литература *)

Чтобы получить представление об эксперименте в области атомной физики, рекомендуем книгу: Гарнвелл Дж. П. и Ливенгуд Дж., Экспериментальная атомная физика, пер. с англ., ОНТИ, 1936.

Для интересующихся историей современной физики рекомендуем следующие книги:

Тригг Дж., Решающие эксперименты в современной физике, изд. «Мир», 1974.

Jamner M., The Conceptual Development of Quantum Mechanics, New York, 1966.

Эта книга очень интересна, но требует знания квантовой механики. В ней имеются тщательно подобранные ссылки на оригинальные работы.

Whittaker E., A History of the Theories of Aether and Electricity, Vol. I and II, New York, 1960.

Второй том посвящен квантовой механике.

Планк М., Единство физической картины мира. Сборник статей, изд. «Наука», 1966.

Эйнштейн А., Инфельд Л., Эволюция физики, изд. «Наука», 1965.

Борн М., Атомная физика, изд. «Мир», 1965.

В тексте даны ссылки на ранние оригинальные работы, знакомство с которыми интересно, поучительно и не требует предварительных знаний. Они рассеяны по старым журналам, но можно указать на книги, где такие работы собраны: Great Experiments in Physics, ed. by M. H. Shamos, New York, 1962.

Работы иногда сокращены и снабжены комментариями редактора.

The World of Atom, ed. by H. A. Boorse and L. Motz, Vol. I and II, New York, 1966.

Это очень полное собрание работ. Примечания редактора дают исторический фон и библиографические сведения.

Многие экспериментальные и теоретические работы, рассмотренные в этом томе, удостоены Нобелевской премии.

Популярные лекции нобелевских лауреатов, прочитанные в Стокгольме, представляют большой интерес. Они собраны в книге

Heathcote N. H. de V., Nobel Prize Winners in Physics 1901—1950, New York, 1953.

*) Ко всем главам книги много интересного дополнительного материала можно найти в сборниках «Над чем думают физики», выпускаемых с 1962 г. издательством «Наука». В этих сборниках помещены переводы статей из журнала «Scientific American». Рекомендуются также популярные статьи из журнала «Успехи физических наук» (УФН). Постепенно читатель сможет перейти к чтению более специальных обзоров из этого журнала и оригинальных экспериментальных работ из физических журналов.— *Прим. ред.*

ГЛАВА 2

ПОРЯДКИ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В КВАНТОВОЙ ФИЗИКЕ

Единицы и физические константы

1. Одна из задач этой главы — дать наглядное представление о численных значениях наиболее важных физических величин квантовой физики. Многие из них, например заряд электрона, его масса, постоянная Планка и т. п., выраженные в знакомых нам макроскопических единицах, настолько малы, что имеют весьма неудобный и необычный вид. Нелегко ясно представить себе значение того факта, что постоянная Планка $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. Поэтому мы подробно рассмотрим как происхождение этих физических величин, так и реальный смысл их численных значений *).

Физические величины, с которыми мы имеем дело в данной области физики, удобно измерять в некоторой естественной системе единиц, характерной для этой области.

Выраженные в естественных единицах физические величины имеют «разумные» численные значения. Они могут лежать, например, в пределах от 10^{-6} до 10^6 , но, пользуясь естественными единицами, мы вряд ли будем иметь дело с числами, подобными 10^{-27} . Знакомые нам макроскопические единицы (например, в системе СИ) предназначены для обычных физических явлений и основаны на легко доступных макроскопических стандартах. Такие единицы, как метр, килограмм и секунда, связаны с повседневным обиходом человека. Так называемая «научная», или система СГС, удобна для значительно меньших объектов. Нам следует освободиться от этих произвольных единиц и ввести единицы, которые будут естественными для различных областей квантовой физики.

2. Начнем с нескольких физических констант, помещенных в табл. 2А. Эти константы часто называют «фундаментальными константами». В числах, приведенных в табл. 2А, мы не замечаем, однако, ничего «фундаментального». Это объясняется тем, что выбранные

*) Более подробно эти вопросы будут рассмотрены позже. Некоторые рассуждения данной главы могут казаться недостаточно ясными. Читателю придется несколько раз на протяжении курса возвращаться к гл. 2.

Таблица 2А

Некоторые физические константы

Постоянная Планка:	$h = 2\pi\hbar = (6,62559 \pm 0,00015) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$
	$\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1,05449 \pm 0,00003) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$
Скорость света:	$c = (2,997925 \pm 0,000001) \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$
Заряд электрона:	$e = (4,80298 \pm 0,00006) \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}_q$
	$e = (1,60210 \pm 0,00002) \cdot 10^{-19} \text{ кулон}$
Масса электрона:	$m = (9,10908 \pm 0,00013) \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Масса протона:	$M_p = (1,67252 \pm 0,00003) \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Число Авогадро:	$N_0 = (6,02252 \pm 0,00009) \cdot 10^{23} \text{ (моль)}^{-1}$
Постоянная Больцмана:	$k = (1,38054 \pm 0,00006) \cdot 10^{-16} \text{ эрг (}^\circ\text{К)}^{-1}$

Таблица 2В

Единицы и переходные коэффициенты

Длина	1 микрон (мкм) = 10^{-6} м 1 миллимикрон (ммкм) = $10^{-9} \text{ м} = 10^{-7} \text{ см}$ 1 ангстрем (Å) = 10^{-8} см
Площадь	1 ферми (f) = 10^{-13} см 1 барн (б) = 10^{-24} см^2 1 миллибарн (мб) = 10^{-27} см^2
Время	1 год $\approx 3,156 \cdot 10^7 \text{ сек}$
Сила	1 ньютон = 10^5 дин
Энергия	1 джоуль = $10^7 \text{ эрг} \approx (0,2389 = 1/4,186) \text{ кал}$ 1 электрон-вольт (эв) = $= (1,60210 \pm 0,00002) \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Масса	1 атомная единица массы (аеи) = $= (1,66043 \pm 0,00002) \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Заряд	1 кулон = $(2,997925 \pm 0,000001) \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q =$ $= 0,1 \text{ СГСМ}_q$
Потенциал	1 СГСЭ _φ = $(299,7925 \pm 0,0001) \text{ в}$
Магнитная индукция	1 в·сек/м ² = 10^4 гс
Энергия, эквивалентная атомной единице массы	$(1 \text{ аеи}) \times c^2 = (9,31478 \pm 0,00005) \cdot 10^8 \text{ эв}$
Активность радиоактивного источника	1 кюри = $3,7 \cdot 10^{10}$ расщеплений в 1 сек
Частота, связанная с 1 эв	$(2,41804 \pm 0,00002) \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$

нами единицы измерения произвольны и случайны. Но, поскольку мы их однажды выбрали, ничего не остается, как выразить через них основные физические константы, и это сделано в таблице.

Мы приводим также возможные погрешности измерения этих констант, чтобы показать, с какой точностью они в настоящее время известны. В этой книге читатель, пожалуй, ни разу не столкнется с необходимостью производить вычисления, выполняемые с большей точностью, чем точность счетной линейки (около 0,2% при умножении и делении). Читатель должен уметь делать также элементарные расчеты, точность которых лежит в пределах от 10% до простой оценки порядка величины. В табл. 2В даны приближенные значения наиболее важных констант, которые рекомендуется запомнить. Более подробная таблица физических констант дана в приложении (табл. А).

3. Определение числа Авогадро требует обсуждения. Когда в прошлом химики определяли атомные веса, они работали со шкалой, в которой атомный вес природного кислорода был *по определению* точно равен 16. При этом, например, атомный вес водорода равен

$$(\text{Атомный вес водорода}) = 16 \frac{(\text{Масса «атома» водорода})}{(\text{Масса «атома» кислорода})}. \quad (3a)$$

Слово «атом» взято в кавычки, чтобы показать, что мы имеем дело с тем элементом, который встречается в природе. Атомные веса, определяемые равенством, подобным (3а), были получены химиками в результате тщательных *весовых измерений*. Они определяли, например, число граммов природного водорода, которое необходимо для того, чтобы в соединении с 16 г природного кислорода образовать воду, не дав никакого остатка. Половина этой величины и есть атомный вес водорода.

Атомный вес, определенный таким методом химиками, называется *атомным весом в химической шкале*. Атомные веса большинства элементов близки к целым числам, но существуют и исключения. Например, атомный вес хлора равен 35,5 (табл. 3А).

Таблица 3А

Атомные веса (атомные массы) наиболее легких элементов *)

Элемент	Z	Атомный вес	Элемент	Z	Атомный вес	Элемент	Z	Атомный вес
H	1	1,00797	N	7	14,0067	Al	13	26,9815
He	2	4,0026	O	8	15,9994	Si	14	28,086
Li	3	6,939	F	9	18,9984	P	15	30,9738
Be	4	9,0122	Ne	10	20,183	S	16	32,064
B	5	10,811	Na	11	22,9898	Cl	17	35,453
C	6	12,01115	Mg	12	24,312	Ar	18	39,948

*) Полный перечень элементов см. в приложении, табл. С.

4. Читателю известно, что почти вся масса атома сосредоточена в его ядре. Ядра построены из протонов и нейтронов. Сумма числа

Природные изотопы некоторых легких элементов

Элемент	Z	Изотоп A	Масса атома	Естественная распространенность, %	Элемент	Z	Изотоп A	Масса атома	Естественная распространенность, %
H	1	1	1,007825	99,985	O	8	16	15,99491	99,759
		2	2,01410	0,015			17	16,99914	0,037
He	2	3	3,01603	0,00013	F	9	18	17,99916	0,204
		4	4,00260	100			19	18,99840	100
Li	3	6	6,01513	7,42	S	16	32	31,97207	95,0
		7	7,01601	92,58			33	32,97146	0,76
Be	4	9	9,01219	100	B	5	10	10,01294	19,6
V	5	11	11,00931	80,4			34	33,96786	4,22
		C	6	12	12,000000	98,89	35	35,96709	0,014
N	7			13	13,00335	1,11	Cl	17	34
		14	14,00307	99,63	36	36,96590			24,47
		15	15,00011	0,37

протонов и нейтронов называется *массовым числом* ядра. Это целое число обычно обозначается буквой *A*. Число протонов называется атомным номером ядра. Его обозначают буквой *Z*, и заряд ядра равен Ze , где e — элементарный заряд. Химические свойства атома определяются почти исключительно зарядом ядра, и число *Z* является характеристикой *химического элемента*. Было обнаружено существование семейств ядер с *одинаковым* зарядом, но различными массовыми числами. Такие ядра получили название различных *изотопов* данного элемента. Изотопы содержат определенное число протонов и различаются числом нейтронов. Масса протона очень близка к массе нейтрона, и поэтому масса всех ядер очень мало отличается от целого массового числа. Существование нецелых атомных весов объясняется тем, что многие природные химические элементы представляют собой смесь двух или нескольких изотопов (табл. 4А). В этом случае измеряемый химиками «атомный вес» элемента является средним значением атомных весов соответствующих изотопов *). Относительная распространенность различных изотопов данного элемента одна и та же в любом месте земной поверхности. Это экспериментально установленный факт. С практической точки зрения различные изотопы данного элемента имеют одни и те же химические свойства, поэтому разделить изотопы химическими методами невозможно.

5. Записывая уравнение химической реакции, химик использует символы, например: H — водород, Li — литий, Fe — железо и т. д.; для обозначения существующих в природе химических элементов,

*) Существование различных изотопов химических элементов было впервые установлено Дж. Дж. Томсоном. [Thomson J. J., Rays of Positive Electricity, Proc. Roy. Soc., London, Ser. A, 89, 1 (1913).]

которые могут быть, а могут и не быть смесью изотопов. Однако с точки зрения ядерной физики изотопы кислорода с массовыми числами 16 и 18 являются совершенно различными объектами, и когда мы пишем их обозначения в ядерных реакциях, то должны иметь возможность различать эти изотопы. Для этого служат верхние и нижние индексы, с помощью которых изотоп обычно изображают так:

$$z(\text{химический символ})^A \text{ или } (\text{химический символ})^A.$$

Природный кислород есть смесь трех стабильных изотопов, а именно O^{16} , O^{17} и O^{18} . Из них основной компонентой является изотоп O^{16} . Его относительная распространенность равна 99,759%.

6. Физики и химики давно пришли к соглашению о новой шкале атомных весов, основанной на массе изотопа углерода C^{12} . Атому (не ядру!) этого изотопа приписана масса, точно равная 12 атомным единицам массы (сокращенно 12 аем). Таким образом,

$$1 \text{ аем} = \frac{1}{12} (\text{масса атома } C^{12}) = (1,66043 \pm 0,00002) \cdot 10^{-24} \text{ г.} \quad (6a)$$

Число Авогадро N_0 определяется как число атомов в 12 г изотопически чистого C^{12} . Это число и приведено в табл. 2А.

В новой шкале атомный вес природного кислорода равен 15,9994, что очень близко к числу 16, т. е. к атомному весу кислорода в старой химической шкале. Для многих практических целей различием атомных весов в новой и старой шкалах можно пренебречь.

7. Число Авогадро N_0 является звеном, которое связывает микро- и макрофизику. Рассмотрим несколько важных физических величин, включающих N_0 , и на их примере продемонстрируем эту связь.

1) Масса протона равна 1,0073 аем, а масса нейтрального атома водорода (изотоп H^1) равна 1,0078 аем. Произведение числа Авогадро N_0 на массу протона M_p равно, таким образом,

$$N_0 M_p = 1,0073 \text{ г,} \quad (7a)$$

что весьма близко к 1 г. При грубых вычислениях мы можем считать, что

$$(\text{Масса протона}) \approx (\text{Масса атома водорода}) \approx \frac{1}{N_0} \text{ г.} \quad (7b)$$

2) Произведение N_0 на постоянную Больцмана дает универсальную газовую постоянную R :

$$\begin{aligned} N_0 k &= R = 8,3114 \cdot 10^7 \text{ эрг } (^\circ\text{K})^{-1} (\text{моль})^{-1} = \\ &= 1,986 \text{ кал } (^\circ\text{K})^{-1} (\text{моль})^{-1}. \end{aligned} \quad (7c)$$

Таким образом, постоянная Больцмана является газовой постоянной, приходящейся на одну молекулу.

3) Произведение N_0 на заряд электрона дает число Фарадея F :

$$N_0 e = F = 96\,487 \text{ кулон } (\text{моль})^{-1}. \quad (7d)$$

Эта величина равна полному заряду, который переносится одним молеом однократно заряженных ионов.

8. Обратимся теперь к постоянной Планка. Ее можно встретить в двух обозначениях, а именно h и \hbar (см. табл. 2А). (Символ \hbar читается: « h перечеркнутое».) Обе постоянные называются постоянными Планка и встречаются одинаково часто. Впрочем, нам больше нравится \hbar : с этой константой удобнее работать. Причина появления двух постоянных Планка в том, что писать \hbar проще, чем выписывать множитель 2π , возникающий во многих формулах. По той же причине существуют две «частоты» — круговая частота и число циклов.

В этой книге мы обозначаем через ν частоту, равную числу повторений периодического явления за единицу времени. Эта частота измеряется в *циклах/единицу времени* *). Угловую скорость мы обозначаем буквой ω и измеряем ее числом *радиан/единица времени*. Частота и угловая скорость связаны соотношением

$$\omega = 2\pi\nu, \quad (8a)$$

откуда следует

$$\hbar\omega = h\nu. \quad (8b)$$

Оба выражения определяют энергию фотона с частотой ν . Заметим, что величину ω обычно тоже называют «частотой» или *круговой частотой*.

Для длины волны используются соответствующие обозначения. Истинная *длина волны* представляет собой период периодического явления в пространстве и обозначается буквой λ . Из длины волны λ можно образовать величину λ :

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (8c)$$

Для монохроматической волны, распространяющейся со скоростью c ,

$$\lambda\nu = \lambda\omega = c. \quad (8d)$$

Читатель должен запомнить эти повсюду принятые обозначения.

9. Длина волны часто выражается в обратных величинах, $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$, называемых *волновым числом*. Волновые числа широко используются в оптической спектроскопии. Единицей их измерения является см^{-1} . Для света в вакууме

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}, \quad (9a)$$

где ν — частота. Волновое число пропорционально частоте, но его не следует путать с частотой. Заметим, что в оптической области длины волн и волновые числа могут быть измерены очень точно, гораздо точнее скорости света. Поэтому в оптической области нам гораздо точнее известны волновые числа, нежели соответствующие частоты.

*) В системе единиц СИ эта величина называется *герц* (гц).

С другой стороны, в микроволновой области частоты измеряют с большей точностью, и здесь они известны точнее соответствующих волновых чисел или длин волн.

10. В гл. 1 мы упоминали о некоторых методах измерения фундаментальных констант. Хронологически это первые методы. Лучшие современные значения основных констант получены, однако, не в этих простых измерениях. Мы привели их лишь для знакомства с принципиальными возможностями. В действительности лучшие значения фундаментальных констант получены при измерениях ряда связанных величин, которые *выражаются* через эти (и другие) константы с помощью теоретических формул, в справедливости которых мы уверены. Из этих величин можно получить значения соответствующих констант. Число таких измеримых величин больше числа фундаментальных констант, и уравнения оказываются перепределенными. Это обстоятельство позволяет проверить внутреннее согласие измеренных величин, которые принимаются во внимание при определении констант.

Энергия

11. Рассмотрим теперь единицы, используемые в микрофизике для измерения энергии. Одной из наиболее употребительных единиц является *электрон-вольт* (сокращенно *эв*). Она определяется как энергия, приобретаемая элементарным зарядом величиной e при прохождении разности потенциалов в 1 в. Воспользовавшись величиной e из табл. 2А, можно выразить электрон-вольт в эргах:

$$1 \text{ эв} = (1,60210 \pm 0,00002) \cdot 10^{-12} \text{ эрг.} \quad (11a)$$

Кроме электрон-вольта используют и производные единицы:

$$1 \text{ кэв} = 1000 \text{ эв}; \quad 1 \text{ Мэв} = 10^6 \text{ эв},$$

$$1 \text{ Бэв} = 10^9 \text{ Мэв} = 10^9 \text{ эв};$$

кэв — сокращенно *килоэлектрон-вольт*, *Мэв* — *миллион электрон-вольт*, *Бэв* — *миллиард электрон-вольт* *). Электрон-вольт является единицей, особенно удобной в атомной физике, так как энергия связи внешних электронов у атомов имеет порядок *эв*. В ядерной физике, где энергии связи в ядре порядка *Мэв*, удобнее эта единица. И наконец, единица *Бэв* используется при рассмотрении взаимодействия элементарных частиц при очень высоких энергиях.

12. В гл. 1 мы говорили о важном значении констант c и \hbar . Особенно часто они встречаются в релятивистской квантовой физике, где по этой причине удобно работать с системой единиц, в которой константы c и \hbar безразмерны и равны единице: $c = 1$, $\hbar = 1$.

Читатель чувствует, что эти определения нарушают наши представления о физической размерности. Следует, однако, понять, что

*) Эта единица обозначается также *Гэв* (*гигаэлектрон-вольт*).

определенные размерности, которые мы приписываем различным физическим величинам, основаны на произвольном соглашении. Строгое утверждение заключается в том, что *физические величины, которые можно непосредственно сравнивать*, имеют одинаковую «физическую размерность». Во всех остальных случаях приписывание размерности основано на некоторых соотношениях, в фундаментальный характер которых мы верим. Например, имея в виду фундаментальный характер такой постоянной, как скорость света, можно связать расстояние x и время t выражением $x = ct$, что дает нам возможность измерять расстояние и время в одних и тех же единицах. Так поступают астрономы, измеряя расстояние в световых годах.

Если положить $\hbar = c = 1$, то многие формулы приобретают более простой, ясный и привлекательный вид, и нам хотелось бы воспользоваться такой возможностью в этой книге. Но постоянное использование таких единиц создало бы ненужные трудности при чтении других элементарных книг по квантовой физике, большинство которых основано на системах единиц СИ или СГС. По этой причине мы будем пользоваться главным образом системой СГС.

13. Напишем теперь некоторые соотношения между различными физическими величинами, которые возникают благодаря существованию констант c и \hbar . Начнем с массы m , свяжем с ней ряд других физических констант, составленных из m , \hbar и c , и укажем обычную физическую размерность этих величин:

$$\begin{aligned} m &= (\text{масса}), & mc^2/\hbar &= (\text{время})^{-1}, \\ mc &= (\text{импульс}), & \hbar/mc^2 &= (\text{время}), \\ mc^2 &= (\text{энергия}), & \hbar/mc &= (\text{длина}). \end{aligned} \quad (13a)$$

Читатель должен проверить правильность указанных размерностей. Все эти величины «связаны вместе» постоянными \hbar и c . Основываясь на приведенных соотношениях, можно ассоциировать энергию с массой, или с частотой, или с обратной длиной; величина энергии может быть выражена через значения связанных величин.

14. Таким образом, мы связываем с энергией E частоту E/\hbar , волновое число $E/\hbar c$ и массу E/c^2 . Соответствующие переходные коэффициенты имеют следующие значения:

$$\frac{(\text{Энергия})}{(\text{Масса})} = (9,31478 \pm 0,00005) \cdot 10^8 \text{ эв/а.е.м.}, \quad (14a)$$

$$\frac{(\text{Частота})}{(\text{Энергия})} = (2,41804 \pm 0,00002) \cdot 10^{14} \text{ циклов/сек/эв}, \quad (14b)$$

$$\frac{(\text{Волновое число})}{(\text{Энергия})} = (8,06573 \pm 0,00008) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}/\text{эв}. \quad (14c)$$

Табл. 14А основана на этих переходных коэффициентах. В каждой горизонтальной строке таблицы приведен ряд величин, ассоциированных с величиной, стоящей в первом столбце. Второй и третий столбцы дают энергию E в эв и эргах. Седьмой столбец дает соответствующие значения E/c^2 в а.е.м., восьмой столбец — соответствующую

Множители для переходов между различными единицами энергии

	Энергия		Энергия на моль		Температура $E/k, ^\circ K$	Масса $E/c^2, \text{ аем}$	Частота $E/h, \text{ гц}$	Волновое число $E/hc, \text{ см}^{-1}$	Длина волны $hc/E, \text{ \AA}$
	эв	эрг	эрг/моль	кал/моль					
1 эв	1	$1,6021 \cdot 10^{-12}$	$9,6487 \cdot 10^{11}$	23050	11605	$1,0736 \cdot 10^{-9}$	$2,4181 \cdot 10^{14}$	8065,8	12398
1 эрг	$6,2418 \cdot 10^{11}$	1	$6,0226 \cdot 10^{23}$	$1,439 \cdot 10^{16}$	$7,244 \cdot 10^{15}$	$6,7010 \cdot 10^2$	$1,5093 \cdot 10^{26}$	$5,0345 \cdot 10^{15}$	$1,9863 \cdot 10^{-9}$
1 эрг/моль	$1,0364 \cdot 10^{-12}$	$1,6604 \cdot 10^{-24}$	1	$2,389 \cdot 10^{-8}$	$1,203 \cdot 10^{-8}$	$1,1126 \cdot 10^{-21}$	250,61	$8,3594 \cdot 10^{-9}$	$1,1963 \cdot 10^{16}$
1 кал/моль	$4,338 \cdot 10^{-5}$	$6,951 \cdot 10^{-17}$	$4,186 \cdot 10^7$	1	0,503	$4,658 \cdot 10^{-14}$	$1,049 \cdot 10^{10}$	0,3499	$2,858 \cdot 10^8$
1 $^\circ K$	$8,617 \cdot 10^{-5}$	$1,381 \cdot 10^{-16}$	$8,314 \cdot 10^7$	1,986	1	$9,251 \cdot 10^{-14}$	$2,084 \cdot 10^{10}$	0,6950	$1,439 \cdot 10^8$
1 аем	$931,48 \cdot 10^6$	$1,4923 \cdot 10^{-3}$	$8,9876 \cdot 10^{20}$	$2,147 \cdot 10^{13}$	$1,081 \cdot 10^{13}$	1	$2,2524 \cdot 10^{23}$	$7,5131 \cdot 10^{12}$	$1,3310 \cdot 10^{-5}$
1 гц	$4,1355 \cdot 10^{-15}$	$6,255 \cdot 10^{-27}$	$3,9903 \cdot 10^{-3}$	$9,532 \cdot 10^{-11}$	$4,799 \cdot 10^{-11}$	$4,4398 \cdot 10^{-24}$	1	$3,3356 \cdot 10^{-11}$	$2,9979 \cdot 10^{18}$
1 см^{-1}	$1,2398 \cdot 10^{-4}$	$1,9863 \cdot 10^{-16}$	$1,963 \cdot 10^8$	2,858	1,439	$1,3310 \cdot 10^{-13}$	$2,9979 \cdot 10^{10}$	1	10^8
1 \AA	$1,2398 \cdot 10^4$	$1,9863 \cdot 10^{-8}$	$1,963 \cdot 10^{16}$	$2,858 \cdot 10^8$	$1,439 \cdot 10^8$	$1,3310 \cdot 10^{-5}$	$2,9979 \cdot 10^{18}$	10^8	1
Масса электро- на на mc^2	511006	$8,1868 \cdot 10^{-7}$	$4,9306 \cdot 10^{17}$	$1,178 \cdot 10^{10}$	$5,930 \cdot 10^9$	$5,4859 \cdot 10^{-4}$	$1,2356 \cdot 10^{20}$	$4,1217 \cdot 10^9$	$2,4262 \cdot 10^2$
Ридберг R_∞	13,605	$2,1797 \cdot 10^{-11}$	$1,3127 \cdot 10^{13}$	$3,136 \cdot 10^6$	$1,579 \cdot 10^5$	$1,4606 \cdot 10^{-8}$	$3,2898 \cdot 10^{15}$	109737	911,27

частоту E/h в герцах, девятый — волновое число $E/(hc)$ в $см^{-1}$, десятый — соответствующее значение длины волны hc/E в ангстремах. Это единственная величина в таблице, не пропорциональная энергии E .

15. В химии энергию обычно измеряют в калориях (сокращенно *кал*) и килокалориях (*ккал*). Иногда калорию называют «малой калорией», а килокалорию «большой калорией». Эти единицы определяют следующим образом:

$$\begin{aligned} 1 \text{ кал} &= 4,186 \text{ дж} = 4,186 \cdot 10^7 \text{ эрг}; \\ 1 \text{ ккал} &= 1000 \text{ кал}. \end{aligned} \quad (15a)$$

Интересно связать энергию E одного атома или молекулы с соответствующей энергией грамм-атома или грамм-моля таких частиц. Имеем

$$\frac{E_{\text{мол}}}{E} = N_0 = 23050 \text{ кал/эв} = 9,6487 \cdot 10^{11} \text{ эрг/эв}. \quad (15b)$$

В табл. 14А в четвертом и пятом столбцах приведены значения $E_{\text{мол}}$ в *эрг/моль* и *кал/моль*.

16. В пп. 31—34 гл. I мы кратко рассмотрели понятия теплоты и температуры и отметили, что постоянная Больцмана является переходным множителем от температуры к энергии. Обычно температуру выражают через соответствующую энергию, и наоборот, с помощью условного соотношения

$$(\text{Эквивалентная энергия}) = k \times (\text{Температура}). \quad (16a)$$

Для такого перехода удобно иметь значение постоянной Больцмана, выраженное в *эв/°К*:

$$k = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ эв/°К}; \quad \frac{1}{k} = 11605 \text{ °К/эв}. \quad (16b)$$

Соответственно «комнатная температура» ($\approx 20 \text{ °С} = 293 \text{ °К}$) эквивалентна энергии:

$$k \cdot 293 \text{ °К} \approx \frac{1}{40} \text{ эв}. \quad (16c)$$

В шестом столбце табл. 14А даны значения эквивалентной энергии в градусах Кельвина.

17. Итак, энергия и температура могут быть выражены в одинаковых единицах. Однако не следует считать эти величины «одним и тем же». Было бы ошибкой полагать, что тепловая энергия любого макроскопического тела при температуре T равна величине kT , умноженной на число атомов тела. Внутренняя энергия макроскопического тела зависит не только от температуры, но и от других (макроскопических) параметров, и, кроме того, соотношение между энергией и температурой зависит от природы тела. Это очень важное замечание, и формула (16a) не должна вводить нас в заблуждение.

Весьма полезно помнить, однако, что если макроскопическое тело имеет температуру T , то часто (хотя и не всегда) средняя энергия

«беспорядочного» движения, приходящаяся на один атом (или молекулу), имеет *порядок* kT .

Это утверждение дает нам возможность *оценить* среднюю энергию беспорядочного теплового движения атома или молекулы, если мы знаем температуру. Для некоторых специальных систем можно высказать более точное утверждение. Важным примером может служить газ, состоящий из молекул, нагретый до температуры T . Средняя кинетическая энергия E_{tr} , связанная с *поступательным* движением молекулы, равна в этом случае

$$E_{tr} = \frac{3}{2} kT \quad (17a)$$

независимо от того, имеем ли мы дело со сложной молекулой или атомом. Вывод этой формулы — дело статистической механики, и мы отложим его до следующего тома, но будем часто прибегать к формуле (17a).

18. Мы говорили уже, что понятия теплоты или температуры неприменимы к *изолированным* ядрам, атомам или молекулам. Эти понятия относятся к веществу в целом. Мы почти никогда не можем производить измерения над изолированными частицами. Они всегда погружены в некую среду, представляющую собой макроскопическое тело. Поэтому беспорядочное тепловое движение почти всегда является фактором, который следует учитывать, если мы хотим понять поведение квантовомеханических систем, особенно когда мы рассматриваем макроскопические следствия квантовых явлений.

Важной особенностью теплового движения частицы является его *беспорядочность*. Это вводит в поведение системы элемент случайности. Можно сказать, что беспорядочное тепловое движение является «шумом в чистой симфонии квантовой механики». И следует добавить, что часто шум настолько велик, что заглушает музыку. В принципе тепловое движение можно подавить, если поддерживать исследуемую систему и ее окружение при температуре, очень близкой к 0°K . Действительно, при абсолютном шуме тепловое движение исчезает. На практике полного подавления достичь нельзя. Тепловое движение является характерной особенностью мира, в котором мы живем.

Порядок величин в атомной и молекулярной физике

19. Представим себе атом в виде некоторой динамической системы, состоящей из очень малого ядра, окруженного облаком электронов. Электроны притягиваются к ядру и взаимодействуют друг с другом с помощью электромагнитных сил. Наша вера в то, что электромагнитные силы являются единственными силами, которые надо учитывать для понимания свойств атомов и молекул, основана на постоянном сравнении предсказаний теории с опытом.

Квантовая теория, описывающая взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем, называется *квантовой электродинамикой*.

намикой. Она включает в себя законы специальной теории относительности. В настоящее время это наиболее успешная теория фундаментальных процессов, происходящих с элементарными частицами. Она позволила описать строение атомов и молекул, а также испускание и поглощение этими объектами электромагнитного излучения.

20. Как показывает эксперимент, размер ядра порядка 10^{-13} см, а атома 10^{-8} см. Таким образом, объем ядра ничтожно мал по сравнению с объемом всего атома.

Масса ядра велика по сравнению с массой электрона, равной 0,0005486 аеи. Действительно, отношение масс электрона и протона равно

$$\frac{m}{M_p} = \frac{1}{1836}. \quad (20a)$$

Разумно ожидать, что по крайней мере в первом приближении движение ядра не играет существенной роли и ядро можно считать «бесконечно тяжелым» и фиксированным в пространстве. Так как ядро очень мало, то сделаем еще одно упрощение и будем считать его «точкой». В такой атомной модели роль ядра сводится к созданию электростатического поля, описываемого потенциалом

$$V(r) = \frac{eZ}{r}, \quad (20b)$$

где e — элементарный заряд; Z — атомный номер.

Задачей теории атома, в первом приближении, является исследование движения электронов в этом электростатическом поле. Читатель должен помнить, что, говоря о «движении», мы имеем в виду движение в квантовомеханическом смысле. Позже мы поясним, что это значит.

21. Квантовая электродинамика описывает взаимодействие электронов с электромагнитным полем. Рассмотрим физические величины, входящие в эту теорию, т. е. массу электрона m , заряд электрона e , скорость света c и постоянную Планка \hbar . С помощью констант m , c и \hbar можно образовать так называемые *естественные единицы квантовой электродинамики*, о которых мы говорили в п. 13: m — единица массы, mc^2 — единица энергии, \hbar/mc — единица длины, \hbar/mc^2 — единица времени.

До сих пор мы не говорили об элементарном заряде e . Эта величина играет роль *константы связи*; она показывает, как сильно электрон связан с электромагнитным полем*). Попытаемся получить безразмерную величину, характеризующую силу этой связи. Для этого вычислим в указанных выше единицах *электростатическую энергию отталкивания двух электронов, находящихся на расстоянии*

*) Так принято говорить. Правильнее было бы сказать, что константа связи показывает, как сильно элементарная частица взаимодействует с себе подобной. Электромагнитное поле все же можно считать некоторой мысленной конструкцией, введенной для объяснения взаимодействия между зарядами.

Физические постоянные

Энергия покоя электрона:

$$mc^2 = (0,511006 \pm 0,000002) \text{ Мэв}$$

Комптоновская длина волны электрона:

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{mc} = (3,86144 \pm 0,00003) \cdot 10^{-11}$$

Первый боровский радиус:

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \alpha^{-1} \lambda_e = (5,29167 \pm 0,00002) \cdot 10^{-9} \text{ см}$$

Ионизационный потенциал водорода при бесконечной массе протона:

$$R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = (13,6053 \pm 0,0002) \text{ эв.}$$

Постоянная Ридберга при бесконечной массе протона:

$$\bar{R}_\infty = \frac{\alpha}{4\pi a_0} = \frac{R_\infty}{hc} = (109737,31 \pm 0,01) \text{ см}^{-1}.$$

 \hbar/mc . Обозначая эту величину через α , имеем

$$\alpha = \frac{e^2/(\hbar/mc)}{mc^2} = \frac{e^2}{\hbar c} = (7,29720 \pm 0,00003) \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{137}. \quad (21a)^*$$

Константа α играет фундаментальную роль в атомной физике и известна под названием *постоянной тонкой структуры*; она представляет собой квадрат элементарного заряда в естественных единицах. Постоянная α характеризует величину этого заряда таким способом, который не зависит от произвольных макроскопических физических стандартов. Численное значение величины α весьма мало, что отражает «слабость» электромагнитного взаимодействия: электростатическая энергия двух электронов, находящихся на расстоянии \hbar/mc , мала по сравнению с их энергией покоя. *Постоянная тонкой структуры является одной из истинно фундаментальных констант природы.* В настоящее время это чисто эмпирическая константа, так как у нас нет теоретического объяснения ее величины. Если бы она имела большее значение, мир выглядел бы совершенно по-другому, можно сказать, *невообразимо* иначе.

Заметим, что масса электрона не входит в формулу (21а) для величины α , поэтому α является константой связи с электромагнитным полем для *любой* элементарной частицы, заряд которой равен e .

В табл. 21А приведены некоторые величины, играющие важную роль в атомной физике, которые можно образовать из констант m , \hbar , c и e , и указаны наименования этих величин.

*) Выражение для α написано в системе СГС. В системе СИ $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$.

22. В п. 51 гл. 1 мы имели дело с полуклассической теорией атома водорода, предложенной Бором, и обсуждали, в частности, вопрос о размерах такого атома. Там было показано, что константа a_0 , определяемая равенством (51с), дает этот размер. Нетрудно заметить, что эта константа a_0 , называемая *первым боровским радиусом* (для атома водорода), совпадает с одной из констант табл. 21А. В гл. 1 постоянная a_0 имела смысл радиуса круговой орбиты в планетарной модели атома, и отсюда ее название. При квантовомеханическом рассмотрении атома водорода константа a_0 имеет другой смысл: $1/a_0$ равно среднему значению $1/r$ для основного состояния атома водорода (r — расстояние между электроном и протоном). В обоих случаях физический смысл величины a_0 одинаков: она дает представление о «типичном» расстоянии между электроном и протоном.

23. Продолжим полуклассическое рассмотрение, начатое в гл. 1, и постараемся оценить энергию связи электрона в атоме водорода. Если электрон движется со скоростью v (его импульс $p = mv$) и находится на расстоянии r от протона, то его полная энергия E равна

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^2}{r}. \quad (23a)$$

Для электрона на круговой орбите радиуса $r = a_0$ условие динамического равновесия имеет вид

$$\frac{mv^2}{a_0} = \frac{e^2}{a_0^2}. \quad (23b)$$

Из уравнений (23a) и (23b) следует

$$E = \frac{1}{2} \frac{e^2}{a_0} - \frac{e^2}{a_0} = -\frac{e^2}{2a_0} = -\frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = -R_\infty. \quad (23c)$$

Итак, энергия электрона на этой орбите равна $-R_\infty$, что близко к $-13,6$ эв. Эту энергию нужно сравнивать с полной энергией электрона, удаленного от протона на бесконечность и покоящегося. Из равенства (23a) следует, что она равна нулю. Таким образом, чтобы удалить электрон с рассматриваемой круговой орбиты, мы должны затратить энергию R_∞ . Эта энергия называется *энергией ионизации*. Волновое число, эквивалентное энергии ионизации, носит название *постоянной Ридберга*. Мы обозначим ее через \tilde{R}_∞ .*

Оказывается, что выполненная нами простая оценка, основанная на неверной планетарной модели атома, дает *точно* то же самое значение энергии ионизации R_∞ , что и строгая квантовомеханическая теория. Таким образом, R_∞ является действительным значением энергии ионизации атома водорода, а $-R_\infty$ — *энергия основного состояния* этого атома.

*) Индекс ∞ в R_∞ и \tilde{R}_∞ означает, что мы имеем дело с моделью, в которой масса протона бесконечно велика. Действительное значение энергии ионизации немного меньше.

Заметим, что энергия ионизации любых атомов, т. е. работа, которую нужно затратить для удаления одного внешнего электрона из атома, имеет порядок 10 эв. Мы обсудим этот вопрос позднее.

24. Рассмотрим теперь, каким образом слабость электромагнитных сил, т. е. малость константы связи α , проявляется в строении атома водорода. При константе связи порядка единицы следовало бы ожидать, что размеры атома будут порядка естественной единицы длины в квантовой электродинамике. Эта единица равна, как мы знаем, комптоновской длине волны $\lambda_e = \hbar/mc$. В действительности константа связи гораздо меньше единицы ($\alpha = 1/137$), и кулоновское поле ядра поэтому недостаточно сильно, чтобы удержать электрон на расстоянии порядка комптоновской длины волны. В естественных квантовомеханических единицах орбита электрона оказывается *большой*, радиус ее a_0 равен λ/α .

Скорость электрона на орбите мы получим, решая уравнение (23b) относительно v :

$$v = \sqrt{\frac{e^2}{ma_0}} = \alpha c, \quad (24a)$$

что в 137 раз меньше нашей естественной единицы скорости, равной скорости света c . Такое значение скорости подтверждает сделанное нами выше предположение о нерелятивистском характере задачи.

Кинетическая E_k и потенциальная E_p энергии электрона в атоме равны соответственно

$$E_k = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} m (\alpha c)^2 = R_\infty, \quad (24b)$$

$$E_p = -\frac{e^2}{a_0} = E - E_k = -2R_\infty = -2E_k. \quad (24c)$$

Мы приходим к выводу, что атом водорода есть относительно слабо связанная и протянутая система.

Читателю следует тщательно обдумать как этот результат, так и роль постоянной тонкой структуры в теории атома.

25. Полуклассическое рассмотрение привело нас к выводу, что скорость электрона в атоме мала. Поэтому можно надеяться, что для описания атома окажется достаточной нерелятивистская квантовая механика. В этой теории скорость света c не играет никакой роли, а фундаментальными константами являются m , \hbar и e . В частности, энергия ионизации и боровский радиус могут быть выражены лишь через эти константы. Действительно,

$$a_0 = \frac{\lambda_e}{\alpha} = \frac{\hbar^2}{me^2} \quad (25a)$$

и

$$R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = \frac{e^2}{2a_0} = \frac{e^4 m}{2\hbar^2}. \quad (25b)$$

В правой части этих формул скорость света отсутствует. Заметим также, что длина a_0 — это единственное значение длины, а энергия

R_∞ — единственное значение энергии, которую можно образовать из констант \hbar , m и e . Эти величины возникают в нерелятивистской квантовой механике, которая пока читателю неизвестна. Мы можем ожидать, что любые значения длины и энергии, вычисляемые в такой теории, будут выражаться через некоторый численный множитель и константы a_0 или R_∞ соответственно (под выражением «численный множитель» мы понимаем здесь число, которое не зависит от трех констант m , \hbar и e ; можно ожидать, что в «разумной» теории эти числа будут «порядка единицы»).

26. По-видимому, все эти «выводы» и оценки вызывают у читателя чувство неудовлетворения. Действительно, какое значение могут иметь доводы, основанные на применении боровской модели, если мы сами объявили ее совершенно неверной? И насколько можно принимать всерьез выводы, полученные из соображений размерности? Чему все же равны численные множители «порядка единицы», которые должны давать правильные значения энергии в единицах R_∞ ? Может быть, они равны, скажем, 4711 или $(2\pi)^{-4}$? Такое различие в численных множителях весьма существенно скажется на наших оценках.

Ответ заключается в том, что этот множитель в действительности равен единице. По поводу «простых выводов» такого типа скептик мог бы заметить, что они хороши в тех случаях, когда нам заранее известны результаты опыта или более полной теории.

Чтобы отстоять наш ход рассуждений, заметим следующее:

1) Наша цель заключается в определении порядка величин атомной и молекулярной физики. Вместо того чтобы просто сообщить читателю, что энергия ионизации водорода равна $13,6$ эв, мы пытались выразить эту величину через фундаментальные константы. Оказалось, что $13,6$ эв равны $\alpha^2 (mc^2/2)$, а $0,53$ Å равны $(1/\alpha) (\hbar/mc)$.

Это очень красивые результаты. Обсуждение идей квантовой электродинамики в приложении к атому водорода дало нам *некоторое* понимание полученных зависимостей. Высказанные идеи находят свое подтверждение в полной теории. Наши «выводы» можно, таким образом, считать некоторым мнемоническим правилом.

2) Теорию Бора нельзя считать верной. Читатель мог видеть, что в некоторых случаях она дает правильные результаты и совершенно неправильные в других. По-видимому, такая теория содержит в себе какие-то элементы истины. Теория Бора ввела в физику постоянную Планка в виде соотношения $rp \sim \hbar$, связывающего положение и импульс электрона. В классической физике эти величины независимы.

Все выводы, сделанные нами из теории Бора, были следствием этого соотношения $rp \sim \hbar$, являющегося частным случаем принципа неопределенности. В дальнейшем мы не один раз к нему обратимся. В частности, принцип неопределенности позволит нам оценить энергию ионизации атома водорода.

Энергия Волновое число Длина волны
эв см⁻¹ А

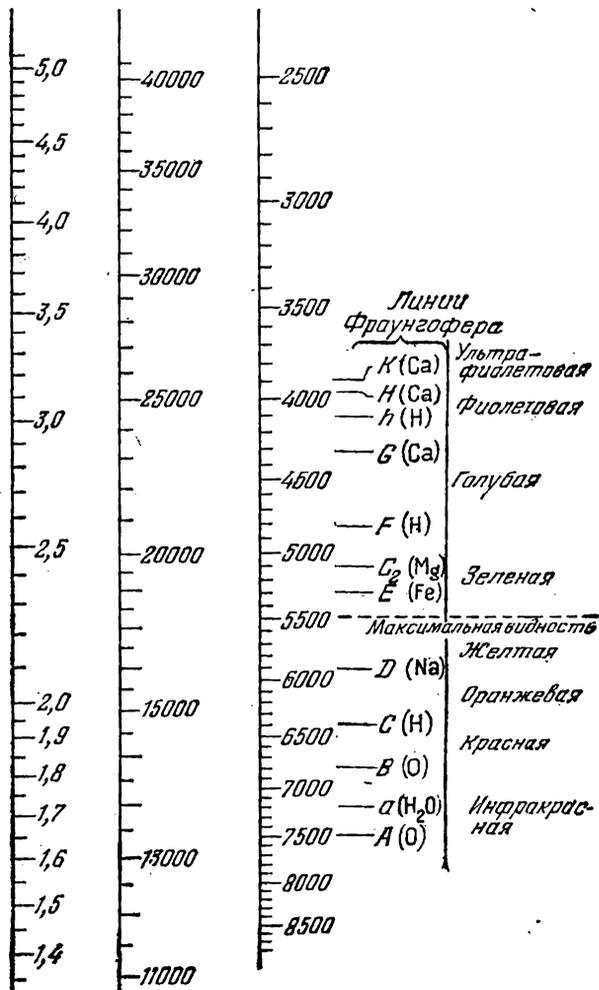


Рис. 26А. Видимая часть спектра и примыкающие к ней области.

Линиями Фраунгофера называют знаменитые линии поглощения (темные линии) в спектре Солнца. В левом столбце приведены старые обозначения этих линий, а в скобках указаны химические обозначения атомов или молекул, вызывающих поглощение. Цвета, указанные для различных областей спектра, являются, конечно, приблизительными. Заметим, что максимальная «видимость» приходится на длину волны 5500 А.

3) Рассмотренные в п. 25 соображения размерности вызывают большее доверие после серьезного изучения квантовомеханической теории атома водорода. Эта теория основана на так называемом уравнении Шредингера. Чтобы понять, почему числа, подобные 4711 или $(2\pi)^{-4}$, появиться не могут, нет необходимости решать это дифференциальное уравнение, нужно знать его свойства. Соображения размерности работают лучше, если они сопровождаются хорошим пониманием общих свойств теории.

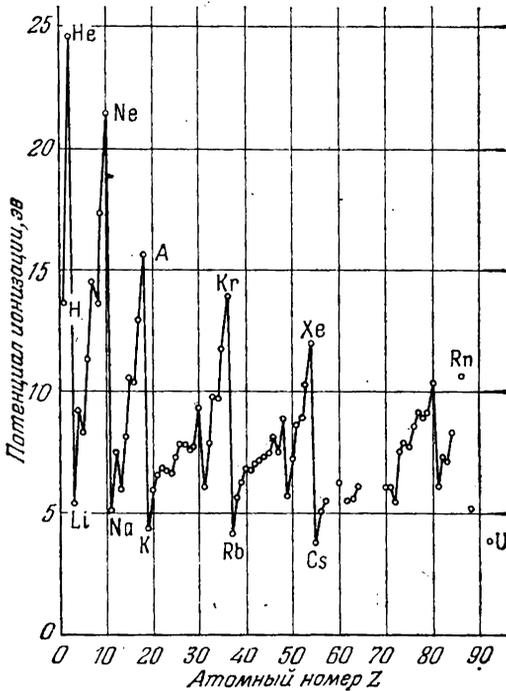


Рис. 27А. Зависимость потенциалов ионизации атома от атомного номера.

Потенциалом ионизации называется энергия, необходимая для вырывания электрона из нейтрального атома. Для всех атомов порядок величины этой энергии близок к 10 эВ. Читатель, немного знакомый с химией, заметит корреляцию между величиной потенциала ионизации и химическими свойствами элементов. Потенциал ионизации имеет наибольшее значение у благородных газов и наименьшее у щелочных металлов.

Наши выводы, основанные на простых соображениях размерности, были введением в рассуждения такого рода. Читатель слышал, что существует «хорошая» теория. Чего же можно ожидать от нее? Позже мы ответим на этот вопрос.

27. Вернемся к изучению атомной физики и попытаемся получить общее представление о строении тяжелых атомов, т. е. атомов с большим значением атомного номера Z . Читатель, без сомнения, слышал, что электронное облако таких атомов имеет слоистую, или оболочечную, структуру, т. е. состоит из нескольких слоев, и мы постараемся понять, почему это происходит. Вообразим, что мы

строим атом. Начав с голого ядра, мы последовательно прибавляем один за другим все новые электроны. Какова энергия связи первого электрона? В этом случае энергия системы равна

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 Z}{r}. \quad (27a)$$

Очевидно, что сказанное об атоме водорода сохранит свое значение и здесь, если только постоянную тонкой структуры α заменить на αZ . Таким образом, энергия связи первого электрона равна

$$e_1 = -Z^2 R_\infty = -Z^2 (13,6 \text{ эв}) \quad (27b)$$

и его «расстояние» от ядра

$$r_1 = \frac{a_0}{Z}. \quad (27c)$$

Для больших Z это расстояние мало по сравнению с боровским радиусом a_0 атома водорода. Следующий прибавленный нами электрон будет, подобно первому, находиться на малом расстоянии, и его энергия связи также будет велика по сравнению с энергией связи электрона в атоме водорода. Заметим, что электростатическая сила отталкивания обоих электронов при этом примерно в Z раз меньше силы их притяжения к ядру. Рассмотрим свойства *иона*, образовавшегося после добавления нескольких электронов. Электроны удерживаются на малых расстояниях от ядра, и если их число равно n , то на больших расстояниях ион действует как «ядро» с зарядом $(Z - n) e$. Каждый следующий электрон будет сильно связан, если $(Z - n)$ не мало, но эта связь будет слабее, чем связь *первого* электрона. Легко понять, что последующие электроны окажутся все менее и менее сильно связанными. После прибавления $(Z - 1)$ электронов электростатическое поле иона будет подобно полю облака с зарядом e . Размер этого облака будет сравним с боровским радиусом a_0 . Поэтому энергия связи *последнего* прибавленного электрона будет порядка R_∞ , т. е. около десятка электрон-вольт. Окончательный размер атома из Z электронов будет порядка боровского радиуса a_0 .

28. Рассмотренная схема, конечно, слишком груба. Заметим, что мы не только не доказали, но и не сделали правдоподобным представление о слоистом строении атома.

Чтобы понять строение атома, необходимо познакомиться с новым фундаментальным физическим законом, о котором мы до сих пор не упоминали и который совершенно чужд классической физике. Этот закон носит название *принципа Паули*, или *принципа исключения*. Принцип Паули гласит, что *в атоме не может быть двух электронов в одном и том же состоянии движения*. Электроны «избегают» друг друга. (Это явление не имеет ничего общего с кулоновским отталкиванием двух одинаково заряженных частиц. Понимание действительного значения и смысла принципа Паули требует знания квантовой механики.) Принцип Паули является основой понимания

атомной структуры. Его значение огромно, и, если бы природа не следовала этому принципу, мир выглядел бы невообразимо иначе.

Принцип исключения был открыт Вольфгангом Паули в 1924 г. при исследовании эмпирических закономерностей в атомных спектрах *).

29. Итак, хотя наша модель атома весьма несовершенна, она все же дает некоторое представление о свойствах тяжелых атомов. Из нашей модели следует, например, что изменение состояния движения внешних (так называемых *оптических*) электронов связано с изменениями энергии, которые имеют порядок электрон-вольта. Эта энергия может быть излучена атомом в виде фотонов, принадлежащих к *видимой области* спектра. Энергия таких фотонов лежит в интервале 1,8—3,0 эв, что отвечает длинам волн 7000—4000 Å. Переходы, совершаемые *внутренними электронами*, отвечают значительно большим энергиям, доходящим до 70 кэв (70 000 эв), что соответствует длине волны 0,2 Å. Такие фотоны относятся к ультрафиолетовой или рентгеновской части спектра. Энергия, освобождающаяся при изменении состояния внутренних электронов, квадратично зависит от атомного номера Z , как видно из формулы (27b).

Мы отмечали уже, что атом, размеры которого близки к 1 Å, мал по сравнению с длиной волны оптических фотонов. Покажем, что это является непосредственным следствием малости константы связи α .

Энергия связи оптического электрона имеет порядок $\alpha^2 mc^2$. Таков же или меньше порядок энергии, освобождающейся при переходах, совершаемых оптическими электронами. При переходе такого электрона между двумя квазистационарными состояниями происходит поглощение или испускание фотона, энергия которого равна разности энергий обоих состояний. Соответствующая таким фотонам длина волны имеет порядок

$$\lambda_{\text{опт}} \approx \frac{2\pi\hbar c}{\alpha^2 mc^2} = \frac{2\pi a_0}{\alpha} \approx 1000 a_0, \quad (29a)$$

что объясняет порядок величины отношения размеров атома к длине волны.

30. Мы теперь довольно хорошо познакомились с численными значениями различных физических величин, характеризующих атом. Нам остается сказать кое-что о молекулах. Здесь основной проблемой является природа молекулярной связи. Почему некоторые комбинации атомов образуют стабильные молекулы, а другие их не образуют? Чтобы ответить на подобные вопросы, необходимо глубокое понимание квантовой механики. Тем не менее мы попытаемся ответить на наш вопрос хотя бы частично, но сперва займемся другим. Установив, что в некоторых случаях данные атомы образуют стабильную молекулу, зададимся вопросом: какова соответствующая

*) Pauli W., Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spectren, Zs. f. Phys. 31, 765 (1925).

Свойства некоторых двухатомных молекул

Молекула	Расстояние между ядрами, Å	Энергия диссоциации, эв	Молекула	Расстояние между ядрами, Å	Энергия диссоциации, эв
AgH	1,62	2,5	HF	0,92	6,4
BaO	1,94	4,7	HgH	1,74	0,38
Br ₂	2,28	1,97	KCl	2,79	4,42
CaO	1,82	5,9	N ₂	1,09	9,76
H ₂	0,75	4,5	O ₂	1,20	5,08
HCl	1,27	4,4			

энергия связи этих атомов в молекуле и какого порядка будет расстояние между атомами?

Обратимся к простейшему случаю, каким является молекула водорода, которая представляет собой связанное состояние двух протонов и двух электронов. Попытаемся подойти к вопросу об энергии связи и расстоянии между протонами, исходя из соображений размерности. Заметим, что мы рассматриваем те благоприятные случаи, когда связь заведомо существует, как в молекуле водорода.

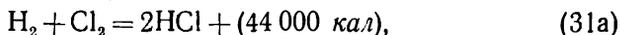
Поскольку масса протонов много больше массы электронов, опять можно пренебречь движением протонов при определении энергии основного состояния молекулы водорода. В первом приближении можно считать, что оба протона находятся на фиксированном расстоянии друг от друга и окружены «облаком» из двух электронов. Допустим, что мы нашли энергию основного состояния двух электронов и ее зависимость от расстояния d . Для определенного значения d , соответствующего стабильной молекуле, эта энергия будет минимальной. Наша задача является нерелятивистской, и поскольку мы считаем протоны бесконечно тяжелыми, то в нашем распоряжении остаются константы m , \hbar и e . Единственной «естественной» энергией при этом будет R_{∞} , а единственной «естественной» длиной — борковский радиус a_0 . Эти величины и характеризуют молекулу водорода. Более подробное рассмотрение подтверждает эту оценку, которая к тому же находится в согласии с опытом. Энергия связи молекулы водорода равна 4,5 эв, а среднее расстояние между протонами составляет 0,75 Å (табл. 30А). Эти значения вообще типичны для молекул: их энергии связи лежат в пределах 1—10 эв, а меядерное расстояние имеет порядок 1 Å (10^{-8} см).

В твердом теле действует тот же «механизм» связи, что и в молекуле, и расстояние между двумя соседними атомами твердого тела также имеет порядок 1 Å.

31: Приведенные оценки дают понятие о величине энергии, выделяемой или поглощаемой в химических реакциях. Элементарный процесс в случае химических реакций заключается в том, что две или несколько молекул сталкиваются, образуя одну или несколько

других молекул. Связанная с этим элементарным процессом энергия должна быть порядка молекулярной энергии связи, т. е. лежит в пределах 1—10 эв. Полная энергия реакции, приходящаяся на моль вещества, будет порядка $(1—10) \cdot N_0$ эв/моль, что составляет около 20 000—200 000 кал/моль.

В качестве примера рассмотрим сгорание газообразного водорода в атмосфере хлора. Эта реакция имеет вид



и количество выделяющегося тепла находится в согласии с нашими оценками.

32. Среди макроскопических единиц существует одна, заслуживающая более подробного рассмотрения. Мы отмечали, что такие единицы, как *сантиметр, грамм и секунда*, взяты из повседневного человеческого опыта, поэтому неудивительно, что они оказываются малоудобными в мире атомных явлений. Существует, однако, одна макроскопическая единица, находящаяся в особом положении. Мы имеем в виду единицу потенциала *вольт*. После умножения вольта на заряд электрона получаем новую единицу — *электрон-вольт*, которая кажется специально созданной для атома. Случайно ли это?

Нет не случайно. Первоначальный выбор вольта в качестве единицы разности потенциалов был связан с тем, что э. д. с. гальванических элементов как раз такого порядка. Например, э. д. с. кадмиево-ртутного элемента очень близка к 1 в. Мы знаем, что действие гальванических элементов основано на происходящих в них электрохимических реакциях и каждому электрону, покидающему катод батареи, соответствует некоторый элементарный химический процесс. В этом процессе освобождается некоторое количество энергии (равное, скажем, X эв), которая может перейти в работу или в некоторое количество тепла, выделяемое за пределами батареи. Если э. д. с. батареи равна U , то $Ue = X$, и поскольку в качестве единицы э. д. с. мы принимаем вольт, то энергия, выделяемая в элементарном электрохимическом процессе, будет порядка электрон-вольта. Вот почему электрон-вольт оказывается единицей, как бы специально придуманной для мира атомов и молекул.

Наиболее важные факты физики ядра

33. Ядра построены из протонов и нейтронов. Эти частицы имеют очень близкие свойства, и их часто рассматривают как два различающихся *зарядами* состояния одной частицы, называемой *нуклоном*. Таким образом, возможны два состояния нуклона: заряженное состояние (протон) и нейтральное состояние (нейтрон)*).

Число A нуклонов в ядре называется *массовым числом*, или *нуклонным числом* ядра. Число Z протонов называется *зарядовым числом*

*) Нейтрон был открыт Чадвиком в 1932 г. [Chadwick J., The Existence of a Neutron, Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, 136, 692 (1932).]

ядра, или *атомным номером*, если мы имеем в виду соответствующий атом.

Массы протона и нейтрона равны:

$$M_p = (1,00727663 \pm 0,00000008) \text{ аем} = (938,256 \pm 0,005) \text{ Мэв}/c^2, \quad (33a)$$

$$M_n = (1,0086654 \pm 0,0000004) \text{ аем} = (939,550 \pm 0,005) \text{ Мэв}/c^2. \quad (33b)$$

Рассмотрим ядро с массовым числом A и зарядовым числом Z . Обозначим его массу через $M(A, Z)$. Величина

$$\Delta(A, Z) = (ZM_p + (A-Z)M_n) - M(A, Z) \quad (33c)$$

называется *дефектом массы* ядра. Дефект массы всегда *положителен*. Действительно, величина $\Delta(A, Z) c^2$ равна *энергии связи* ядра, т. е.

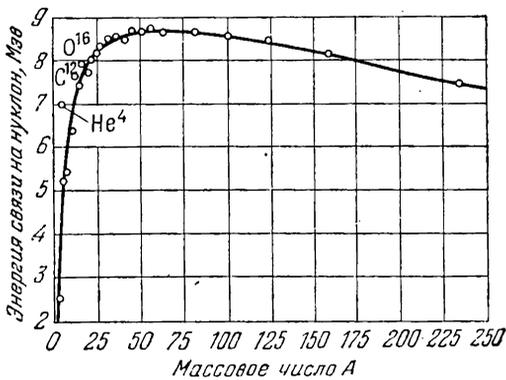


Рис. 33А. Зависимость энергии связи на нуклон $\Delta(A, Z)c^2/A$ от массового числа A .

Точки отвечают определенным ядрам, часть которых указана на графике. В области легких ядер существуют нерегулярности, но при $A > 25$ экспериментальные точки хорошо ложатся на сплошную кривую. Энергия связи на один нуклон в среднем близка к 8 Мэв и при возрастании массового числа медленно уменьшается. Это систематическое уменьшение происходит из-за увеличения электростатической энергии отталкивания между протонами ядра.

энергии, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на протоны и нейтроны. Энергия связи, приходящаяся на один нуклон, *приблизительно* постоянна для всех стабильных ядер и близка к

$$\frac{\Delta(A, Z)c^2}{A} \sim 8 \text{ Мэв}. \quad (33d)$$

Это надежно установленный *опытный* факт. Среди легких ядер есть несколько заметных исключений из этого правила. Кроме того, имеет место систематическое уменьшение величины Δ/A по мере возрастания A . Это хорошо показано на рис. 33А.

34. Следует помнить, что записанные в большинстве таблиц значения масс «ядер» в действительности относятся к *нейтральным атомам*.

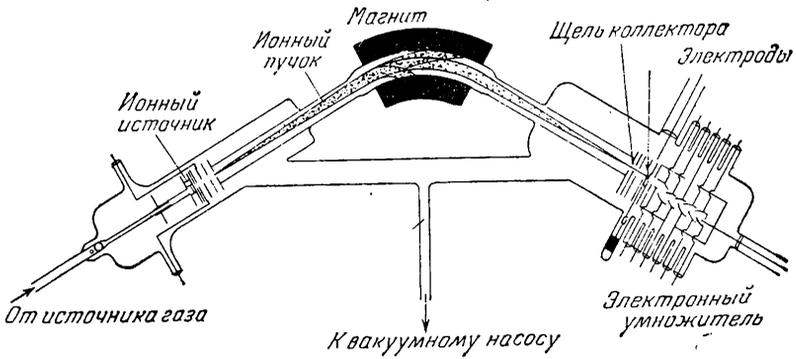
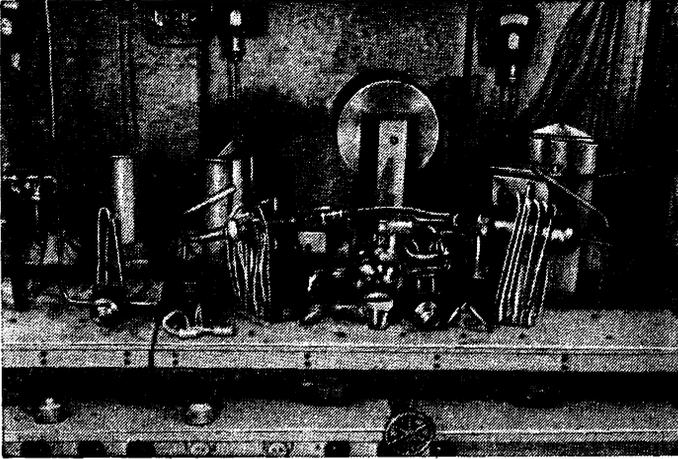


Рис. 34А. Масс-спектрометр для анализа малых количеств благородного газа в метеоритах. Назначение прибора — не точное измерение атомных масс, а определение относительной распространенности различных изотопов ксенона. Полученные данные используются для определения возраста метеоритов, что очень важно для понимания происхождения и эволюции Солнечной системы. Описание этой работы см. *Reinolds J. H., The Age of the Elements in the Solar System, Scientific American 203, 171 (1960).*

В верхней части рисунка дана фотография масс-спектрометра, а внизу — его схема. Благородный газ, выделенный из метеорита, ионизируется ударами электронов в специальном ионном источнике. Ускоренные электрическим полем ионы отклоняются магнитом. В середине фотографии виден отклоняющий магнит и его обмотка. Разные изотопы испытывают различное отклонение, и, меняя величину магнитного поля, можно измерить ток на коллектор, соответствующий каждому изотопу. Распространенность изотопа пропорциональна этому току. Краевая неоднородность магнитного поля помогает фокусировке ионов на щель коллектора.

Пусть $M(A, Z)$ — масса ядра, а $\bar{M}(A, Z)$ — масса соответствующего атома, тогда

$$\bar{M}(A, Z) = M(A, Z) + Zm - B(Z). \quad (34a)$$

Здесь m — масса электрона, а положительная величина $B(Z)$ есть энергия связи всех электронов в атоме.

При вычислении энергетического баланса некоторой ядерной реакции в большинстве случаев все равно, пользуемся ли мы значениями истинных масс ядер или значениями масс соответствующих атомов. Действительно, в последнем случае вклад от электронных масс компенсируется, а энергия связи $B(Z)$ очень мала по сравнению

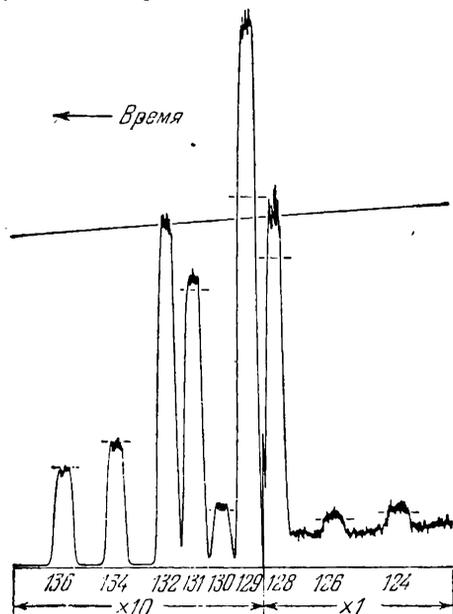


Рис. 34В. Спектр масс, полученный с помощью прибора, показанного на рис. 34А, для ксенона из метеоритных камней.

Короткими горизонтальными линиями показана распространенность изотопов ксенона в земных его образцах. Мы видим, что метеоритный ксенон обогащен изотопом Xe^{129} . Заметим, что кривая распространенности нарисована в двух различных вертикальных масштабах.

с ядерной энергией связи, близкой к 8 Мэв на нуклон, и ею почти всегда можно пренебречь.

Причина, по которой в таблицах приведены массы атомов, а не ядер, заключается в том, что массы атомов легче измерить. Отклоняя ионы различных атомов в электрическом и магнитном полях, можно определить отношение их заряда к массе. Соответствующие приборы называются *масс-спектрометрами*. Масс-спектрометрические исследования, начатые работами Дж. Дж. Томсона и Ф. Астона, дали нам точные значения атомных масс *).

*) Aston F. W., *Isotopes and Atomic Weights*, Nature 105, 617 (1920); см. также Астон Ф., *Масс-спектры и изотопы*, ИЛ, 1948.

Другим источником сведений о массах ядер является изучение кинематики ядерных реакций.

35. С увеличением массового числа A отношение Z/A обнаруживает систематическое изменение. Для не слишком тяжелых ядер, когда A меньше 50, отношение Z/A близко к $1/2$. С увеличением A отношение Z/A медленно уменьшается, и, например, для изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ оно равно 0,39. Для очень малых A мы опять обнаруживаем нерегулярность: водород, например, имеет три изотопа: ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$ (дейтерий) и ${}^3_1\text{H}$ (тритий).

Некоторые ядра стабильны, тогда как другие нестабильны и испускают частицы или γ -излучение. Обычно встречающиеся в природе ядра либо абсолютно стабильны, либо имеют чрезвычайно большие времена жизни. Если бы этого не было, то они распались бы еще в ранней стадии истории Земли и не существовали бы в настоящее время. Ядра, образующиеся в ядерных реакциях, могут иметь весьма короткие времена жизни, порядка малых долей секунды. Если время жизни *очень* мало, мы часто говорим о *возбужденном состоянии ядра*, особенно в том случае, когда оно испускает γ -излучение и, следовательно, A и Z ядра остаются неизменными.

В настоящее время известно около 900 ядер, из них 280 стабильных. Если мы изобразим эти ядра точками на плоскости (A , Z), то, в соответствии со сказанным выше, точки расположатся вдоль широкой полосы (рис. 35А, стр. 78). Чем дальше ядро отстоит от центральной области этой полосы, тем более оно нестабильно.

36. Эксперименты показали, что ядро в первом приближении можно считать сферой, радиус r которой равен

$$r \cong r_0 A^{1/3}, \quad \text{где } r_0 \cong 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см} = 1,2 \text{ ферми} \quad (36a)$$

(единица 10^{-13} см часто используется в ядерной физике в качестве единицы длины; она названа *ферми* в честь Энрико Ферми).

Объем ядра пропорционален r^3 , а следовательно [см. формулу (36a)], пропорционален массовому числу A . Отсюда мы делаем заключение, что плотность ядерного вещества приблизительно постоянна.

Многочисленные экспериментальные методы позволили определить размеры ядра. Наиболее прямой из них заключается в измерении эффективной поверхности поперечного сечения, которую образует ядро для пучка частиц высокой энергии в опытах по рассеянию.

37. Попытаемся дать характеристику тех главных свойств ядерных сил, которые удерживают протоны и нейтроны в пределах ядра. Эксперименты показали следующее:

1) Ядерные силы *невозможно* свести к силам электромагнитной природы. Они гораздо больше электромагнитных сил.

2) Радиус действия ядерных сил *мал*. Он не превышает 10^{-12} см. Поэтому их называют *короткодействующими* силами.

3) Ядерные силы между двумя протонами и двумя нейтронами равны. Кроме того, ядерные силы, действующие между двумя протонами, имеют ту же природу, что и силы, действующие между

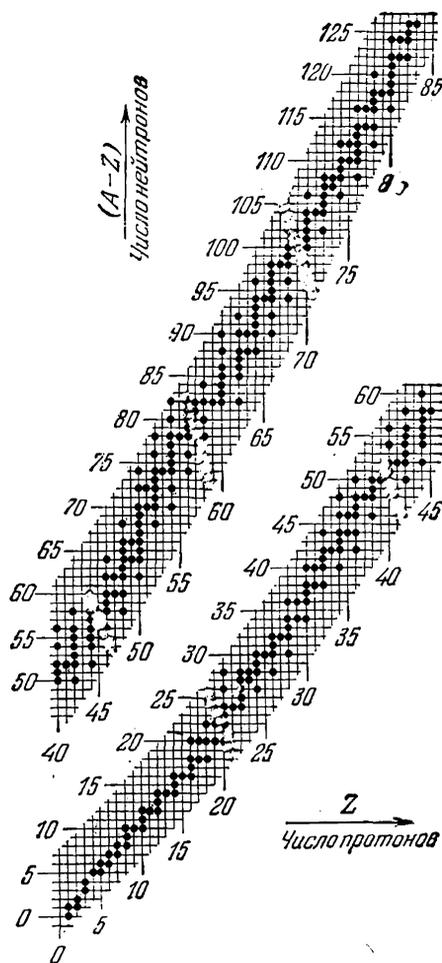


Рис. 35А. Стабильные и почти стабильные ядра.

Показаны все известные ядра, период полураспада T которых больше $5 \cdot 10^{10}$ лет. Это значение T несколько произвольно и взято потому, что оно приблизительно в десять раз больше оценки времени существования Солнечной системы. Таким образом, включенные в диаграмму ядра являются долгоживущими даже в геологическом масштабе времени. По оси абсцисс диаграммы (разделенной для удобства на две части) отложен атомный номер A , а по оси ординат — число нейтронов $N = A - Z$. Очевидно, что все ядра группируются в пределах довольно узкой полосы. Для легких ядер число нейтронов приблизительно равно числу протонов, но с увеличением A рост N опережает рост Z . Наиболее важным выводом из этой диаграммы является зависимость стабильности ядер от того, будут ли числа N и Z четными или нечетными. Эта зависимость имеет следующий характер: четно-четные ядра наиболее стабильны, четно-нечетные (и нечетно-четные) ядра менее стабильны, а нечетно-нечетные ядра наименее стабильны. Проверьте эту зависимость, тщательно изучив диаграмму. Вы обнаружите на ней всего несколько нечетно-нечетных ядер. При некоторых значениях N и Z стабильные ядра вообще отсутствуют. Этим «пробелам» всегда соответствуют нечетные значения N и Z .

протоном и нейтроном. Можно было бы сказать, что они просто равны, но это утверждение требует пояснений.

Экспериментальные доказательства трех перечисленных утверждений следуют из опытов по рассеянию нуклонов, а также из систематического изучения энергетических уровней стабильных и радиоактивных ядер. Так, короткодействующий характер ядерных сил можно подтвердить следующим образом. Направим на ядра полученный на ускорителе пучок протонов большой энергии и будем изучать их рассеяние. Когда протоны находятся далеко от ядра (на расстоянии $10^{-11} — 10^{-12}$ см), единственной силой, действующей на них, является кулоновское отталкивание. Это отталкивание не дает протонам приблизиться к зоне действия ядерных сил, если только энергия протонов не очень велика. Поэтому, если утверждение о малом радиусе действия ядерных сил справедливо, то протоны (или другие заряженные частицы, например α -частицы в опыте Резерфорда) не слишком большой энергии будут рассеиваться так, как если бы кулоновское отталкивание было единственной испытываемой ими силой. Таким образом, второе утверждение можно проверить с помощью опытов по рассеянию. Эти опыты подтверждают короткодействующий характер ядерных сил.

Поскольку протоны заряжены, то на них могут действовать также электромагнитные силы, а два протона в ядре, несомненно, испытывают кулоновское отталкивание. На расстояниях, много больших 10^{-12} см, остаются практически *одни* лишь электромагнитные силы, а на малых расстояниях преобладают ядерные силы. Электромагнитные силы играют некоторую роль в строении ядра, но роль эта второстепенная.

К сказанному необходимо добавить, что *электроны совершенно не испытывают действия ядерных сил*. На них действуют лишь электромагнитные силы.

38. Рассмотрим некоторые следствия из короткодействующего характера ядерных сил. Согласно современным представлениям о характере этих сил, эффективный потенциал взаимодействия между двумя нуклонами для расстояний r , больших 10^{-13} см, можно представить функцией $U(r)$ следующего вида *):

$$U(r) \approx C \left(\frac{b}{r} \right) \exp \left(-\frac{r}{b} \right). \quad (38a)$$

Константа b задает порядок радиуса действия сил; ее величина $b = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см. Константа C определяет величину силы. Природа сил на расстояниях, меньших 10^{-13} см, оказывается более сложной. Ее нельзя выразить потенциалом (38a).

Следует иметь в виду, что потенциальная функция $U(r)$ не дает *точного* описания взаимодействия между двумя нуклонами. Она передает, однако, наиболее существенное свойство этого взаимодействия, а именно *экспоненциальное падение потенциала с расстоянием*.

*) В гл. 9 мы дадим теоретическое объяснение такой форме потенциала $U(r)$.

Посмотрим, что означает такое падение. На расстоянии $r = b$ мы имеем $U(b) = C/e$. (Эта величина порядка 10 Мэв.) Когда расстояние увеличивается до $r = 10b = 1,4 \cdot 10^{-12}$ см, потенциал принимает значение $U(10b) = 0,1 C \exp(-10) \approx 5 \cdot 10^{-6} C$, а на расстоянии $r = 100b = 1,4 \cdot 10^{-11}$ см потенциал равен

$$U(100b) = (0,01) C \exp(-100) \approx 10^{-45} C.$$

Этот численный пример показывает, что ядерными силами можно практически полностью пренебречь, если расстояние между нуклонами превосходит 10^{-11} см. Читателю следует тщательно обдумать выражение (38а). На первый взгляд этот потенциал напоминает кулоновский, однако, как видно из нашего примера, экспоненциальный множитель коренным образом меняет ситуацию.

Благодаря такому свойству ядерных сил они не играют практически никакой роли в молекулах и твердых телах. Здесь все явления почти полностью определяются электромагнитными силами. На малых расстояниях $r \sim 10^{-13}$ см ядерные силы значительно превосходят электромагнитные и роль последних становится второстепенной. Справедливость этого утверждения непосредственно следует из самого факта существования ядер. Электростатические силы отталкивания стремятся растолкать протоны в ядре, тогда как ядерные силы действуют в противоположном направлении. Ядро существует, и, следовательно, ядерные силы преобладают.

39. Энергия связи ядер имеет порядок 8 Мэв на кулон, поэтому можно ожидать, что различные превращения ядер требуют энергии порядка 1 Мэв. Действительно, энергии различных частиц и фотонов (γ -кванты), испускаемых ядрами, лежат в пределах примерно от 100 кэв до 10 Мэв. Эти величины на $5-7$ порядков отличаются от энергий, характерных для химических реакций, и это объясняет нам, почему химические процессы не затрагивают ядер. С точки зрения химии и атомной физики ядро представляет собой очень малую, жесткую, тяжелую и неделимую заряженную сферу.

При рассмотрении атома мы показали, что длина волны оптического фотона велика по сравнению с размерами атома. Аналогичная ситуация существует и в ядерной физике. Рассмотрим, γ -квант с энергией 1 Мэв. Эта величина типична для ядерных переходов. Соответствующая длина волны ($\lambda = 1,2 \cdot 10^{-10}$ см = 1200 ферми) велика по сравнению с размерами ядер.

Гравитационные и электромагнитные силы

40. Теперь мы объясним, почему, рассматривая атомы, молекулы и ядра, можно пренебречь гравитационными силами. Для отношения гравитационной и электромагнитной сил, действующих между двумя протонами, мы имеем следующее выражение:

$$\frac{M_p^2 G / r^2}{e^2 / r^2} = \frac{M_p^2 G}{e^2} = 8,1 \cdot 10^{-37}, \quad (40a)$$

где $g = 6,67 \cdot 10^{-8}$ дин·см²·г⁻² — гравитационная постоянная.

Это отношение чрезвычайно мало, и при наличии электромагнитного взаимодействия силами гравитации можно полностью пренебречь. Они имеют значение только в том случае, если остальные известные нам взаимодействия не играют роли. Примером может служить гравитационное взаимодействие между двумя (большими) электрически нейтральными телами, расстояние между которыми велико по сравнению с характерными атомными размерами.

Общая теория относительности Эйнштейна является чисто *геометрической* теорией гравитации. Это великолепная теория, обладающая внутренней согласованностью. Но, несмотря на многие попытки Эйнштейна и других физиков, до сих пор не удалось охватить этой теорией другие силы природы. Таким образом, явление гравитации занимает особое положение и отделено от взаимодействий, определяющих строение вещества на микроскопическом уровне. Кажется, что к микрофизике гравитация не имеет никакого отношения, поэтому мы исключаем ее из этой книги.

Читатель, возможно, заметил, что отношение (40а) представляет собой отношение гравитационной постоянной в естественных микроскопических единицах к постоянной тонкой структуры. В современной квантовой теории нет места для столь малых параметров, как это отношение. Можно, однако, надеяться, что когда-нибудь будет найдено связующее звено между кажущимися в настоящее время раздельными явлениями гравитации и микрофизики. В настоящее же время у нас нет никаких догадок о том, как эта брешь может быть заполнена.

41. Оценим величину электростатического поля на расстоянии борковского радиуса a_0 от протона. Поскольку величина a_0 имеет порядок 10^{-8} см, а величина электростатической потенциальной энергии электрона в атоме водорода близка к 10 эв, то искомое поле получается порядка 10^{11} в/м. Точное вычисление дает

$$E_{\text{атом}} = 5,14 \cdot 10^{11} \text{ в/м.} \quad (41a)$$

По сравнению с электростатическими полями, которые можно создать в лаборатории (порядка 10^7 в/м), поле (41а) весьма сильное. Отсюда следует, что внешние электрические поля не могут иметь большого влияния на атомы и молекулы, а тем более на ядра. Тем не менее такое влияние можно наблюдать: электрическое поле расщепляет спектральные линии атома на несколько близких по частоте линий. Это явление известно под названием *эффекта Штарка*.

Легко понять, почему электростатическое поле, действующее на электрон в атоме, велико по сравнению с макроскопическими полями, которые удается получить в лаборатории. Из уравнений Максвелла следует важное свойство электростатического поля в пустоте: оно достигает своего максимального значения в некоторой точке у проводников. Но проводники состоят из атомов, и, если поле у проводника достигает величины атомного поля, проводник начнет разрушаться. Оценка (41а) является, таким образом, верхним пределом достижимой величины макроскопического поля. На практике

электрический пробой наступает задолго до достижения этого верхнего предела.

42. Аналогичные рассуждения применимы к макроскопическому магнетостатическому полю. Поля, которые мы в состоянии получить в лаборатории, ограничены сверху условием, что их влияние на атомы не должно быть разрушительным. Магнитное поле, подобно электрическому, расщепляет спектральную линию на несколько компонент. Это явление известно как *эффeкт Зеемана*.

Чтобы получить верхний предел достижимого магнитного поля, можно положить, что при этом пределе плотность энергии должна быть той же, что и у электрического поля порядка 10^{11} в/м. Это соответствует магнитному полю порядка 10^7 гс. Не очень трудно получить в лаборатории постоянное поле, близкое к 50 000 гс. Импульсные поля, действующие в течение очень коротких интервалов времени, могут достигать 10^6 гс. Рассмотрение натяжений, возникающих в проводниках с током, создающим поле, показывает, что постоянные поля, больше 10^7 гс, недостижимы. Такие поля вызовут силы, превосходящие те силы, которые удерживают атомы в твердом теле.

43. Сравним величину макроскопических полей с полями, определенными *естественными единицами квантовой электродинамики*. По сравнению с ними даже электрические поля в атомах оказываются малыми. В качестве естественной единицы силы поля (электрического или магнитного) можно взять поле, соответствующее плотности энергии, равной

$$\frac{(\text{Энергия покоя электрона})}{(\text{Комптоновская длина волны электрона})^3}.$$

Этой плотности отвечает единица электростатического поля, равная $4 \cdot 10^{17}$ в/м, и магнитного $1,3 \cdot 10^{13}$ гс. Квантовая электродинамика предсказывает заметные отклонения от уравнений Максвелла в вакууме для таких полей. В частности, в таких полях будет нарушен принцип суперпозиции и электромагнитное поле нельзя будет описать линейными уравнениями. Для слабых полей, доступных в лаборатории, квантовая электродинамика также предсказывает отклонения от линейности. Эти отклонения, однако, фантастически малы и в макроскопическом масштабе не имеют практического значения. До сих пор их не удалось наблюдать в макроскопических опытах. Макроскопические поля, измеренные в естественных единицах, чрезвычайно малы. Это связано с малостью постоянной тонкой структуры α . Благодаря такой малости линейные уравнения Максвелла оказываются чрезвычайно точными.

О численных оценках

44. Скажем несколько слов о численных оценках некоторых физических величин. Читателю может показаться, что говорить об этом незачем. Вычисления кажутся ему необходимым злом (особенно в домашних заданиях), и он не видит в них никакой физики. Од-

нако это неверно. Существуют «плохие» и «хорошие» вычисления. Последние требуют некоторой *физической интуиции*. Чтобы показать различие между «плохими» и «хорошими» расчетами, рассмотрим пример. При изучении тонких деталей спектра атома водорода было обнаружено, что спектральная линия, которая в спектрометре с плохим разрешением кажется одиночной, при переходе к прибору с лучшим разрешением разделяется на несколько близко расположенных линий. В этом случае говорят, что спектр имеет *тонкую структуру*. При теоретическом изучении тонкой структуры вводится энергия E_f , характеризующая типичное расстояние между соседними линиями. Теория дает следующее выражение для E_f :

$$E_f = \frac{e^8 m}{32 \hbar^4 c^2}. \quad (44a)$$

Можно взять численные константы из табл. 2А (стр. 53) и подставить их в выражение (44a). Это было бы, однако, «плохим» способом вычисления. Во-первых, потому, что неприятно вычислять e^8 или \hbar^4 , во-вторых, смысл формулы (44a) сильно затемнен: пока вычисления не окончены, мы не «знаем» порядка величины E_f и формула (44a) ничего не говорит нам о физической природе эффекта тонкой структуры. Теперь сгруппируем константы формулы (44a) в отдельные множители, имеющие определенный смысл:

$$E_f = \frac{1}{16} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{1}{2} mc^2 \right) = \frac{1}{16} \alpha^2 \left(\frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \right) = \frac{\alpha^2}{16} R_\infty. \quad (44b)$$

Здесь правая часть делает весьма прозрачным смысл выражения E_f для расстояния между уровнями тонкой структуры. Это поправка порядка 10^{-6} от значения основных энергетических уровней. Очень просто получить величину этой поправки в электрон-вольтах: для этого нужно 13,6 эв умножить на постоянную $\alpha^2/16$. Мы убедились, что простая перегруппировка множителей может сильно упростить вычисления и даже сделать большее — позволить проникнуть в физическую природу явления. В нерелятивистской теории атома водорода (если считать массу протона бесконечной, а электрон не имеющим внутреннего магнитного момента) нет места для эффекта тонкой структуры. Чтобы убедиться в этом, вспомним, что в такой теории фигурируют константы e , m и \hbar , но нет константы c . Действительно, энергия ионизации R_∞ не зависит от c . Скорость света c входит, однако, в знаменатель выражения для E_f , и если мы пользуемся нерелятивистским приближением, в котором $c = \infty$, то получаем $E_f = 0$. Таким образом, величину E_f можно считать релятивистской поправкой к основной структуре энергетических уровней. Можно ожидать, что эта поправка будет иметь порядок $(v/c)^2 R_\infty$, где v — скорость электрона. Выше мы производили оценку скорости электрона и нашли, что $v/c \sim \alpha$. Таким образом, мы получаем оценку, аналогичную (44b). Итак, тонкая структура спектральных линий водорода представляет собой релятивистский эффект.

45. «Постоянная тонкой структуры» — такое название величина α получила в связи с работой Зоммерфельда о тонкой структуре линий водорода. Важное значение этой постоянной было впервые осознано в связи с формулой (44b). Когда Бор создал свою теорию атома водорода, было не принято писать для энергии ионизации атома водорода

$$R_{\infty} = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2, \quad (45a)$$

а писали так:

$$R_{\infty} = \frac{e^4 m}{2\hbar^2}. \quad (45b)$$

Если бы кто-нибудь в то время догадался написать выражение для R_{∞} в виде (45a), то постоянная α , возможно, была бы названа «постоянной основной структуры», и против этого нельзя было бы возразить. Выражение (45a) является «лучшей» формулой для R_{∞} ; оно объясняет нам физический смысл этой величины. Как мы уже указывали, α является фундаментальной константой связи между электромагнитным полем и элементарным зарядом. Атом представляет собой «слабо связанную структуру» с «медленно» движущимся электроном, потому что α мала по сравнению с единицей. Именно по этой причине нерелятивистская теория атома является хорошим приближением. Релятивистские поправки к этой теории имеют порядок $(v/c)^2$, или α^2 .

46. Мы надеемся, что рассмотренный пример дает некоторое представление о способе выполнения численных расчетов. В наших выражениях следует пытаться выделить комбинации физических констант, которые имеют ясный физический смысл, и сгруппировать множители или члены до того, как подставлять в формулу числа. Такая операция не проста, и, не понимая физического смысла явления, невозможно выполнить ее правильным образом.

Домашние задания, помещенные в этой книге, — не упражнения в арифметике. Их цель — познакомить читателя с порядками величин в квантовой физике и научить применению идей, рассмотренных в тексте, к конкретной физической ситуации.

Дополнительная тема: фундаментальные константы природы*)

47. Подумаем над следующим интересным вопросом: сколько в природе независимых фундаментальных констант?

За этим вопросом кроется следующая идея. Современные физические теории дают определенные соотношения между параметрами, характеризующими физическую систему. Например, энергия ионизации водорода может быть выражена через постоянные m , e , \hbar или, если хотите, через m , c и α . Если значения констант m , e и \hbar нам известны, то можно предсказать величину ионизационного потенциала

*) При первом чтении можно пропустить.

и проверить нашу теорию, сравнив это предсказание с экспериментом. Таким же образом может быть «теоретически понято» весьма большое число других физических параметров: их можно выразить через несколько *фундаментальных констант*.

Мы должны объяснить выражение «теоретически понято». Мы рассматриваем некий параметр как «теоретически понятый», если можем указать на определенное уравнение, которое в принципе его определяет, независимо от того, достаточно ли наших ограниченных математических возможностей для получения численного значения параметра.

Разделение физических констант на фундаментальные константы и производные параметры в принципе весьма произвольно. Практически мы считаем фундаментальными такие константы, которые входят в наши уравнения наиболее «простым» путем и имеют наиболее ясный физический смысл. Очевидно, что разумнее считать постоянную тонкой структуры α фундаментальной константой, а энергию ионизации водорода — производным параметром, нежели наоборот.

Набор независимых фундаментальных констант представляет собой ряд физических параметров, не связанных друг с другом теоретически. Мы не можем вывести их численную величину. Каждая из них должна быть определена из опыта. Нас интересует вопрос о достаточном числе независимых констант, т. е. о числе констант, которые нужно знать, чтобы иметь возможность теоретически вычислить все другие физические параметры.

Очевидно, что такой вопрос имеет смысл лишь в рамках современных физических теорий. Величина, которую мы сегодня считаем чисто эмпирической, завтра, может быть, будет «объяснена» с помощью новой теории.

48. Чтобы понять современное состояние рассматриваемой проблемы, перечислим ряд фундаментальных констант:

1) Постоянная тонкой структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}.$$

2) Отношение масс электрона и протона

$$\beta = \frac{m}{M} \approx \frac{1}{1836}.$$

3) Гравитационная постоянная в естественных атомных единицах

$$\gamma = \frac{(M_p^2 G)/(\hbar/M_p c)}{M_p c^2} = 5,902 \cdot 10^{-39}.$$

4) Константа, характеризующая силу так называемого *слабого взаимодействия*, ответственного за распад многих ядер. В настоящее время мы считаем, что слабые взаимодействия не имеют ничего общего с ядерными силами, электромагнетизмом и гравитацией. Все явления, связанные со слабыми взаимодействиями, можно считать

следствием некоторого универсального взаимодействия, характеризующегося *одной-единственной* константой связи. Это фундаментальное взаимодействие примерно в 10^{14} раз меньше ядерного взаимодействия.

5) Отношение масс электрона и мюона

$$\frac{m}{m_\mu} \approx \frac{1}{200}.$$

Мюон (или *мю-мезон*) представляет собой элементарную частицу, которая ничем, кроме массы, не отличается от электрона. В настоящее время совершенно неясно, какова роль мюонов в строении вещества.

6) Наконец, существует несколько констант, описывающих *сильные взаимодействия*. Частным случаем этих взаимодействий являются ядерные силы. Теоретическая ситуация весьма неясна, и нам неизвестно, сколько нужно иметь независимых констант, чтобы описать ядерные силы. Рассмотрим две такие константы:

$$S_1 = \frac{(\text{Масса } \pi\text{-мезона})}{(\text{Масса протона})} \approx 0,15,$$

$$S_2 = \frac{B_D}{M_p c^2} \approx 2,35 \cdot 10^{-3}.$$

Здесь $B_D = 2,23 \text{ Мэв}$ — энергия связи дейтрона.

Выбор константы S_2 произволен. Мы остановились на ней, так как ее физический смысл хорошо понятен. Это одна из возможных констант, пригодных для описания ядерных сил. В ней нет ничего особенно «фундаментального», но она является мерой величины ядерных сил. Другими словами, мы считаем, что энергии связи всех остальных ядер могут быть в принципе выражены через константы S_1 и S_2 . В этом случае мы обнаруживаем весьма большую широту взгляда на «теоретическое понимание проблемы». Ведь нам неизвестны «правильные уравнения» и наша оптимистическая надежда, что такие уравнения, включающие S_1 и S_2 , существуют, может оказаться совершенно необоснованной.

Действительно, в настоящее время мы не можем вычислить массы таких частиц, как K -мезоны, нуклоны, Λ -частицы и т. п. Мы не имеем соответствующей теории, и отношения всех этих масс следовало бы внести в наш перечень фундаментальных констант. С другой стороны, в один прекрасный день может появиться теория, которая позволит вычислить массы некоторых, а может быть, и всех сильно взаимодействующих частиц. Предельно оптимистическая точка зрения заключается в том, что «точная» теория сильных взаимодействий не будет содержать эмпирических констант. Все, включая и константы S_1 и S_2 , можно будет вычислить. Однако в настоящее время вопрос о числе констант, описывающих сильные взаимодействия, остается совершенно открытым.

49. Мы не включали в перечень констант весьма замечательную *эмпирическую* константу — отношение заряда электрона к заряду

протона. Опыты Кинга, выполненные в 1960 г., показали, что это отношение равно -1 с точностью $1 : 10^{20}$, т. е. $(e_e/e_p) = (-1 \pm 10^{-20})$.

Кинг измерил также отношение заряда ядра гелия к заряду протона и показал с той же фантастической точностью, что это отношение равно 2 *). Эти результаты в сильнейшей степени поддерживают идею, согласно которой заряд любой частицы кратен заряду электрона. Существует много доводов в ее пользу, но ни один из них не обладает точностью опыта Кинга. Физики уже давно верят в «квантование заряда». Однако они не могут объяснить с высот теории, почему все заряды кратны заряду электрона.

Почему же мы тогда не включим в наш перечень константу (-1 ± 10^{-20}) ? Потому, что все наши теории оказались бы опрокинутыми, если бы выяснилось, что эта величина не равна в точности -1 . Мы можем спокойно допустить, что эмпирические константы, приведенные в нашем перечне, будут несколько иными; в этом смысле они и эмпирические. Например, квантовая электродинамика вполне устояла бы, если бы более точные измерения показали, что постоянная тонкой структуры оказалась на 1% больше. Это не изменило бы известных нам законов природы. Иначе обстоит дело с квантованием заряда: на этом принципе основана *структура* нашей теории.

50. Квантовая электродинамика, как теория атомов, молекул и вещества в целом, содержит, в сущности, лишь две фундаментальные эмпирические константы: α и $\beta = m/M_p$. Это означает, что все физические величины в этой области физики зависят от двух указанных констант и теория, по крайней мере в принципе, может дать эту зависимость. В такой теории свойства различных атомных ядер проявляют себя через *целые* числа Z и A , а другие физические характеристики ядер влияют на атомы, молекулы и вещество в целом лишь в виде очень «слабых» эффектов.

Наше утверждение, таким образом, упрощает истинную ситуацию, но интересно продолжить обсуждение этой идеи. С первого взгляда она может показаться неверной, так как число «фундаментальных констант» в табл. 2А (стр. 53) превышает две. Следует, однако, заметить, что перечисленные там константы выражены в совершенно произвольных (макроскопических) единицах и численные значения констант не имеют поэтому абсолютного значения.

Существенным обстоятельством является то, что мы различаем фундаментальные физические величины и величины, зависящие от наших произвольных единиц. Рассмотрим для примера скорость звука в кристалле. Число, выражающее эту скорость в *см/сек*, не будет фундаментальной константой, так как это число зависит от произвольно выбранных единиц *см* и *сек*. Большой смысл с точки зрения теории имеет, например, отношение этой скорости к скорости

*) Это вывод, следующий из опытов Кинга. В действительности Кинг показал, что молекула водорода и атом гелия *нейтральны* с указанной точностью. [King J. G., Search for a Small Charge Carried by Molecules, Phys. Rev. Lett. 5, 562 (1960).]

света; *эта* величина не зависит от макроскопических единиц, и мы верим, что квантовая электродинамика в принципе может ее вычислить.

51. Чтобы понять истинный смысл приведенных в табл. 2А констант, рассмотрим, как определяется наша макроскопическая система единиц.

Килограмм определен международным соглашением как масса определенного куска металла, хранящегося в Париже. Чтобы отметить, что мы имеем в виду именно этот кусок металла, будем обозначать эту единицу как $(\kappa g)_P$ — «парижский килограмм». *Грамм* определяется как $(g)_P = (\kappa g)_P / 1000$.

Наш кусок металла содержит определенное число, скажем n_1 , нуклонов. Точное значение n_1 неизвестно, но в принципе может быть подсчитано. Теперь предположим, что теория сильных взаимодействий и теория ядра дают нам возможность вычислить постоянную c_1 , равную отношению массы ядра к массе протона. Эта постоянная близка к единице. Мы запишем массу парижского килограмма в виде

$$(\kappa g)_P = n_1 c_1 M_p = n_1 c_1 \beta^{-1} m. \quad (51a)$$

Строго говоря, постоянная c_1 будет зависеть от α и β , но слабо. Точное значение числа n_1 неизвестно, но это численная константа, выбранная международным соглашением. Она равна числу нуклонов в парижском килограмме.

52. Для *метра* существуют или скорее существовали два эталона. Старый эталон метра был определен как расстояние между двумя метками, нанесенными на определенном металлическом стержне, хранящемся в Париже. Мы называем этот метр «парижским» и обозначаем $(m)_P$. Новый эталон является «атомным». Соответствующий «атомный метр», который мы обозначим $(m)_a$, определяется как длина, равная некоторому числу длин волн определенной оранжевой линии в спектре криптона. Это число по международному соглашению принято равным $n_2 = 1\,650\,763,73$.

Длина волны выбранной линии криптона может быть в принципе вычислена, и можно ее записать в виде

$$\lambda = c_2 \alpha^{-2} \left(\frac{\hbar}{mc} \right); \quad (52a)$$

здесь c_2 — постоянная, слабо зависящая от α и β . В первом приближении это просто численная константа, и, изучив математические методы атомной физики, можно было бы ее вычислить. Атомный метр можно теперь записать в виде

$$(m)_a = n_2 c_2 \alpha^{-2} \left(\frac{\hbar}{mc} \right). \quad (52b)$$

53. Введение «атомного эталона» времени не может вызвать затруднений, но в настоящее время *секунда* определяется астрономически. Предположим, однако, что атомный эталон принят и что се-

кунда выражена через частоту какого-нибудь определенного перехода в атоме цезия, которая лежит в области радиочастот. Эту частоту можно интерпретировать как частоту прецессии спина ядра цезия в магнитном поле орбитальных электронов. Она может быть измерена чрезвычайно точно. Ее значение равно

$$\frac{1}{T_0} = \nu_0 = 9\,192\,631\,770 \pm 10 \text{ гц.} \quad (53a)$$

Точность измерения этой величины определяется точностью, которая может быть достигнута в радиочастотных измерениях. Квантовая электродинамика дает теоретическое выражение для этой частоты:

$$\nu_0 = c_3 \alpha^4 \beta \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right); \quad (53b)$$

здесь c_3 — коэффициент, почти не зависящий от α и β . В принципе, но не на практике, его можно определить, если знать некоторые характеристики ядра цезия. Предположим теперь, что мы определяем секунду [назовем ее «атомной секундой» и обозначим $(сек)_\alpha$] следующим образом:

$$(сек)_\alpha = (9\,192\,631\,770) T_0 = n_3 c_3^{-1} \alpha^{-4} \beta^{-1} \left(\frac{\hbar}{mc^2} \right), \quad (53c)$$

где $T_0 = \frac{1}{\nu}$ — период атомных колебаний, а число $n_3 = 9\,192\,631\,770$ определяется по международному соглашению.

54. Рассмотрим, наконец, старый эталон длины, парижский метр $(m)_P$. Он определен как расстояние между двумя метками на металлическом стержне и равен поэтому длине определенной цепочки атомов. Число n_4 атомов этой цепочки определено международным соглашением, хотя оно известно не слишком точно. Расстояние между двумя соседними атомами в металлическом стержне может быть (в принципе, разумеется) вычислено. Оно будет иметь вид $c_4 a_0$, где a_0 — борковский радиус, а c_4 — постоянная, которая лишь очень слабо зависит от α и β . Поэтому мы можем написать следующее выражение для парижского метра:

$$(m)_P = n_4 c_4 \alpha^{-1} \left(\frac{\hbar}{mc} \right). \quad (54a)$$

Этот эталон длины неудовлетворителен по очевидной причине: расстояние между двумя метками не может быть измерено очень точно.

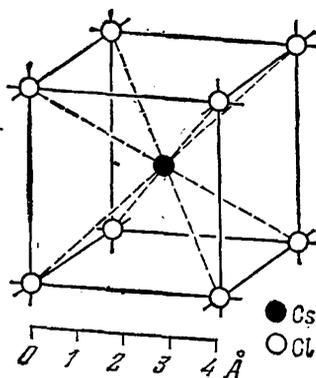


Рис. 54А. Структура кристалла CsCl. Расстояния между атомами твердого тела имеют порядок борковского радиуса a_0 . Такая решетка носит название объемно-центрированной кубической решетки: атомы хлора расположены в вершинах куба, а в центре каждого куба расположен атом цезия. Заметьте, что эта решетка отличается от решетки кристалла NaCl, показанной на рис. 30А в гл. 1 (стр. 33). В соответствии с формулой CsCl кристалл содержит равное количество атомов Cs и Cl, хотя из рассмотрения изолированной ячейки, показанной на рисунке, может показаться, что атомов хлора больше, чем атомов цезия.

С гораздо большей точностью, например, может быть выполнено сравнение двух длин волн в оптической части спектра, и нет никаких причин, по каким мы должны были бы выражать эти длины через длину металлического стержня.

55. Наши рассуждения объясняют истинную природу макроскопических эталонов. Они могут быть определены через произвольным образом выбранные атомные параметры и числа n_1 , n_2 , n_3 , устанавливаемые некоторым соглашением (мы указывали, что в действительности число n_1 известно недостаточно точно; оно было задано неявно).

Отметим следующее:

1) Измерение длины волны заключается в сравнении ее с длиной волны оранжевой линии криптона. Такое сравнение можно выполнить очень точно, поэтому длины волн видимой части спектра известны с хорошей точностью. В сущности, постоянная Ридберга является волновым числом, вот почему она известна с большой точностью. Наиболее точные измерения длины заключаются в измерении отношения длин волн видимой области спектра. Эти измерения имеют *потенциально* большое значение для теории. Если она сможет с такой же степенью точности предсказать отношения длин волн, то мы сможем с большой точностью сравнить теорию и опыт. Наши вычислительные возможности, однако, слишком ограничены, и это уменьшает значение указанных измерений для теории.

2) В радиочастотной области спектра наиболее точно можно измерить отношение двух частот. Измеряя частоту перехода в атоме или молекуле, мы в действительности сравниваем ее с цезиевым эталоном.

3) Измерение скорости света сводится к сравнению *частоты*, соответствующей оранжевой линии криптона, с цезиевой частотой. Такое измерение, в сущности, не является определением «фундаментальной физической константы». Скорее его можно считать выражением нашего произвольного стандарта длины через произвольный стандарт времени.

56. Рассмотрим формулы (51a), (52b), (53c) и (54a). Они дают теоретические выражения макроскопических эталонов: а) через числа n_1 , n_2 , n_3 и n_4 , определенные международным соглашением; б) через фундаментальные константы m_1 , \hbar/mc и \hbar/mc^2 квантовой электродинамики; в) через величины c_1 , c_2 , c_3 , c_4 , которые *в принципе* могут быть вычислены.

Даже если практически мы не в состоянии точно вычислить c_1 , c_2 , c_3 и c_4 , то известно, что в первом приближении это численные параметры, не зависящие от α и β . Если бы мы могли *вычислить* эти величины, то это означало бы, что можно вычислить скорость света в единицах $(m)_a/(сек)_a$.

Наши теоретические выражения для макроскопических эталонов позволяют нам поставить следующий вопрос: как изменился бы мир, если бы наши постоянные *слегка* изменились? Иными словами: как изменился бы мир, если бы константы α и β были *немного* другими?

Это интересный вопрос. Он позволяет выяснить наше понимание роли констант α и β в строении нашего мира.

57. Поставим другой вопрос: почему размеры атома близки к 10^{-10} м? Почему атомы столь малы? Вопрос кажется метафизическим, но на самом деле это не так. Поставим вопрос иначе: почему линейные размеры человеческих существ имеют порядок $10^{10} a_0$?

Мы ответим на этот вопрос, если сможем объяснить число атомов в человеке, а эта проблема в принципе может быть решена. Было бы абсурдным пытаться получить точное значение этого числа, но, возможно, мы будем в состоянии получить его, скажем, с точностью до 10^6 (разумеется, если мы будем лучше знать биологию и близкие науки). Все эти досужие рассуждения, которые могут казаться весьма шаткими, имеют целью лишь подчеркнуть, что *все* свойства макроскопического мира, в котором мы живем, тесно связаны со свойствами элементарных частиц и их взаимодействиями.

Задачи

1. В 1903 г. Пьер Кюри и Лаброд измерили тепло, выделяемое 1 г радия. Поместив его в калориметр (α -частицы поглощались в самом источнике или в калориметре, и их кинетическая энергия превращалась в тепло), они нашли, что 1 г чистого радия (теперь мы знаем, что это был изотоп ${}_{88}\text{Ra}^{226}$) выделяет около 100 кал/час.

Зная период полураспада радия T , найдите энергию (в Мэв) α -частицы, испускаемой при распаде радия. (Период полураспада радия равен 1622 годам.)

2. а) Ядро радия (мы имеем в виду изотоп ${}_{88}\text{Ra}^{226}$) имеет *положительный* дефект массы, тем не менее оно нестабильно и распадается. Как это объяснить? Является ли положительный знак дефекта массы необходимым и достаточным условием стабильности? Рассмотрите эту проблему подробно.

б) Изотоп радия ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ был открыт Пьером и Марией Кюри. Распад этого изотопа сопровождается испусканием α -частицы, представляющей собой ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}$. В тексте мы отмечали, что существующие в природе элементы могут быть либо стабильными, либо очень долгоживущими, так как изотопы с малым временем жизни за геологические времена распались бы. В масштабе жизни Земли период полураспада $T = 1622$ года — срок крайне малый. Как можно объяснить существование в природе радия?

3. Отметим замечательную особенность распада радиоактивных ядер, подобных Ra^{226} : времена жизни их «необычайно велики». Попробуйте, исходя из фундаментальных констант ядерной физики и электродинамики, найти «естественную единицу» времени и выразить ее в секундах. Какую комбинацию констант вы ни взяли, очевидно, что Ra^{226} живет *слишком* долго. Здесь мы сталкиваемся с проблемой, решение которой приведено в гл. 7. Дело в очень интересном и важном квантовомеханическом эффекте (так называемый туннельный эффект), который объясняет долгое время жизни α -излучателей, подобных Ra^{226} .

4. Мощность излучения с поверхности Солнца равна $3,86 \cdot 10^{26}$ вт. До появления ядерной физики было трудно понять, в чем источник такого огромного количества энергии.

Сделаем несколько простых оценок. Возраст Солнца составляет не менее 4 миллиардов лет. Его масса равна $1,98 \cdot 10^{30}$ кг.

а) Какая часть массы Солнца будет испущена в виде энергии излучения в течение года? (Ответ на этот вопрос согласуется с предположением, что за время существования Солнца его масса не уменьшилась сколько-нибудь заметно.)

б) Почему источником энергии Солнца не могут быть химические реакции?

в) Можете ли вы указать ядерные процессы, которые могли бы быть источником солнечной энергии? Посмотрите вводные книги по астрофизике или сделайте собственные оценки разумности ваших гипотез.

5. Мы указывали, что плотность вещества внутри ядра (плотность ядерной материи) приблизительно постоянна для всех ядер. Оцените величину этой плотности в макроскопических единицах, например в $г/см^3$.

6. а) На основании рассуждений п. 17 оцените среднюю энергию и среднюю скорость молекулы азота N_2 при комнатной температуре. (Дайте ответ в электрон-вольтах.)

б) При атмосферном давлении и комнатной температуре 1 моль азота (или любого газа) занимает объем, равный 22,4 л. Оцените число столкновений, испытываемых молекулой азота в секунду, предполагая, что она имеет «типичный молекулярный размер». Сравните частоту столкновений с оптической частотой для видимого света.

7. Для одной из линий спектра водорода длина волны равна 4861,320 Å. В 1932 г. Ури обнаружил в спектре водорода близкую линию 4859,975 Å [см. Phys. Rev. 39, 164 (1932); 40, 1 (1932)]. Объяснение заключается в том, что обычный водород представляет собой смесь двух изотопов 1_1H и ${}^2_1H = D$. Примесь атомов более тяжелого изотопа D (дейтерия) составляет 0,015%, и именно атомы дейтерия являются источником второй линии.

При изучении спектра атома водорода в первом приближении движением ядра можно пренебречь. Попытаемся, однако, принять его во внимание. Теперь будет покоиться не ядро, а центр масс системы ядро — электрон. Теория, учитывающая движение ядра, предсказывает небольшое смещение спектральных линий относительно положения, предсказываемого теорией для неподвижного (бесконечно тяжелого) ядра. Величина этого смещения зависит от массы ядра (в нашем случае это массы протона и дейтрона).

Попытайтесь получить простую теорию, которая объяснила бы отношение двух приведенных длин волн. Воспользуйтесь их значениями, чтобы получить отношение масс дейтрона и протона, и сравните полученное значение с тем, которое следует из таблицы ядерных масс.

8. Однократно ионизованный гелий представляет собой атом гелия, из которого удален один электрон. Такая система аналогична атому водорода, так как состоит из ядра и электрона. Можно ожидать, что спектральные линии однократно ионизованного гелия будут полностью подобны спектральным линиям атома водорода. Разумеется, обе системы не тождественны: ядро гелия несет два элементарных заряда, а ядро водорода (протон) — лишь один. Различие в спектрах связано с различием в заряде ядра гелия и водорода. На основании рассуждений п. 27 этой главы легко найти соответствие между спектральными линиями водорода и однократно ионизованного гелия. Другими словами, не входя в детали строения атома, можно найти *отношение* соответственных длин волн.

Одна из водородных линий видимой области спектра имеет длину волны 6562,99 Å. Какова длина волны соответствующей линии иона гелия? Принадлежит ли эта линия видимой области спектра? Оба ядра будем считать бесконечно тяжелыми.

9. Предположим, что α -частица испытывает лобовое столкновение с ядром, заряд которого Z и массовое число A . Получите выражение для зависимости энергии (в Мэв), которой должна обладать α -частица, чтобы достичь поверхности ядра, от массового числа A . Для простоты положим, что ядро остается неподвижным, что $A = 2Z$ и что α -частица представляет собой точечный заряд. Мы считаем, что пока α -частица не достигла поверхности ядра, на нее не действуют ядерные силы. Вычисленная нами энергия является неким характерным для данного ядра параметром: при больших энергиях на результатах опытов по рассеянию скажется действие ядерных сил, а при меньших энергиях рассеяние будет определяться электростатическими силами отталкивания.

10. В этой задаче мы рассмотрим ядерную электростатическую энергию отталкивания. Плотность ядерного вещества постоянна, поэтому будем считать ядро равномерно заряженной сферой. Это разумная модель для не слишком легких ядер.

а) Покажите, что электростатическая энергия U_e ядра с массовым числом A и зарядовым числом Z равна

$$U_e \approx A^{3/2} \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \cdot (0,7 \text{ Мэв}). \quad (1)$$

Предположим, что число нейтронов равно числу протонов, т. е. $A \approx 2Z$. Тогда из (1) получаем выражение для электростатической энергии, приходящейся на один нуклон:

$$\frac{U_e}{A} \approx A^{2/3} \cdot (0,17 \text{ Мэв}). \quad (2)$$

Сравним эту энергию со средней энергией связи B нуклона, которая близка к 8 Мэв . Вы видите, что для не слишком больших A электростатическая энергия, приходящаяся на один нуклон, довольно мала. Она возрастает с увеличением A , и этим объясняется медленное систематическое уменьшение энергии связи B , о котором мы говорили в п. 33. Свойства ядерных сил таковы, что если бы действовали только они, то наиболее стабильными оказались бы ядра с равным числом протонов и нейтронов. Если же действуют еще и электростатические силы, то конечным результатом является сдвиг стабильных состояний к ядрам с избытком нейтронов. Эта тенденция к возрастанию числа нуклонов становится сильнее с ростом массового числа A .

б) Чтобы проверить эти представления, рассмотрим такой пример. Разность масс изотопа (нестабильного) фтора ${}^9\text{F}^{17}$ и изотопа кислорода ${}^8\text{O}^{17}$ равна $M(17,9) - M(17,8) = 30 \cdot 10^{-3} \text{ аем}$. Первое ядро содержит 9 протонов и 8 нейтронов, второе — 8 протонов и 9 нейтронов. Одно ядро может быть получено из другого заменой протонов на нейтроны. В таких случаях говорят о паре *зеркальных ядер*.

Мы говорили, что физически нейтрон и протон ничем, кроме заряда, не различаются. Если это верно, *дефекты* масс обоих ядер должны быть равны. Следует, однако, принять во внимание, что нейтрон и протон отличаются зарядом и в этом же заключается различие между парой зеркальных ядер. Предполагая, что во всем остальном такие ядра идентичны, можно объяснить различие в их дефектах масс электростатической энергией от алкивания. Проверьте эти идеи вычислением.

11. Некоторые из наиболее тяжелых ядер могут спонтанно делиться. Процесс деления заключается в расщеплении ядра на две приблизительно равные части. При этом выделяется энергия, близкая к 200 Мэв на один акт деления. Деление может быть также вызвано бомбардировкой нейтронами. Ядро поглощает нейтрон и переходит в возбужденное состояние, из которого происходит деление. Примером ядра, делящегося после поглощения нейтрона, является ядро U^{235} . Тяжелые ядра имеют избыток нейтронов по сравнению с ядрами среднего веса, поэтому деление сопровождается испусканием некоторого числа «лишних» нейтронов. Именно они делают возможной цепную реакцию: нейтроны, испущенные при делении, заставляют делиться новые ядра, что вызывает появление новых нейтронов, и т. д. На этом принципе основаны ядерные реакторы и атомная бомба (деления).

а) Определите энергию (в калориях и киловатт-часах), которая высвобождается при полном делении 1 г U^{235} . Сравните ее с типичной энергией, освобождающейся в химической реакции, в которой участвует 1 г вещества.

б) Небольшой кусок металлического U^{235} стабилен, тогда как большой кусок может самопроизвольно взорваться. Как это объяснить?

в) Постараемся понять происхождение энергии, освобождаемой при делении. Воспользовавшись выражением (1) задачи 10, вычислим электростатическую энергию ядра (например, U^{235}) до деления и полную электростатическую энергию осколков. Очевидно, часть электростатической энергии ядра U^{235} высвобождается при делении. Оцените ее величину и сравните с 200 Мэв , характерными для деления ядра U^{235} .

12. Масса двух ядер дейтерия больше массы α -частицы (ядро ${}^2\text{He}^4$). (См. таблицу атомных масс, табл. 4А стр. 55.)

а) Вычислите энергию, высвобождающуюся при «сгорании» 1 г дейтерия, образующего гелий. Сравните ее с энергией, высвобождающейся при делении.

б) Почему не происходит самопроизвольного взрыва контейнера, наполненного дейтерием?

13. Допустим, что электрон является классической точечной частицей и что в атоме он движется по орбите, плоскость которой перпендикулярна оси z . Пусть, далее, его момент количества движения постоянен и равен \hbar .

а) Чему равен эффективный магнитный момент электрона? Эта величина носит название *одного магнетона Бора*.

б) Какова разность энергий (в эв) двух состояний, отличающихся направлением магнитного момента, равного 1 магнетону Бора? В первом состоянии магнитный момент направлен вдоль магнитного поля, равного 1000 гс, во втором состоянии — против поля.

в) Допустим, что в кристалле железа каждый атом имеет магнитный момент, равный 1 магнетону Бора, и что все эти моменты параллельны друг другу. Сравните результирующую намагниченность с намагниченностью ферромагнита в состоянии насыщения.

Мы произвели оценку величины магнитного момента атома на основании классических представлений. К такой наивной классической модели не следует относиться слишком серьезно, хотя магнитные моменты атомов действительно имеют порядок магнетона Бора. В квантовомеханической теории атомного магнетизма различают два типа магнитных моментов. Один из них происходит вследствие «орбитального движения» электрона и аналогичен классическому магнитному моменту. Другой связан со спином электрона. Электрон обладает внутренним моментом количества движения, в известной степени аналогичным моменту количества движения шарика, вращающегося вокруг своей оси. Величина спинового момента равна $\hbar/2$, а соответствующий магнитный момент почти в точности равен 1 магнетону Бора.

Оценка в) имеет целью выяснить, можно ли объяснить ферромагнетизм магнитным моментом атомов. Результат оказывается обнадеживающим. Следует, однако, заметить, что ферромагнетизм — сложное явление, которое не исчерпывается такими простыми оценками.

14 *). В пп. 51—56 мы обсуждали «атомную природу» некоторых макроскопических эталонов измерений. Допустим, что сравнение наших эталонов показало, что в данный момент $(m)_P = (m)_\alpha$, а основные атомные константы e , m , M_P , c и \hbar имеют значения, приведенные в табл. 2А (стр. 53) и выраженные через эти эталоны. Допустим, далее, что 30 мая 1988 г. в 13 час. 00 мин. константы α и β внезапно изменяются, так что

$$\alpha' = \alpha(1 + u), \quad \beta' = \beta(1 + w),$$

и в дальнейшем сохраняют свое новое численное значение. Предположим, что числа u и w малы, например, имеют порядок 1%, и поэтому изменения, происходящие в мире, не будут катастрофическими. Заметив изменения констант, физики постараются установить их новые значения, которые мы обозначим штрихами.

- Найдите $(m)'_P / (m)'_\alpha$.
- Чему равно новое значение массы электрона и массы протона [в $(e)'_P$]?
- Чему равно новое значение скорости света c' в единицах $(m)'_\alpha / (сек)'_\alpha$?
- Чему равно новое значение \hbar' постоянной Планка?
- Чему равно новое значение заряда электрона в электростатических единицах и в кулонах?
- Чему равно новое значение плотности меди [в $(e)'_P / (см^3)'_\alpha$]?

Дополнительная литература

- Таблицы физических констант:
 Handbook of Chemistry and Physics (Chemical Rubber Publishing Company, Ohio). Ежегодное издание.
 American Institute of Physics Handbook, New York, 1957.
 Кэй Дж., Лэби Т., Таблицы физических и химических постоянных, Физматгиз, 1962.
 Сандерс Дж., Основные атомные константы, Госатомиздат, 1962.
 Тейлор Б., Лангенберг Д., Паркер У., Фундаментальные физические постоянные, УФН 105, вып. 3, 756 (1972).
 Критический обзор фундаментальных констант:
 Cohen E. R., DuMond J., Our Knowledge of the Fundamental Constants of Physics and Chemistry in 1965, Rev. Mod. Phys. 27, 537 (1965).

*) Задача к дополнительной теме.

ГЛАВА 3

УРОВНИ ЭНЕРГИИ

Схемы уровней

1. Каждый химический элемент обладает характеристическим спектром. Эта замечательная особенность не ограничена областью атомных спектров, но распространяется на молекулы и ядра. Все эти системы испускают и поглощают электромагнитное излучение совершенно определенных частот, которые заключены в пределах от радиочастот (для молекул) до рентгеновских лучей с очень короткой длиной волны или γ -лучей (для ядер). Оптические спектры элементов были открыты Г. Кирхгофом и Р. Бунзенем в середине XIX столетия, тогда как радиочастотные спектры молекул и спектры ядерного γ -излучения обнаружены лишь в этом столетии.

Объяснение наблюдаемых спектров заключается в существовании у атомов, молекул и ядер *уровней энергии*. Изучение спектров позволило установить фундаментально важное свойство любой сложной системы: в каждой такой системе существует характерная для нее последовательность уровней энергии, или *стационарных состояний*. Эти уровни обнаруживаются в «малых» системах, какими являются атомы, молекулы или ядра. В этом случае существование дискретных уровней энергии проявляется в наблюдаемых нами спектрах. Но и в «больших» системах, например в газе, твердом теле, жидкости, мы также находим уровни энергии. С первого взгляда трудно обнаружить родство между такими явлениями, как испускание или поглощение γ -лучей ядром и колебания кристалла кварца в каком-нибудь электронном устройстве, но оно существует.

2. В этой главе мы будем изучать уровни энергии в «малых» системах. Мы рассмотрим некоторые из основных экспериментальных фактов и попытаемся их понять с помощью очень простых теоретических идей. Мы не будем объяснять здесь, *почему* существуют уровни энергии, а примем это свойство природы как основной экспериментальный факт. В гл. 8 перед нами будет стоять задача объяснения этих уровней, и мы увидим, как их можно понять, основываясь на законах квантовой механики.

4742.5—4728.6 Å.

Wave-length	Element	Intensities	Wave-length	Element
		Art Spk., [Dis.] R		
4742.589	Mo	-	4737.642	Se I
4742.549	Er	3 w	4737.626	U
4742.5	bn Sc	5	4737.561	Pt I
4742.481	Sm	3	4737.350	Cr
4742.392	Nd	4	4737.282	Ce
4742.333	U	10	4737.1	bn C
4742.325	Fr	7	4737.05	Tl II
4742.266	Tn	4 l	4736.965	Zr
4742.25	Se I	-	4736.958	Sm
4742.227	Sm	2	4736.945	Er
4742.110	Ti I	15	4736.9	bn Z
4742.04	Ho	10	4736.79	Dy
4741.997	Er	3 w	4736.782	Ca
4741.937	Ga II	-	4736.780	Fe
4741.922	Sr I	30	4736.688	Pr
4741.78	Cd II	-	4736.637	Mn
4741.775	Eu	10 w	4736.608	Eu
4741.726	Sm II	80	4736.6	Rt
4741.71	O II	-	4736.6	Cl
4741.539	Dy	3	4736.491	S
4741.533	Fe I	12	4736.490	S
4741.520	W	12	4736.30	T
4741.503	Pr	30	4736.203	I
4741.404	Yt I	2	4736.151	I
4741.398	Er	20	4736.116	I
4741.282	U	1	4736.089	I
4741.269	Ru	4	4736.062	I
4741.10	Tm	3	4735.94	I
4741.018	Sc I	100	4735.93	I
4741.003	Pr	8	4735.848	I
4740.97	Se II	-	4735.847	I
4740.928	Dy	3	4735.77	I
4740.68	Cl I	-	4735.76	I
4740.614	Ce	5	4735.66	I
4740.524	Eu	500	4735.45	I
4740.517	Th	20	4735.4	I
4740.5	bn Zr	8	4735.3	I
4740.40	Cl II	-	4735.3	I
4740.359	Mo	5	4735.2	I
4740.331	Ru	7	4735.1	I

Рис. 1А. Небольшая часть таблицы длин волн из книги «Massachusetts Institute of Technology Wave length Tables», compiled under the direction of G. R. Harrison (MIT Press, Cambridge, Mass., 1939).

Эта таблица состоит из 429 страниц и содержит более 100 000 спектральных линий между 10 000 и 2000 Å. Линии приведены в порядке уменьшающихся длин волн. Для каждой линии указан химический элемент — излучатель и приведены некоторые данные о методе возбуждения и об интенсивности. Обычно длины волн в видимой части спектра измерены для воздуха, тогда как у ультрафиолета они приведены к вакууму. Для вакуумной области спектра мы имеем приблизительно $\lambda_{\text{вак}} = 1,0003 \lambda_{\text{возд}}$.

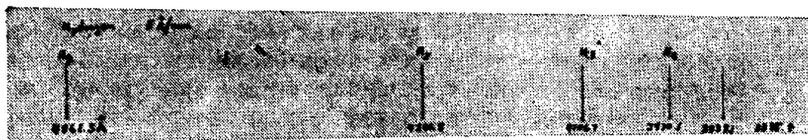


Рис. 1В. Спектр водорода (длины волн даны в Å).

Атом водорода является простейшим из всех атомов и играет поэтому роль пробного камня для атомной теории. Бор объяснил показанное на спектрограмме расположение линий в видимой части спектра и строение остальных, невидимых глазом частей спектра. Это было большим достижением того времени. Современная квантовая механика объясняет спектр водорода во всех деталях. Полная теория атома водорода является захватывающей по интересу главой физики. (Фотография спектра выполнена для этой книги Д. Гурвичем, Беркли).

Наш способ рассмотрения в некоторой степени близок историческому развитию физики. В самом деле, многие свойства *атомных* спектров, рассматриваемые в этой главе, стали известны задолго до появления правильной теории атома (т. е. квантовой механики). Однако наше изложение не следует хронологии. Мы рассматриваем большую совокупность явлений, связанных с существованием уровней энергии, например ядерные явления, хотя свойства ядер стали известны гораздо позже.

3. Еще издавна известны некоторые замечательные особенности атомных спектров. В качестве примера рассмотрим *комбинационный принцип Ритца*. Он заключается в том, что волновые числа многих спектральных линий данного элемента равны *разностям* или *суммам* волновых чисел других пар линий. Например, мы наблюдаем у атомов некоторого элемента *) следующие линии: $\tilde{\nu}_1 = 82258,27 \text{ см}^{-1}$, $\tilde{\nu}_2 = 97491,28 \text{ см}^{-1}$ и $\tilde{\nu}_3 = 15232,97 \text{ см}^{-1}$. Имеем $\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1 = 15233,01'$. Эта величина очень близка к $\tilde{\nu}_3$, и трудно допустить, чтобы такое совпадение было случайным, тем более что аналогичные зависимости наблюдаются и для других спектральных линий того же элемента и для линий многих других элементов.

Позже был открыт более общий принцип. Волновое число $\tilde{\nu}$ для *любой* линии атомного спектра может быть представлено в виде разности $\tilde{\nu} = T' - T''$ двух *спектральных термов* T' и T'' . Каждый атом характеризуется определенным набором таких термов (выраженных в волновых числах), известным под названием *система термов* данного атома.

В этом принципе содержится комбинационный принцип Ритца. Допустим, что с тремя термами связаны три спектральные линии:

$$\tilde{\nu}_{12} = T_1 - T_2, \quad \tilde{\nu}_{13} = T_1 - T_3 \quad \text{и} \quad \tilde{\nu}_{23} = T_2 - T_3. \quad (3a)$$

В этом случае

$$\tilde{\nu}_{23} = (T_1 - T_3) - (T_1 - T_2) = \tilde{\nu}_{13} - \tilde{\nu}_{12}, \quad (3b)$$

что является примером комбинационного принципа.

4. В современном понимании спектральные термы соответствуют уровням энергии атома и система термов соответствует набору уровней энергии, характеризующих данный атом. Эта идея была впервые сформулирована Нильсом Бором в его работе об атоме водорода **).

Рассмотрим ситуацию в свете того, что нам уже известно о квантовой природе электромагнитного излучения. Квант света, или фотон, с частотой $\tilde{\nu}$ и волновым числом $\tilde{\nu} = \nu/c$ несет энергию $E = h\nu = (hc)\tilde{\nu}$. Эта энергия представляет собой разность двух энергий: $E' = (hc)T'$ и $E'' = (hc)T''$, если волновое число есть разность значений двух термов T' и T'' . Таким образом, термы могут быть

*) Мы не пишем, о каком элементе идет речь, так как пропадет весь интерес задачи 1 в конце этой главы.

**) Bohr N., Phil. Mag. 26, 1 (1913).

выражены через энергию, волновое число, частоту, так как все эти величины линейно связаны через константы \hbar и c . Имея это в виду, можно сказать, что таблица спектральных термов одновременно является и таблицей «уровней энергии». Мы увидим, что этот способ выражения имеет реальный физический смысл, а не просто замена терминов.

5. В некоторых популярных книгах основные свойства атомных спектров и строения атома изложены в форме двух теоретических постулатов.

I. «Атом может существовать лишь в определенных состояниях внутреннего движения. Эти состояния образуют дискретный набор, и каждое из них характеризуется определенным значением полной энергии».

II. «Когда атом поглощает или излучает электромагнитное излучение, он перескакивает из одного состояния в другое. При перескоке из состояния с большей энергией E_u в состояние с меньшей E_l (в этом случае $E_u > E_l$) испускается фотон, частота которого определяется равенством *)

$$h\nu = \hbar\omega = E_u - E_l. \quad (5a)$$

Процесс, обратный испусканию, заключается в поглощении фотона с частотой ν ; в этом случае атом перескакивает из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией».

Сразу же заметим, что если эти постулаты понимать буквально, то первый из них противоречит второму. «Состояние с более высокой энергией» не может быть абсолютно стабильным, поскольку в конце концов происходит спонтанный распад этого состояния. В *макроскопической* шкале времени этот распад происходит крайне быстро: типичное время жизни возбужденных состояний атомов и молекул имеет порядок 10^{-8} сек. Заметим, однако, что в *атомной* шкале времени эти времена жизни крайне велики. Оптическим фотонам соответствует частота порядка 10^{14} сек $^{-1}$, и период колебаний оказывается на много порядков меньше типичных значений времени жизни возбужденных состояний.

Относительно второго постулата мы должны сказать, что в нем замечен недостаток информации: мы остаемся в полном неведении относительно того, что означает «перескок» атома из одного состояния в другое. Многие вместо термина «перескок» пишут, что «атом совершает *переход* из одного состояния в другое». Это звучит солиднее, но вряд ли здесь содержится больше. Что в действительности происходит при таком переходе?

Несмотря на сделанные замечания, читатель не должен считать эти два постулата бессмысленными: они дали описание весьма

*) В гл. 2, п. 8 мы отмечали, что «частотой» называют как величину ν , так и $2\pi\nu = \omega$. Аналогично, «постоянной Планка» называют как h , так и $\hbar = h/2\pi$. В дальнейшем мы чаще будем пользоваться величинами ω и \hbar ; автор предпочитает их величинам ν и h .

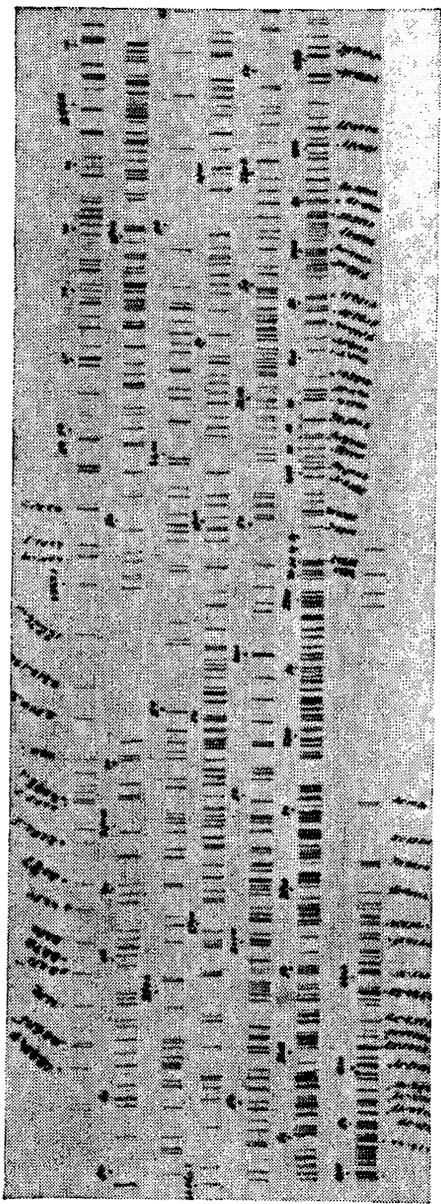


Рис. 5А. Несколько участков спектра железа, сфотографированных на общей фотопластинке. Длины волн указаны в Å. Эта спектрограмма предназначена не для измерения длин волн в спектре железа, а для калибровки спектрометра с кварцевыми призмами по линиям, длины волн которых хорошо известны.



Рис. 5В. Спектр гелия (длинные линии), наложенный на спектр железа (короткие линии). Числами указаны некоторые длины волн в Å. На этой спектрограмме поражает сложность спектра железа по сравнению с простой спектра гелия.

сложных явлений в первом приближении, их применение было весьма плодотворным.

6. Чтобы объяснить все наблюдаемые спектральные линии атома (молекулы или ядра), попытаемся построить систему термов, или уровней энергии. Под этим мы понимаем уровни, которым приписаны значения E_0, E_1, E_2, \dots и т. д., так что каждой наблюдаемой спектральной линии отвечает переход между двумя уровнями энергии нашей системы термов.

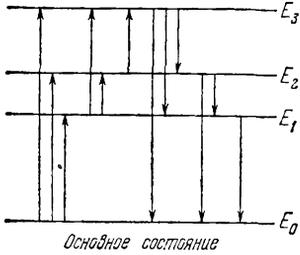


Рис. 6А. Схема уровней. Показаны четыре уровня энергии и переходы между ними. Возможные частоты перехода:

$$\omega_{30} = \frac{(E_3 - E_0)}{\hbar}, \quad \omega_{31} = \frac{(E_3 - E_1)}{\hbar},$$

$$\omega_{20} = \frac{(E_2 - E_0)}{\hbar}, \quad \omega_{21} = \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar},$$

$$\omega_{10} = \frac{(E_1 - E_0)}{\hbar}, \quad \omega_{32} = \frac{(E_3 - E_2)}{\hbar}.$$

Систему уровней, которую мы хотим построить, часто изображают графически в виде *схемы термов*, пример которой показан на рис. 6А. Горизонтальные линии соответствуют четырем уровням энергии системы. Вертикальные линии, соединяющие разные уровни, указывают на возможные переходы, направление которых (поглощение или испускание) отмечено стрелкой. Частоты шести возможных переходов перечислены в подписи под рисунком. Обычно уровни энергии откладываются в линейном масштабе и частоты переходов при этом прямо пропорциональны длине линий или стрелок, соединяющих соответствующие уровни.

Как видно из рисунка, относительно небольшому числу уровней отвечает значительное число линий. Действительно, число пар уровней, которое можно образовать из n уровней, равно $n(n - 1)/2$. Заметим, однако, что в общем случае мы не будем наблюдать спектральных линий, отвечающих *всем* возможным парам уровней, и в этом смысле рис. 6А ошибочен. Позже мы вернемся к этому обстоятельству, имеющему большое значение.

Создание схемы уровней позволяет упорядочить кажущийся хаос наблюдаемых спектральных линий. Рассмотрим некоторые атомные, а еще лучше молекулярные спектры, приведенные в этой главе (см., например, рис. 6В и другие спектры). На этом рисунке, изображающем спектр молекулы углерода, виден ряд *полос*. Изучая спектр C_2 с помощью прибора, обладающего большим разрешением, мы обнаружим, что эти полосы в действительности состоят из огромного числа близко расположенных спектральных линий. На первый взгляд молекулярный спектр кажется безнадежно сложным. Тем не менее эту сложность можно упорядочить: в большинстве случаев удается построить схему термов и объяснить с ее помощью каждую из наблюдаемых спектральных линий.

7. Вернемся к рис. 6А и предположим, что на нем показана схема термов для атома. В этом случае типичные расстояния между уровнями будут иметь порядок электрон-вольта.

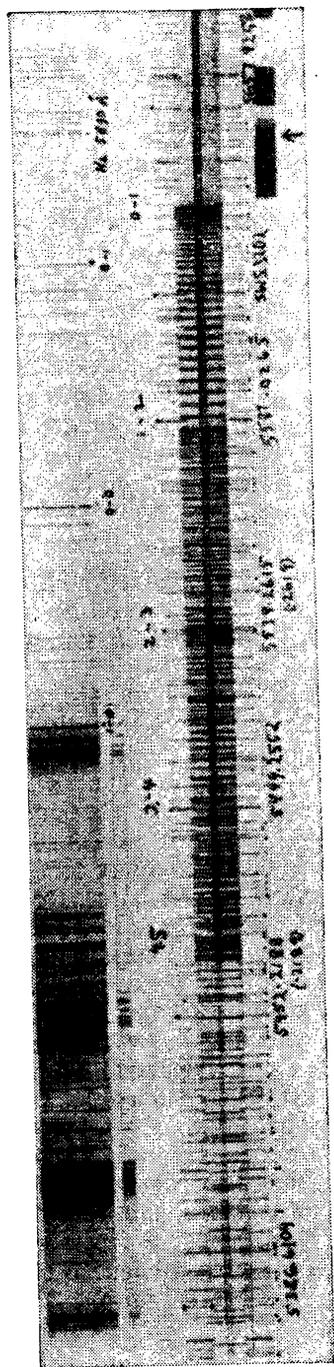


Рис. 6В. Участки спектра молекулы C_2 , полученные при двух разных дисперсиях. Левый спектр получен в спектрометре с малой дисперсией и обнаруживает «полосы», характерные для спектра молекул. Правый спектр получен при много большей дисперсии (числами показаны длины волны в А), а на нем ясно видны линии, образующие полосы.

Предположим, что мы изучаем *спектр поглощения* атома и используем источник света с непрерывным спектральным распределением. В этом случае в свете, прошедшем через поглощающий слой изучаемого нами монокристаллического газа, появятся спектральные линии. Допустим, далее, что газ достаточно холодный, т. е. находится, например, при комнатной температуре. В этом случае мы будем наблюдать спектральные линии ω_{30} , ω_{20} и ω_{10} , но остальные три линии не будут видны. Объяснение здесь весьма простое: подавляющее большинство газовых молекул находится в основном состоянии, и мы можем наблюдать лишь переходы из основного в одно из более высоких состояний.

При увеличении температуры быстро возрастает вероятность обнаружить атом в одном из возбужденных состояний. В томе V этого курса *) сказано, что если газ находится при температуре T , то отношение числа атомов в n -м возбужденном состоянии к числу атомов в основном состоянии равно

$$\frac{N_n}{N_0} = \exp\left(-\frac{E_n - E_0}{kT}\right). \quad (7a)$$

При «комнатной температуре», для которой $kT \approx (1/40)$ эв, это отношение *пренебрежимо мало*. Поэтому холодный газ не испускает (видимого) света, если его атомы не возбуждены каким-то другим способом.

8. При изучении *спектра испускания* атомарного газа, возбужденного внешним воздействием, например электрическим разрядом, можно наблюдать все указанные на схеме термов спектральные линии. Если атом, первоначально находившийся в основном состоянии, сталкивается с электроном, имеющим большую энергию, последний может передать атому часть своей энергии. Это заставляет атом «перескочить» в одно из более высоких состояний. Отсюда атом может перейти на более низкие уровни. При этом будет испускаться свет. Само собой разумеется, чтобы такой процесс происходил, электрон должен иметь энергию, достаточную для перевода атома в одно из возбужденных состояний. Если энергия электрона меньше $(E_1 - E_0)$, то он может испытывать лишь *упругие* столкновения с атомами. При большей энергии становятся возможными *неупругие* столкновения, приводящие к испусканию света.

Эта картина, а также постулаты, рассмотренные в п. 5, могут быть проверены экспериментально. Для этого просто нужно менять энергию возбуждающих атом электронов. По мере ее увеличения будет наблюдаться появление новых спектральных линий. На рис. 8А показаны результаты такого опыта для газообразной ртути. Мы видим, что при увеличении энергии электронов появляются новые спектральные линии и эти изменения спектра находятся в соответствии со схемой уровней, показанной на рис. 8В.

*) Рейф Ф., Статистическая физика, изд. «Наука», 1972.

9. На рис. 9А показан результат аналогичного опыта. Пары ртути при низком давлении возбуждаются электронной бомбардировкой. Возбужденные атомы возвращаются в основное состояние, испуская фотоны, и их присутствие (в частности, «ультрафиолетовых» фотонов) можно наблюдать по току фотоэлектронов, который они вызывают, попадая на железный электрод. По мере увеличения

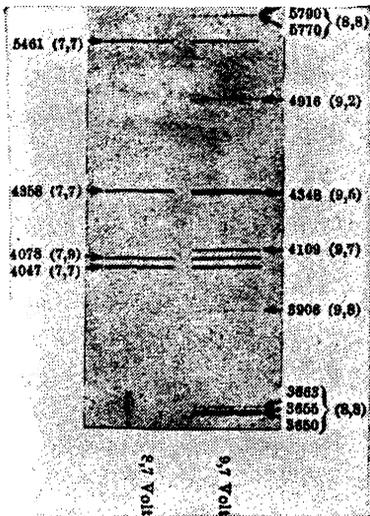


Рис. 8А. Спектр атомов ртути, возбужденный столкновением с электронами, при двух различных энергиях электронов. [Из работы Герца: «О возбуждении спектральных линий электронным ударом». Hertz G. Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoss, I, Zs. f. Phys. 22, 18 (1924).]

Когда энергия электронов возрастает от 7,7 эв (слева) до 9,7 эв (справа), появляется ряд новых линий, которых не было на левом снимке. Числа в скобках показывают энергию электронов, при которой впервые появилась данная линия. Длины волн в Å.

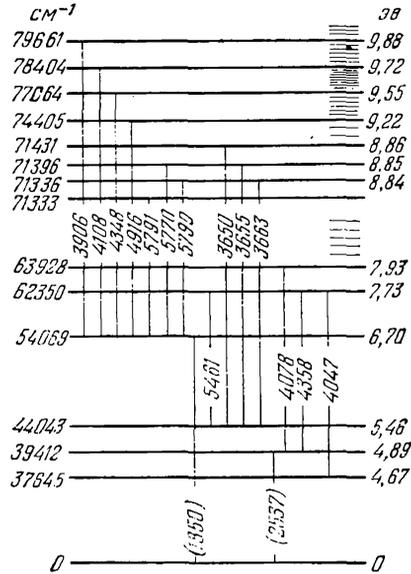


Рис. 8В. Сильно упрощенная схема уровней нейтрального атома ртути.

Приведены уровни, участвующие в переходах, показанных на рис. 8А. Цифры слева — энергия уровня, выраженная в волновых числах; справа — энергия, выраженная в эв. Масштаб не соблюден. Черточками справа указаны уровни, энергия которых не приведена. Числа на линиях, соединяющих уровни, означают длину волны в Å. Все переходы на основной уровень отвечают ультрафиолетовой части спектра. Показаны два таких перехода (длины волны в скобках). Эти линии не видны в спектре. Начало области непрерывного спектра находится при $84\ 184\ \text{cm}^{-1}$ (потенциал ионизации 10,4 эв).

энергии бомбардирующих электронов возбуждаются новые уровни, и поэтому возникают новые переходы. С возбуждением нового уровня внезапно увеличивается скорость испускания фотонов, и кривая на рис. 9А при соответствующей энергии обнаруживает резкий излом. Положение этих изломов можно сравнить со схемой уровней, показанной на рис. 8В.

Трудно очень точно определить энергию бомбардирующих электронов, тем не менее такого рода опыты широко используются для изучения системы уровней атома. Кривая рис. 9А позволяет уста-

новить приблизительное положение многих уровней. Эти опыты могут сопровождаться точным измерением длины волны испускаемого света. При этом можно установить, с какой энергией электронов впервые появляется данная линия, и таким образом мы получим информацию об уровнях, участвующих в данном переходе.

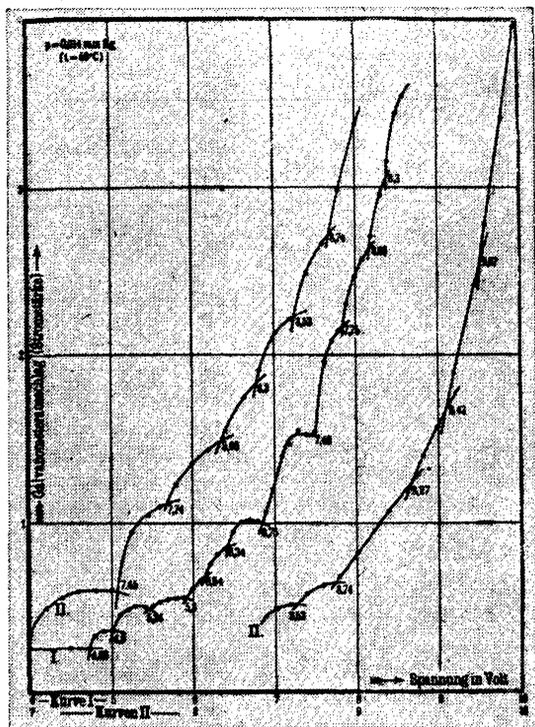


Рис. 9А. Возбуждение атомов ртути (газ при давлении 0,014 тор и температуре 50°C) электронными ударами. [График взят из работы: Frank J., Einsporn E., Über die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes, Zs. f. Phys. 2, 18 (1920).]

По оси абсцисс отложена энергия электронов в двух различных масштабах; по оси ординат — интенсивность света, испущенного атомами ртути (см. текст). При увеличении энергии электронов возбуждаются новые уровни, с появлением которых внезапно меняется наклон кривой, так как новый уровень означает возможность новых переходов и дополнительного числа фотонов.

Дополнительные данные можно получить, изучая спектр поглощения. В этом случае нам известно, что нижним уровнем является основное состояние.

Эти методы и множество других были использованы и используются сейчас, чтобы собрать огромное количество данных об атомных спектрах и энергетических уровнях атомов.

10. С помощью схемы уровней рис. 6А (стр. 100) легко понять явление *флуоресценции*. Фотон с энергией ($E_3 - E_0$) поглощается находящимся в основном состоянии атомом, который переходит в со-

стояние, отвечающее уровню энергии E_3 . С этого уровня возможны переходы на уровни меньшей энергии, и мы можем наблюдать фотоны всех перечисленных на рис. 6А частот.

Такая картина немедленно объясняет правило Стокса: частота испущенного при флуоресценции света не может быть больше частоты возбуждающего света. Это правило имеет общий характер, но возможны некоторые исключения, если атомы, поглощающие свет, не находились в основном состоянии.

В работе Эйнштейна *) о фотоэффекте обсуждалось также правило Стокса с точки зрения фотонных представлений. В то время идея о фотонных уровнях еще не родилась, но это правило можно понять, исходя из идеи, что энергия испущенного кванта возникает из энергии поглощения.

11. При определенном значении энергии возбуждения происходит ионизация атома. Это минимальная энергия, которую нужно сообщить атому для того, чтобы могли возникнуть электрон и однократно ионизованный атом, полностью изолированные друг от друга. При такой энергии и при еще более высокой «атом» перестает существовать как атом, но мы все еще можем рассматривать систему как состоящую из однократно ионизованного атома и электрона. Такая система может иметь *любую* энергию, большую E_1 (см. рис. 11А). Таким образом, набор возможных энергий атома состоит из ряда дискретных уровней при энергии, *меньшей* энергии ионизации, и непрерывных значений при *больших* энергиях. Эта ситуация показана на рис. 11А. Заштрихованная область над энергией ионизации E_1 отвечает области непрерывных значений энергии.

Вертикальная линия слева соответствует переходу атома из основного состояния в состояние с энергией E' в непрерывном спектре при поглощении фотона с энергией ($E' - E_0$). Этот процесс является фотоэффектом для отдельного атома. Вырванный из атома электрон будет иметь *кинетическую* энергию ($E' - E_i$).

Процессом, обратным фотоионизации (фотоэлектрический эффект), является *радиационная рекомбинация* электрона и однократно

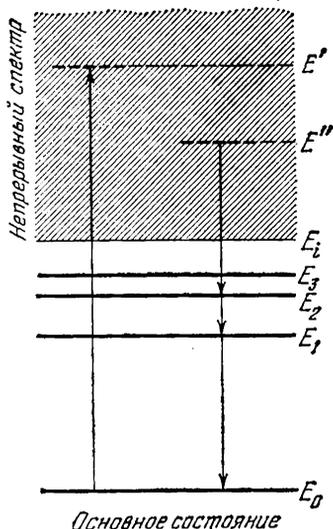


Рис. 11А. Схема уровней, на которой показаны дискретные уровни энергии и область непрерывного спектра (заштриховано), расположенная выше энергии ионизации.

Вертикальными стрелками показаны переходы между дискретными уровнями и между последними и областью непрерывного спектра. Пунктирные горизонтальные линии в этой области соответствуют не определенным уровням, а лишь двум из множества возможных состояний энергии системы электрон + ион.

*) Einstein A., Ann. d. Phys. 17, 132 (1905).

ионизованного атома. Такой процесс показан вертикальной линией на правой части рис. 11А. Электрон с кинетической энергией ($E'' - E_1$) сталкивается с ионом (в покое), и система «перескакивает» на уровень E_2 , испуская фотон с энергией ($E'' - E_2$). С уровня E_2 атом продолжает переход на основной уровень, задерживаясь на некоторое время в первом возбужденном состоянии, как это показано

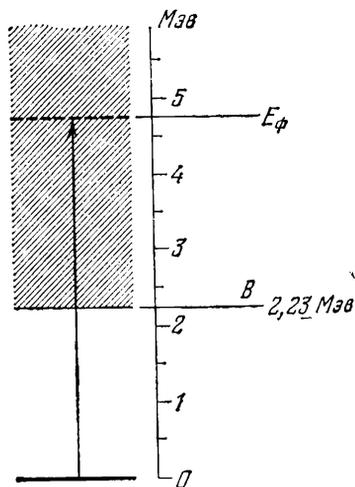


Рис. 12А. Схема уровней системы протон+нейтрон.

Показано основное состояние системы (дейтрон) и непрерывная область, начинающаяся при энергии диссоциации дейтрона, превышающей энергию основного состояния на $2,23$ Мэв. Стрелка обозначает фоторасщепление дейтрона.

любом числе. Уровень ионизации (или диссоциации) такой системы — это значение энергии, сверх которой возможные уровни образуют непрерывный спектр. Это наименьшая энергия, при которой система может существовать в виде двух разделенных частей, находящихся на большом расстоянии друг от друга. Ниже этой энергии мы имеем ряд дискретных уровней энергии, соответствующих связанному состоянию системы. (Это описание в духе двух постулатов нуждается в уточнении.)

В качестве примера схемы термов в ядерной физике рассмотрим схему дейтрона, показанную на рис. 12А. Дейтрон не имеет возбужденных состояний. Его энергия связи равна $B = 2,23$ Мэв. Это означает, что область непрерывных значений энергии начинается при энергии B над энергией основного состояния. При больших энергиях «дейтрон» уже не дейтрон, а система из нейтрона и протона, отделенных один от другого.

Вертикальная стрелка на рисунке соответствует фоторасщеплению дейтрона. Фотон с энергией $E_\phi > B$ производит диссоциацию дейтрона, в результате которой общая кинетическая энергия про-

стрелками. Во всех этих переходах испускается каскад фотонов соответствующих энергий.

В атомной физике уровню, отвечающему ионизации, часто приписывают нулевое значение энергии. Тогда энергия связанных состояний оказывается отрицательной. В зависимости от обстоятельств может быть выбрана и другая точка нулевой энергии. В ядерной физике нулевую энергию обычно приписывают основному состоянию ядра. Заметим, что выбор нулевой точки условный.

12. До сих пор мы рассматривали лишь атомы в свете двух приведенных постулатов. Идея об уровнях энергии и о переходах между ними имеет, однако, весьма общий характер, и ее с равным успехом можно применить к молекулам или ядрам. Рассмотрим произвольную систему частиц любого типа и в

тона и нейтрона оказывается равной ($E_{\phi} - B$). Этот процесс исследован экспериментально весьма подробно. Он полностью аналогичен фотоионизации атома, рассмотренной в предыдущем пункте. Обратным процессом является радиационный захват нейтрона протоном.

13. Автор надеется, что эти вводные замечания о схемах уровней энергии (термов) показали читателю, что два постулата находят широкое применение при изучении строения атомов, молекул и ядер. С помощью термов удается классифицировать и упорядочить экспериментальные данные о спектрах. Важной частью второго постулата является соотношение (5а). Утверждение об атоме, «перескакивающем» в другое состояние, не претендует на подробное описание процессов испускания и поглощения. Это лишь наглядный и не слишком удачный способ выражения того, что происходит.

Постепенно слово «скачок» стало в квантовой физике обычным термином, который, однако, не кажется автору слишком удачным. Можно думать, что при изучении физики этот термин причиняет много лишних затруднений. Выражение «система совершила скачок из одного состояния в другое» опасно тем, что создает впечатление внезапности и мгновенности процесса. Создаваемая таким выражением мысленная картина иногда может привести к серьезным заблуждениям.

Конечная ширина уровней энергии

14. До сих пор мы не испытывали затруднений, связанных с представлением о «скачках». Дело в том, что мы нигде не имели с ними дела и лишь использовали соотношение (5а). Рассмотрим теперь ситуацию, в которой мы столкнемся с трудностями, если слишком буквально будем понимать термин «скачок».

Пусть фотон с частотой ω_0 поглощается атомом, первоначально находившимся в основном состоянии. Пусть частота ω_0 точно соответствует энергии перехода атома из основного состояния в одно из возбужденных и атом поглощает фотон и возбуждается. Затем он возвращается в основное состояние и испускает фотон с частотой ω_0 . Этот фотон может быть испущен в любых направлениях, и это означает, что атом рассеивает свет частоты ω_0 . Допустим теперь, что падающее на атом излучение имеет частоту, немного отличную от частоты ω_0 . Будет ли при этом атом рассеивать свет? На этот вопрос следует дать положительный ответ. Опыт показывает, что если частота ω меняется вблизи ω_0 , то эффективность атома как рассеивателя меняется: сначала она возрастает до резкого максимума при $\omega = \omega_0$ и быстро падает при увеличении частоты. Иногда фотон при «неправильной» частоте также может вызвать «скачок»; мы наблюдаем это на опыте. Возникает еще один вопрос: какова частота рассеянного излучения, если частота падающего на атом $\omega \neq \omega_0$? Из картины «скачков», по-видимому, следует, что эта частота должна иметь «правильное» значение ω_0 , такое, которое опытом не подтверждается; испущенное атомом излучение имеет частоту ω , как этого

и следовало бы ожидать на основании сохранения энергии (и существования фотонов).

Это явление известно под названием *резонансной флуоресценции*. Его трудно понять, пользуясь представлением о «скачках».

15. Для понимания этих фактов нужна другая модель. Представим себе атом в виде некоей механической системы, в которой электроны связаны с ядром упругими силами. Такая система будет иметь ряд резонансных частот, одна из которых равна ω_0 . В основном состоянии атома вся эта система находится в покое, но падающая электромагнитная волна возбуждает ее колебания. В результате колеблющиеся электроны испускают электромагнитное излучение *той же* частоты, что и частота падающей волны. Амплитуда колебаний будет тем больше, чем ближе частота волны к резонансной частоте ω_0 , и эффективность атома как рассеивателя, очевидно, будет самой большой в том случае, когда частота входящей волны совпадет с частотой ω_0 . Далее, и это весьма важно, существует определенное соотношение между фазами входящей и испущенной волн, и между ними возникает интерференция, которую невозможно объяснить в рамках модели «скачков».

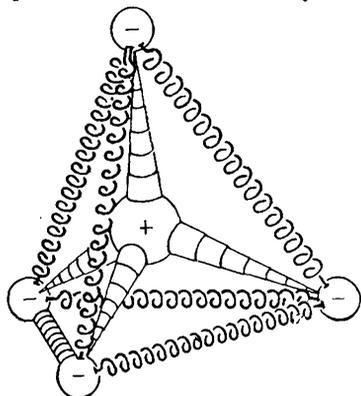


Рис. 15А. Механическая модель атома, используемая при объяснении резонансной флуоресценции.

Если это устройство возбудить ударом (например, при столкновении с электроном), оно начнет колебаться, и, поскольку электроны заряжены, будет излучаться электромагнитная энергия на резонансных частотах системы. Система будет терять энергию на излучение, и поэтому колебания будут затухать. Под действием падающей электромагнитной волны электроны атома будут совершать вынужденные колебания с частотой волны и излучать на той же частоте. Это явление называется резонансной флуоресценцией.

Этот процесс происходит во втором скачке, не находясь в определенном фазовом отношении к фотону, поглощенному в первом скачке.

Вопрос о том, когерентны ли рассеянная и поглощенная волны, может быть исследован экспериментально. Результат свидетельствует в пользу осцилляторной модели, которая предсказывает когерентность.

16. Рассмотрение резонансной флуоресценции приводит нас к новой интерпретации уровней энергии в атомах, молекулах и ядрах: разности энергий уровней соответствуют частотам, на которых система резонирует. *Разности энергий уровней являются резонансами.*

Разумеется, механическую модель с упругими силами и пружинами нельзя принимать серьезно. Почему же такая модель, заведомо наивная, оказывается такой удобной при объяснении флуорес-

ценции? Причина в том, что многие аспекты резонансных явлений не зависят от деталей модели: все, что имеет значение, заключается в существовании резонансов (с соответствующим коэффициентом затухания) и в природе связи различных резонансных мод с внешним источником возбуждения.

17. Предположим теперь, что мы пытаемся определить энергию уровней (отсчитанную от основного уровня) атома, измеряя частоту фотонов, вызывающих переход из основного в возбужденное состояние. Мы пытаемся, иными словами, определить частоту, на которой атом резонирует. Такой *единственной* частоты не существует: атом откликается на небольшой *интервал* частот. Можно, конечно, сказать, что «правильная» частота, определяющая энергию уровня, — это частота ω_0 , отвечающая максимуму резонансной кривой. Остается, однако, фактом, что атом откликается на все частоты вблизи ω_0 и линия в спектре поглощения атома не может быть абсолютно узкой: она имеет *конечную ширину*. Это является экспериментальным фактом.

Возникает вопрос: как обстоит дело со спектральными линиями испускания атома? Имеют ли и они конечную ширину? На это следует положительный ответ. Линия испускания имеет ту же ширину, что и линия поглощения. (Следует заметить, что экспериментально наблюдаемая ширина линий в оптических спектрах больше предсказываемой по нескольким причинам. Мы имели дело с шириной линий изолированного атома, находящегося в покое относительно наблюдателя. Эта ширина является внутренним свойством атома. Забудем на время о других причинах расширения линий; мы рассмотрим их позже в этой же главе.)

Что означает конечная ширина линии испускания? Она означает буквально то, что сказано этим определением. Если мы будем фотографировать линию с помощью спектрометра с *предельно высоким* разрешением, то обнаружим, что ее ширина конечна. Частота испущенного света не равна точно ω_0 , но мы обнаруживаем все частоты в непосредственной близости от ω_0 .

18. Поскольку положение уровней энергии определяется по наблюдению линий поглощения и испускания и эти линии всегда имеют конечную ширину, то энергия возбужденного состояния не может быть совершенно точно определяемой величиной. Если мы верим в существование фотонов и в закон сохранения энергии, то приходим к такому выводу. Таким образом, первый из наших постулатов, изложенных в п. 5, нельзя понимать буквально. *Уровни энергии, расположенные над основным, имеют конечную ширину.*

Предположим, что мы определяем энергию данного возбужденного состояния атома (молекулы или ядра), наблюдая линию поглощения, соединяющую основное состояние с возбужденным. Если «отклик» атома максимален при частоте ω_0 , то можно приписать возбужденному состоянию *среднюю энергию* $E = E_0 + \hbar\omega_0$, где E_0 — энергия основного состояния. Пусть ширина спектральной линии (измеренная некоторым методом, который здесь нас не интересует)

равна $\Delta\omega$. Мы считаем, что ширина возбужденного уровня равна $\Delta E = \hbar\Delta\omega$. Если мы понимаем, что уровень энергии имеет конечную ширину, то не нуждаемся больше в термине «средняя энергия»; можно просто говорить об «энергии» уровня, понимая, что этот термин относится к соответствующим образом определенной средней энергии.

19. Смысл упрощений, лежащих в основе первого постулата, поучительно показать на примере из классической механики. Рассмотрим маятник, который мы толкнули и заставили колебаться. Допустим, что силы трения малы (наиболее существенная из них — сопротивление воздуха), но не равны нулю, так что маятник может

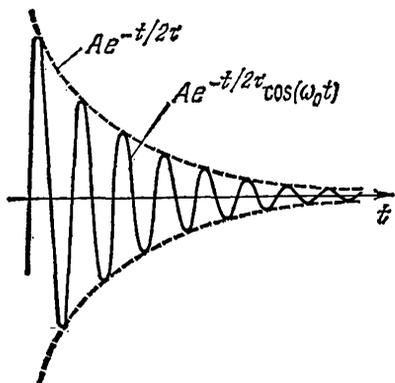


Рис. 19А. Экспоненциально затухающие колебания: зависимость смещения от времени. Процесс не строго периодический, поэтому неверно считать, что мы имеем дело с колебаниями, частота которых равна ω_0 . Если затухание не слишком велико, можно считать, что частота близка к ω_0 . Интуитивно ясно, что частота определена тем точнее, чем слабее затухание.

совершить несколько сот колебаний, прежде чем их энергия уменьшится в e раз по сравнению с начальной (время этих колебаний называется «средним временем жизни» колебательно-го состояния). Пусть интервал времени между двумя последовательными отклонениями маятника вправо равен 1 сек.

Предположим, что нас интересует частота колебаний маятника. Недолго думая мы скажем, что частота равна единице в секунду. Это, несомненно, разумный ответ, но, строго говоря, он неверен: под «частотой» мы понимаем скорость повторения *периодических* явлений. Движение нашего маятника лишь приближенно можно считать периодическим, поскольку амплитуда колебаний уменьшается со временем. Частота *затухающих* гармонических колебаний точно не определена, хотя для практических целей мы вполне можем ее определить.

Атом, испускающий излучение, в некоторых отношениях похож на затухающий маятник. Процесс излучения не длится вечно, а это означает, что «колебания внутри атома» являются затухающими. У них нет *точно* определенной частоты, поскольку затухающее колебание не строго периодическое. Электромагнитное излучение, возникающее оттого, что «что-то в атоме колеблется», не будет монохроматическим. Линия испускания имеет конечную ширину.

20. Размышляя над рис. 19А, мы начинаем понимать, что чем меньше затухание, тем точнее определена частота. Действительно, неопределенность $\Delta\omega$ в частоте обратно пропорциональна среднему времени жизни τ .

Чтобы показать это, рассмотрим испускание и рассеяние света атомом в духе «осцилляторной модели» из п. 15. Допустим, что мы

имеем дело лишь с двумя состояниями: основным и возбужденным, отстоящим от него по энергии на $\hbar\omega_0$.

Рассмотрим сначала атом непосредственно после того, как он был возбужден. Внутри него «что-то колеблется», и мы обозначим амплитуду этих колебаний через $A(t)$. Допустим, что эти колебания следующим образом зависят от времени:

$$A(t) = A \exp\left(-i\omega_0 t - \frac{t}{2\tau}\right), \quad (20a)$$

где A — постоянная. Так в комплексном представлении зависит от времени амплитуда колебаний затухающего гармонического осциллятора со средней частотой ω_0 .

Поскольку эти колебания совершаются заряженными частицами, то можно ожидать, что при этом будет испущено электромагнитное излучение (со средней частотой ω_0) и амплитуда этого излучения будет зависеть от времени согласно (20a). *Интенсивность* $I(t)$ испущенного излучения пропорциональна квадрату абсолютного значения амплитуды:

$$I(t) = C |A(t)|^2 = C |A|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right); \quad (20b)$$

здесь C — некоторая постоянная. Таким образом, можно написать

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (20c)$$

Мы записали экспоненциальный распадный множитель в (20a) в виде $\exp(-t/2\tau)$, чтобы в выражении для интенсивности получить коэффициент $\exp(-t/\tau)$. Вопрос о том, как написать этот множитель, т. е. как определить величину τ , является делом условия. При нашем определении за время τ *интенсивность* излучения уменьшается в e раз. Величина τ измеряет продолжительность процесса, и можно интерпретировать τ как *среднее время* жизни возбужденного состояния. «Большая часть распадов происходит за время порядка τ ».

21. Амплитуда колебаний $A(t)$, выражаемая формулой (20a), удовлетворяет дифференциальному уравнению первого порядка

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau}\right) A(t) = 0. \quad (21a)$$

Оно описывает осциллятор в отсутствие внешних сил. Предположим, что на осциллятор действует монохроматическая световая волна, имеющая частоту ω . Уравнение (21a) следует изменить, добавив член, описывающий гармоническую внешнюю силу. Результирующее неоднородное дифференциальное уравнение осциллятора имеет вид

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau}\right) A(t) = F \exp(-i\omega t); \quad (21b)$$

здесь F — постоянная, характеризующая величину вынуждающей силы.

Решение дифференциального уравнения (21b) для установившегося режима (мы не рассматриваем процесс установления) имеет вид

$$A(t) = \frac{iF \exp(-i\omega t)}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau}. \quad (21c)$$

Этому решению отвечают колебания постоянной амплитуды с частотой приложенной силы ω .

Интенсивность излучения, испущенного осциллятором, пропорциональна квадрату абсолютного значения $A(t)$. Излучение вынужденного осциллятора наблюдается при рассеянии, и количество рассеянной энергии пропорционально интенсивности. Обозначим через

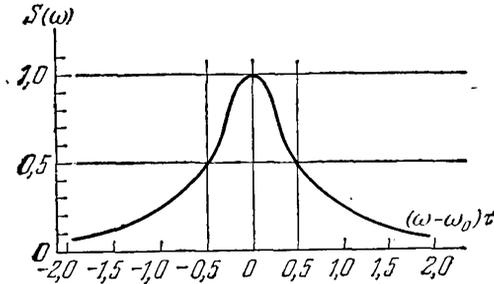


Рис. 21А. Универсальная резонансная кривая.

Она описывает отклик любой линейной (или приблизительно линейной) системы на гармоническую внешнюю силу вблизи резонансной частоты при условии, что по соседству от ω_0 нет других резонансных частот. (Заметим, что в физике играют особенно важную роль две кривые «колоколообразного» типа: резонансная кривая и гауссова кривая. На первый взгляд они мало отличаются одна от другой, но нужно помнить, что гауссова кривая очень быстро приближается к нулю за пределами центральной области, тогда как у резонансной кривой имеется длинный «хвост».)

$S(\omega)$ количество излучения за единицу времени на единичную амплитуду. Имея в виду (21b), можно написать:

$$S(\omega) \text{ пропорционально } \left| \frac{1}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau} \right|^2,$$

или

$$S(\omega) = S(\omega_0) \frac{(1/2\tau)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/2\tau)^2}, \quad (21d)$$

где $S(\omega_0)$ — величина рассеяния «в резонансе», т. е. при $\omega = \omega_0$.

На рис. 21А приведен график зависимости $S(\omega)$ от ω .

22. Функция $S(\omega)$ выражает «интенсивность отклика» системы на внешнее возмущение с частотой ω . Такой тип резонансного отклика весьма характерен для квантовой физики, он не ограничен взаимодействием света с атомом. Мы имеем дело с той же резонансной формулой и при рассеянии материальных частиц, например протонов определенной энергии ядрами или пионов протонами. Можно сказать, что квазистабильный уровень энергии квантовомеханической системы «существует» именно в том смысле, что система имеет резонансный отклик, описываемый выражением (21d).

В ядерной физике резонансная формула (21d) известна после работ Г. Брейта и Е. Вигнера как *резонансная формула Брейта — Вигнера для одного уровня*.

23. Отметим важное свойство резонансной формулы (21d). Если обозначить через ω частоту, при которой отклик системы равен половине отклика в максимуме, то легко показать, что

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{1}{2\tau}. \quad (23a)$$

Ширина резонансной кривой (см. рис. 21А) на половине максимального значения равна соответственно

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau}. \quad (23b)$$

Это находится в согласии с высказанной в п. 20 догадкой о связи между неопределенностью в частоте и средним временем жизни возбужденного состояния.

Ширина возбужденного уровня энергии равна $\Delta E = \hbar\Delta\omega$, поэтому из (23b) немедленно следует имеющая большое значение формула

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (23c)$$

которая связывает неопределенность ΔE в энергии уровня со средним временем жизни состояния. Чем дольше существует состояние, тем лучше определена его энергия.

24. У читателя могут возникнуть сомнения в применимости простого дифференциального уравнения (21b) к столь сложному явлению, как взаимодействие между светом и атомом. Такое сомнение обосновано, но мы не описываем все аспекты этого взаимодействия, а лишь «отклик» атома на почти монохроматическое излучение, частота которого лежит в непосредственной близости к резонансной частоте ω_0 , соответствующей переходу из основного в возбужденное состояние. Формула (21d) описывает одиночный резонанс, а если их несколько, как всегда бывает в атоме, молекуле или ядре, то теория должна быть модифицирована. Можно ожидать, что формула (21d) сохранит свою применимость *непосредственно* вблизи резонанса, когда расстояние до других резонансов велико.

Изложение более полной теории радиационных переходов завело бы нас слишком далеко, и мы должны ограничиться сказанным. Суть дела в том, что *нечто* осциллирует и *нечто* заряжено и что «отклик» амплитуды на внешнее возмущение линеен.

25. Рассмотрим теперь ширину линии испускания для перехода между двумя *возбужденными* состояниями. Эта ситуация схематически показана на рис. 25А. Ширина уровней отвечает (в сильно искаженном масштабе) ширине горизонтальных линий. Рассмотрим каскад из двух переходов: пусть за переходом из второго состояния в первое следует переход из первого в основное. Ширина линии

(с частотой ω_{10}), возникающей при втором переходе, равна $\Delta\omega_{10} = \Delta E_1/\hbar$.

Нас интересует неопределенность в *сумме* двух частот, испущенных в каскадном переходе *данного* атома. Обозначим эту сумму $\omega_{20} = \omega_{21} + \omega_{10}$. Тогда мы имеем $\Delta\omega_{20} = \Delta E_2/\hbar$. Этот результат следует из закона сохранения энергии: неопределенность полной выделенной при переходе энергии, очевидно, должна быть той же, что и неопределенность второго возбужденного состояния.

Теперь можно догадаться, что ширина линии (с частотой ω_{21}) в первом переходе равна $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$, и если первое возбужденное состояние имеет большую ширину, то велика будет и ширина линии испускания, даже если ширина второго возбужденного состояния очень мала (а время жизни соответственно очень велико). Ширина первого возбужденного уровня вносит неопределенность в способ разделения всей доступной энергии между двумя испущенными фотонами.

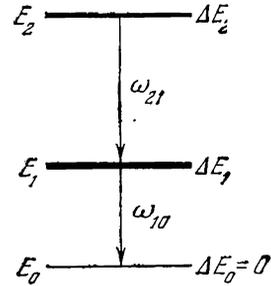


Рис. 25А. Грубая схема уровней для иллюстрации рассуждений п. 25.

Ширина линии (средняя частота ω_{21}), испущенной при переходе из верхнего в первое возбужденное состояние, зависит от ширины обоих уровней, т.е. $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$.

Изложенные здесь результаты, основанные на сохранении энергии и на идее о конечной ширине уровней энергии, кажутся весьма правдоподобными. Наши рассуждения хотя и не были строгими, их достаточно для качественного понимания проблемы. Существенно здесь то, что ширина линии испускания зависит от ширины *обоих* уровней.

26. Вернемся к соотношению $\Delta\omega = 1/\tau$. Так как частота обратно пропорциональна длине волны, то относительная неопределенность в длине волны равна относительной неопределенности в частоте, и мы имеем

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega\tau}. \quad (26a)$$

Для оптических переходов в атомах величина $\omega\tau$ всегда очень велика. Частота $\nu = \omega/2\pi$ имеет порядок $5 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, а порядок величины τ равен $10^{-7} - 10^{-8} \text{ сек}$. Таким образом, относительная неопределенность длины волны (или частоты) будет порядка $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-7}$, что представляет собой весьма малую величину. Результирующая ширина спектральной линии называется *естественной шириной линии*; она является внутренним свойством атома (точнее, тех уровней атома, которые участвуют в переходе).

Продолжение обсуждения схем уровней

27. Рассмотрим теперь ряд типичных схем уровней. Они получены из эксперимента, интерпретированного в рамках квантовой механики, и к ним следует относиться с большим вниманием. Каж-

дая диаграмма или таблица длин волн является результатом огромной исследовательской работы.

Мы даем схемы уровней в том виде, в котором читатель встретит их в научной литературе. Их вид и система обозначений различных уровней определяются давно установленными соглашениями. Мы будем их придерживаться, даже если нам не всегда хватит

44 JACK SUGAR

TABLE V. — Observed spectral lines of Ce

λ_{air} Å	Intensity	σ (cm^{-1})	Classification	$\sigma - c$	λ_{lab} Å
4623.197	20	21624.00	101354, -122978 ^o	-0.03	4356.035
4616.233	60	21656.62	103612, -125269 ^o	+0.01	4348.253
4613.803	60	21668.02	21849 ^o , -43517 ^o	+0.03	4344.022
4612.528	2	21674.01	101354, -123028 ^o	-0.05	4339.205
4612.384	4	21674.69	101354, -123029 ^o	+0.03	4336.143
4610.723	30	21682.50	103612, -125295 ^o	-0.03	4335.515
4599.809	1	21733.97			4331.168
4582.264	200	21817.16	103351, -125166 ^o	0.00	4327.303
4576.904	300	21842.71	103351, -125193 ^o	+0.01	4321.304
4575.494	3	21849.44	0 ^o , -21849 ^o	-0.03	4314.767
4570.430	2	21873.65			4309.634
4568.802	20	21881.44	103251, -125232 ^o	-0.02	4304.710
4551.460	60	21964.81	103231, -125196 ^o	+0.01	4300.971
4544.250	100	21999.66	103231, -125230 ^o	-0.01	4296.171
4536.526	1	22037.12	103231, -125268 ^o	-0.05	4289.79
4536.330	10	22038.07	103231, -125269 ^o	+0.01	4287.78
4535.726	1000	22041.01	21476 ^o , -43517 ^o	+0.01	4285.50
4527.061	6	22079.29	103079, -125159 ^o	-0.01	4284.77
4526.655	4	22085.17	103079, -125164 ^o	-0.02	4282.30
4525.931	2	22088.71	103079, -125168 ^o	+0.01	4280.47
4525.330	100	22091.64	100814, -122905 ^o	+0.03	4271.2
4524.689	10	22094.77	100814, -122908 ^o	-0.04	4264.6
4521.924	1000	22106.26	100814, -122922 ^o	-0.01	4247.5
4520.709	3	22114.22	103079, -125193 ^o	-0.02	4229
4519.916	10	22118.09	100814, -122932 ^o	-0.04	422 ^o
4503.372	10	22199.36	100734, -122933 ^o	+0.02	
4502.825	100	22202.05	70433, -92635 ^o	0 ^o	
4494.689	2	22242.24	100734, -122976 ^o		
4491.454	100	22258.26	102897, -122976 ^o		
4490.855	4	22261.23	102897, -122976 ^o		

Рис. 27А. Часть таблицы из работы: Sugar J., Description and Analysis of the Third Spectrum of Cerium (Ce III), JOSA 55, 33 (1965).

В первом столбце приведены длины волн в воздухе для наблюдаемых линий дважды ионизованных атомов церия, во втором — относительная интенсивность линий, в третьем — энергия фотонов в волновых числах, в четвертом показаны соответствующие уровни энергии, выраженные в волновых числах.

времени для объяснения различных деталей. Читатель может возразить, что нам не следовало бы включать в диаграммы ничего, что не было бы предварительно объяснено теоретически. Такая точка зрения, доведенная до логического конца, вообще не позволила бы нам рассматривать схему термов до того, как мы, исходя из теории, не показали бы существования дискретных уровней энергии. Целью этой главы являются, однако, обсуждение некоторых свойств физических систем, основанное на эмпирическом факте существования уровней энергии. Не следует забывать, что схемы уровней, одна из которых показана на рис. 28А, возникли на базе спектроскопиче-

ских измерений еще до того, как было достигнуто полное понимание деталей, т. е. до открытия квантовой механики.

28. Каждому уровню энергии квантовомеханической системы соответствует ряд квантовых чисел. Они дают значения некоторых

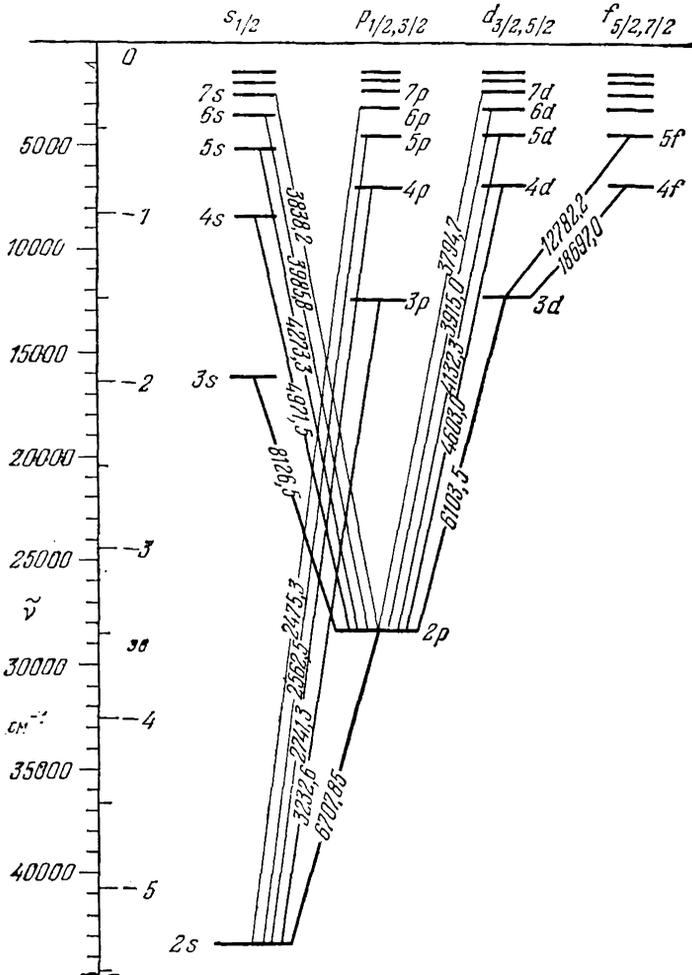


Рис. 28А. Схема уровней нейтрального атома лития.

Наклонные линии соответствуют электрическим дипольным переходам; числа на линиях — длины волн в Å. Дальнейшие подробности см. в тексте. График взят из книги: G r o t t i a n W., Graphische Darstellung der Spektren von Atomen..., Bd.II, S. 15, Berlin, 1928.

важных физических параметров, возникающих при квантовомеханическом описании системы. Мы обсудим физический смысл некоторых квантовых чисел при рассмотрении самих диаграмм. Читатель, конечно, не будет в состоянии понять и запомнить в подробностях все обозначения, показанные для уровней.

На рис. 28А приведена схема уровней нейтрального атома лития. Слева дана шкала энергии, выраженной либо в электрон-вольтах, либо в волновых числах. Горизонтальные линии соответствуют уровням энергии. Линии, соединяющие различные уровни, отвечают наблюдаемым электромагнитным переходам между ними, а числа на этих линиях — длина волны в ангстремах. Особенно важным линиям спектра соответствуют более толстые линии.

Fe III—Continued					
Authors	Config.	Design.	J	Level	Interval
s ¹ F ₇	3d ⁶ (s ¹ F)4p	s ¹ F ^o	2	119097.65	-284.82
s ¹ F ₅			1	119098.86	
s ¹ F ₃			0	120178.95	-197.69
y ¹ F ₇	3d ⁶ (¹ D)4p	y ¹ F ^o	1	120297.10	129.07
y ¹ F ₅			2	120298.17	182.61
y ¹ F ₃			3	121008.78	232.89
y ¹ F ₁			4	121241.67	227.15
y ¹ F ₀			5	121488.88	
z ¹ G ₂	3d ⁶ (s ¹ G)4p	z ¹ G ^o	3	121919.74	21.55
z ¹ G ₁			4	121941.89	8.33
z ¹ G ₀			5	121945.68	
x ¹ D ₂	3d ⁶ (s ¹ F)4p	x ¹ D ^o	3	122546.61	-281.73
x ¹ D ₁			2	122588.34	
x ¹ D ₀			1	122823.03	-214.89
y ¹ D ₂	3d ⁶ (s ¹ D)4p	y ¹ D ^o	4	122944.15	114.80
y ¹ D ₁			3	122889.58	-58.29
y ¹ D ₀			2	122898.21	-22.83
y ¹ D ₋₁			1	122991.37	-534.55
y ¹ D ₋₂			0	123456.88	
y ¹ F ₇	3d ⁶ (s ¹ D)4p	z ¹ F ^o	1	123588.85	144.23
y ¹ F ₅			2	123697.18	53.21
y ¹ F ₃			3	123760.33	
y ¹ D ₂	3d ⁶ (s ¹ D)4p	y ¹ D ^o	3	124884.04	-49.86
y ¹ D ₁			2	124903.84	-50.96
y ¹ D ₀			1	124964.85	
y ¹ F ₇	3d ⁶ (s ¹ D)4p	y ¹ F ^o	4	125443.63	-194.40
y ¹ F ₅			3	125637.82	-34.65
y ¹ F ₃			2	125672.83	
z ¹ G ₂	3d ⁶ (s ¹ F)4p	z ¹ G ^o	1	126590.67	

Рис. 28В. Часть таблицы уровней энергии дважды ионизованного железа.

Схема уровней хороша для общей ориентировки, но точные и обширные данные о спектрах удобнее иметь в виде таблиц. Энергии измерены от основного состояния и выражены в волновых числах (пятый столбец). В четвертом столбце приведены значения момента импульса. В первых трех столбцах даны различные обозначения уровней. Таблица взята из книги: Moore C. E., Atomic Energy Levels, vol. II, p. 62, Wash. 1952.

Уровни энергии на рис. 28А собраны в отдельные колонки. На схеме показаны четыре такие колонки, обозначенные буквами s, p, d и f. Атом лития имеет много уровней, которые расположены справа от последней колонки f, но они лежат близко к уровню ионизации и не дают вклада в видимый спектр лития.

Заметим, что показанные на рис. 28А спектральные линии обладают замечательным свойством: они возникают в результате переходов между уровнями двух соседних колонок. Показанные на рис. 28А линии не исчерпывают всех возможных переходов. Квантовая механика предсказывает, например, переходы на уровень 3p из s-колонки и d-колонки, на уровень 3d из p-колонки или f-колонки и т. п.

Многие из этих переходов действительно удалось наблюдать, но они не показаны, чтобы не перегружать рисунка. Указанные переходы принадлежат инфракрасной области спектра и подчиняются отмеченному правилу, согласно которому переходы происходят лишь между уровнями соседних колонок. Это правило является интересным примером *правил отбора*, из которых следует, что переходами могут быть связаны только определенные пары уровней.

Эмпирические основания этих правил становятся ясными из внимательного рассмотрения линий, показанных на рис. 28А. Мы замечаем, в частности, отсутствие переходов между уровнями $3s$ и $2s$, между уровнями $3p$ и $2p$ и т. п. Эти правила отбора определяют характер спектра атомов лития, и поэтому разделение уровней на колонки рис. 28А весьма естественно.

29. Рассмотренное правило отбора является удивительным свойством спектра атомов лития. Есть ли для него теоретическое объяснение? Да, теория полностью объясняет это явление. Объяснение основано на двух фактах: на изотропии физического пространства и на малости постоянной тонкой структуры $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \sim 1/137$. Мы не сможем дать полного объяснения правил отбора, так как математическая подготовка читателя может оказаться недостаточной, но мы попытаемся дать представление об основных идеях, объясняющих правила отбора.

Малость постоянной тонкой структуры приводит к тому, что в электромагнитных переходах атомной физики доминирующую роль играют такие переходы, при которых испущенная электромагнитная волна имеет те же свойства симметрии, что и волна, испущенная электрическим дипольным осциллятором. Мы покажем это позже. Такую волну (или фотон) мы будем называть *электрической дипольной волной* (или *электрическим дипольным фотоном*). С помощью квантовой механики можно показать, что такая волна несет момент количества движения, равный \hbar .

Изотропия физического пространства означает, что в мире нет выделенного направления: свойства изолированной системы не зависят от того, каким образом она *ориентирована* в пространстве. Из этой изотропии, при весьма общих условиях, следует (в квантовой, а также и в классической физике), что вектор момента количества движения изолированной системы сохраняется; он не меняется со временем. Поэтому, если атом испускает электрический дипольный фотон, то момент количества движения атома до излучения должен быть равен его моменту количества движения после испускания *плюс* момент количества движения, уносимый дипольным фотоном. Этот закон сохранения создает правило отбора, так как каждое стационарное состояние атома обладает определенным моментом количества движения.

30. Согласно квантовой механике, квадрат момента количества движения атома (если пренебречь моментом количества движения,

которым может обладать ядро) равен

$$J^2 = j(j+1)\hbar^2, \quad (30a)$$

где j — квантовое число момента количества движения. Возможные значения j ограничены правилом, что $2j$ должно быть целым и неотрицательным числом, $2j = 0, 1, 2, \dots$; при этом $2j$ четно, если в атоме четное число электронов, и нечетно при нечетном их числе. Обычно принято говорить, что состояние, характеризующееся квантовым числом j , «имеет момент количества движения j ».

В квантовой механике доказывается, что при электрическом дипольном переходе из начального состояния с моментом количества движения j_i в конечное состояние с моментом количества движения j_f разрешенные изменения квантового числа j определяются правилом

$$\Delta j = j_f - j_i = -1, 0 \text{ или } +1. \quad (30b)$$

Это — строгое правило, которое выполняется для всех изолированных квантовомеханических систем, например для атомов-молекул и ядер. Оно следует из принципов сохранения, рассмотренных выше. В этой книге мы не занимаемся теорией момента количества движения и не даем поэтому вывода формул (30a) и (30b).

31. Приведенной теоремой (30b) не исчерпываются правила отбора, действующие в атоме лития. В атомной физике существует еще одно, на этот раз не столь строгое, но *приближенное* правило отбора, управляющее электрическими дипольными переходами. Оно гласит: при электрическом дипольном переходе *орбитальный момент количества движения* электронов может измениться лишь на единицу:

$$\Delta l = l_f - l_i = -1 \text{ или } +1, \quad (31a)$$

где l — квантовое число орбитального момента количества движения электронов в атоме. Каков смысл этого числа l ? Оно имеет «классическую» интерпретацию: если мы описываем атом в терминах классической механики, то l характеризует величину момента количества движения, связанного с орбитальным движением электронов. В действительности у каждого электрона есть *внутренний* момент количества движения, или *спин*. Для электрона квантовое число спинового момента количества движения имеет значение $j_{\text{spin}} = 1/2$, и мы говорим, что «электрон имеет спин $1/2$ ». Полный момент количества движения электрона в атоме состоит из двух частей. Он является векторной суммой орбитального момента и спина.

Теоретически возможными значениями l являются все неотрицательные целые числа: $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots$. Буквы s, p, d, f, \dots , которыми обозначены колонки термов на рис. 28А, представляют собой код для значений l : s означает $l=0$, p означает $l=1$, d означает $l=2$, а f означает $l=3$. Правило отбора, о котором мы говорили в п. 28, эквивалентно, таким образом, правилу отбора (31a).

Не всегда возможно с определенностью приписать данному уровню энергии в атоме некоторое квантовое число орбитального момента количества движения, хотя для атомов лития и вообще

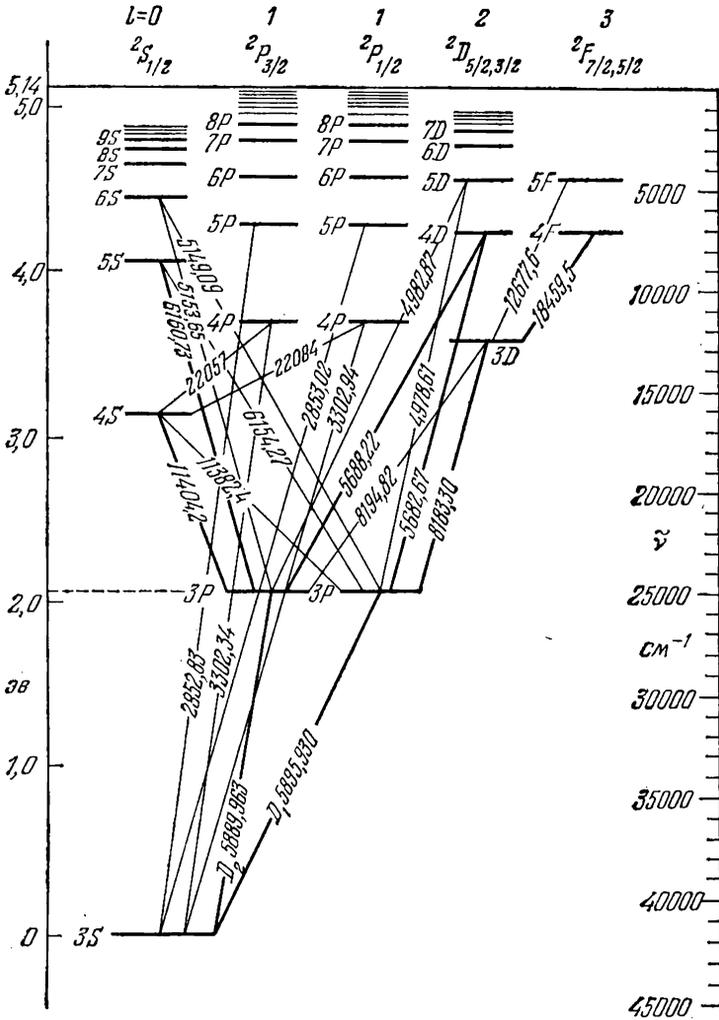


Рис. 32А. Схема уровней нейтрального атома натрия.

Числа у наклонных линий дают длину волны соответствующего перехода в Å. (Из книги Гроттриана, см. рис. 28А.)

для атомов щелочных металлов это может быть сделано однозначно. Причина возможных затруднений в том, что, хотя полный момент количества движения является интегралом движения, ни орбитальный момент, ни спин такими интегралами не являются. Иными словами, уровни энергии в общем случае не имеют определенного значения l . В этом смысле правило (31а) является лишь при-

ближенным правилом. Как мы сказали, оно является хорошим правилом лишь для атомов щелочных металлов (и водорода).

32. Обратимся снова к рис. 28А. Что можно сказать о квантовом числе j и правиле отбора (30b)? Это правило не проявляет себя на рис. 28А, так как мы воспользовались там упрощенной схемой термов. В действительности термы в колонках p , d и f должны

Na I—Continued

Config.	Desig.	J	Level	Interval
6f	6f ¹ F°	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	38400. 1	
6h	6h ³ H°	$\left\{ \begin{array}{l} 4\frac{1}{2} \\ 5\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	38408. 4	
7p	7p ¹ P°	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	38840. 40 38841. 14	0. 74
8s	8s ¹ S	$\frac{1}{2}$	38968. 35	
7d	7d ¹ D	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39200. 982 39200. 983	-0. 001
7f	7f ¹ F°	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39209. 2	
8p	8p ¹ P°	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39298. 54 39299. 01	0. 47
9s	9s ¹ S	$\frac{1}{2}$	39574. 51	
8d	8d ¹ D	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39726. 00	
8f	8f ¹ F°	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	[39734. 0]	
9p	9p ¹ P°	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39791. 53 39795. 00	0. 47
10s	10s ¹ S	$\frac{1}{2}$	39983. 0	
9d	9d ¹ D	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	40090. 57	
9f	9f ¹ F°	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	40098. 2	
10p	10p ¹ P°	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	40137. 23	

Рис. 32В. Часть таблицы уровней энергии нейтрального атома натрия.

Энергия (четвертый столбец, в волновых числах, см^{-1}) измерена от основного уровня. В третьем столбце (J) приведен момент импульса данного состояния. (Из книги Мура, см. рис. 28В).

быть двойными. Индексы $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ и $\frac{7}{2}$ у букв, обозначающих колонки, являются обозначением полного момента количества движения j . Для атомов щелочных металлов (и водорода) выполняется следующее правило: если $l=0$, то $j=\frac{1}{2}$ (полный момент количества движения образован спином электронов). Для всех других значений l величина j может принимать значения $j=l+\frac{1}{2}$ и $j=l-\frac{1}{2}$. Для других атомов существуют другие правила. Таким образом, уровень $2p$ в действительности является двойным, но различие в энергии между двумя уровнями *дублета* $l+\frac{1}{2}$ и $l-\frac{1}{2}$ очень мало, и в пределах точности чертежа они совпадают.

На рис. 32А показана схема уровней атомов натрия, который также является щелочным металлом. Его схема термов в главных

чертах аналогична схеме термов лития. На этой схеме мы показали p -уровни двойными, но для экономии места (и работы) оставили в D - и F -колонках одиночные уровни. Все переходы, показанные на рис. 32А, являются электрическими дипольными переходами. Переходами, ответственными за характерный желтый свет натриевой

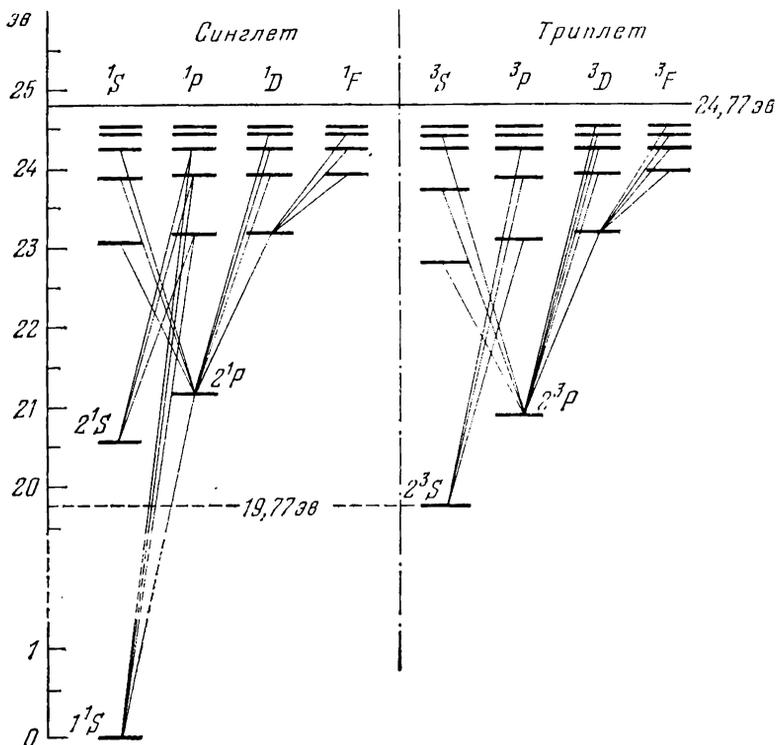


Рис. 33А. Схема уровней нейтрального атома гелия.

Замечательной особенностью схемы является разделение уровней на синглетные и триплетные. В триплетных состояниях спины обоих электронов параллельны, в синглетных — антипараллельны. Между синглетными и триплетными уровнями существует очевидное сходство, за тем исключением, что синглетный основной уровень не имеет аналога среди триплетных состояний. Эта особенность является следствием принципа Паули: состояние с самой низкой энергией не может быть занято двумя электронами с параллельными спинами. Если спины антипараллельны, такого ограничения нет.

лампы, являются переходы с уровней $3 P_{1/2}$ и $3 P_{3/2}$ на основное состояние $3 S_{1/2}$. В действительности «желтая линия натрия» является дублетом.

Читатель может самостоятельно исследовать схему термов рис. 32А и убедиться в том, что указанные переходы согласуются с правилами отбора (30b) и (31a) для j и l .

33. Показанные на рис. 33А уровни энергии атомов гелия обладают замечательной особенностью: они образуют две почти совершенно независимые системы термов — синглетную и триплетную. Наблюдаемые спектральные линии возникают от переходов внутри

каждой из систем — от синглетных уровней к синглетным и от триплетных к триплетным же.

Атом гелия имеет два электрона. В синглетных уровнях оба электронных спина направлены противоположно, а в триплетных уровнях они параллельны.

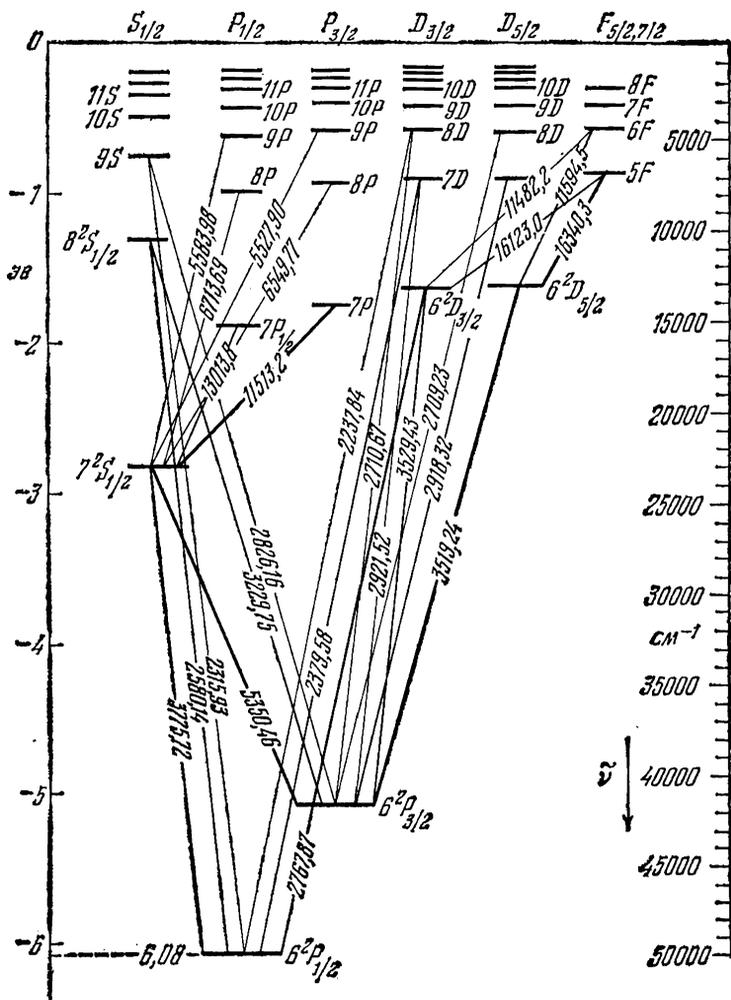


Рис. 34А. Схема уровней нейтрального атома галлия.

Числа у наклонных линий дают длину волны соответствующего перехода в Å. (Из книги Гротриана, см. рис. 28А.)

Буквами S, P, D, F, \dots обозначены полные орбитальные моменты количества движения электронов. Расположенные слева сверху числа 1 или 3 обозначают мультиплетность уровня (синглет или триплет). Для синглетных уровней полный момент количества

1	H	1,0080	2	He	4,003
3	Li	6,940	9	F	19,00
4	Be	9,013	10	Ne	20,183
11	Na	22,991	17	Cl	35,457
12	Mg	22,32	18	Ar	39,944
19	K	39,100	26	Fe	55,85
20	Ca	40,08	25	Mn	54,94
21	Sc	44,96	24	Cr	52,01
22	Ti	47,90	23	V	50,95
23	V	50,95	22	Ti	47,90
24	Cr	52,01	21	Sc	44,96
25	Mn	54,94	20	Ca	40,08
26	Fe	55,85	19	K	39,100
27	Co	58,94	18	Ar	39,944
28	Ni	58,71	17	Cl	35,457
29	Cu	63,54	16	S	32,066
30	Zn	65,38	15	P	30,975
31	Ga	69,72	14	Si	28,09
32	Ge	72,60	13	Al	26,98
33	As	74,91	33	As	74,91
34	Se	78,96	34	Se	78,96
35	Br	79,916	35	Br	79,916
36	Kr	83,80	36	Kr	83,80
37	Sr	87,63	49	Sb	121,76
38	Y	88,92	50	Sn	118,70
39	Zr	91,22	51	Sb	121,76
40	Nb	92,91	81	Pb	207,21
41	Mo	95,95	82	Bi	208,99
42	Tc	98,92	83	Po	209
43	Ru	101,1	84	At	210
44	Rh	102,91	85	Rn	222
45	Pd	106,4	86		
46	Ag	107,868	87		
47	Cd	112,4	88		
48	In	114,82	89		
49	Sn	118,70	90		
50	Sb	121,76	91		
51	Te	127,6	92		
52	I	126,9	93		
53	Xe	131,3	94		
54			95		
55			96		
56			97		
57			98		
58			99		
59			100		
60			101		
61			102		
62			103		
63			104		
64			105		
65			106		
66			107		
67			108		
68					
69					
70					
71					
72					
73					
74					
75					
76					
77					
78					
79					
80					
81					
82					
83					
84					
85					
86					
87					
88					
89					
90					
91					
92					
93					
94					
95					
96					
97					
98					
99					
100					
101					
102					
103					
104					
105					
106					
107					
108					

Ряд	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
Лантанидов	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
	138,92	140,13	140,92	144,27		150,35	152,0	157,26	158,93	162,51	164,94	167,27	168,94	173,04	174,99
Ряд	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Актинидов	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lw
	227,04	232,05	231,05	238,04											

Рис. 35В. Периодическая система элементов.

Над химическим символом элемента показан его атомный номер Z , а ниже — атомный вес (для стабильных элементов). Заметим, что ряд лантанидов (редкоземельные элементы) содержит 15 химических элементов. Внешняя электронная оболочка всех этих атомов построена одинаково. Ряд образуется потому, что по мере увеличения числа электронов при переходе от одного члена ряда к последующему заполняется внутренняя оболочка, а наружная не меняется. На основе таких представлений Бор предсказал, что элемент с атомным номером 72 (гафний), в то время неизвестный, по своим химическим свойствам должен быть аналогичен цирконию, а не лантанидам. Действительно, впоследствии гафний был обнаружен в минералах циркония, что было триумфом теории. Так называемые актиниды образуют аналогичный ряд.

движения равен орбитальному. Для триплетных уровней полный момент количества движения j может принимать значения $j = l - 1$, l и $l + 1$, с тем условием, что всегда $j \geq 0$. В триплетной системе термов S — уровень одиночный, остальные уровни тройные. Синглетная система термов состоит из одиночных уровней.

34. Обратим внимание на интересную особенность схемы термов таллия, показанной на рис. 34А. Атом в состоянии $7^2S_{1/2}$ может перейти *либо* в состояние $6^2P_{3/2}$, *либо* в состояние $6^2P_{1/2}$. Таким образом, атом имеет выбор для своего «скачка». В схеме уровней таллия и в других схемах, показанных в этой главе, можно найти другие примеры такого выбора (читатель может их поискать). Если данный возбужденный уровень распадается различными возможными способами, то каждому из них соответствует своя определенная вероятность. Эти вероятности известны под названием *относительных вероятностей* *). Опыт показывает, что относительные вероятности являются внутренним свойством возбужденного состояния, т. е. не зависят от того, *каким способом* образовано данное возбужденное состояние.

35. Весьма похожие схемы уровней двух щелочных металлов натрия и калия сильно отличаются от схем для гелия и таллия. Исследование большого числа схем обнаружило замечательный факт: химически аналогичные элементы имеют аналогичные схемы уровней. Примером является рис. 35А. Причина в том, что оптические спектры и химические свойства элементов определяются строением электронной оболочки атома, в частности конфигурацией внешних электронов.

Понимание периодической системы элементов, приведенной на рис. 35В, основано на идее об оболочечной структуре атомов. В этой таблице элементы расположены в порядке возрастания атомного номера Z , элементы с близкими химическими свойствами объединены в общие колонки. Число электронов в атоме равно Z , и по мере продвижения по таблице в сторону возрастающих Z происходит заполнение «оболочки» электронами, повторяющееся периодически. Химические свойства элемента определяются тем, насколько заполнена последняя оболочка. Например, благородные газы возникают в таблице при полном заполнении соответствующей оболочки. Число электронов, которые может поглотить данная оболочка, определяется принципом Паули, и этот принцип имеет, таким образом, *решающее* значение для химии. До великого открытия Паули все эти обстоятельства были совершенно неизвестны.

Объяснение деталей строения периодической таблицы на основе изложенных здесь идей дает большое удовлетворение. Однако в этой книге мы не будем заниматься этим. Лучше всего связать объяснение свойств периодической таблицы с систематическим изучением атомных спектров и уровней энергии, а это слишком сложная задача для вводного курса.

*) Этим термином мы переводим «the branching ratio». — Прим. ред.

Оболочечная структура легких атомов

Элемент	Атомный номер	Оболочка								
		K		L		M			N	
		Подоболочка								
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d
H	1	1								
He	2	2								
Li	3	2	1							
Be	4	2	2							
B	5	2	2	1						
C	6	2	2	2						
N	7	2	2	3						
O	8	2	2	4						
F	9	2	2	5						
Ne	10	2	2	6						
Na	11	2	2	6	1					
Mg	12	2	2	6	2					
Al	13	2	2	6	2	1				
Si	14	2	2	6	2	2				
P	15	2	2	6	2	3				
S	16	2	2	6	2	4				
Cl	17	2	2	6	2	5				
Ar	18	2	2	6	2	6				
K	19	2	2	6	2	6	1			
Ca	20	2	2	6	2	6	2			
Sc	21	2	2	6	2	6	2			
Ti	22	2	2	6	2	6	2			

Основные оболочки, обозначенные буквами K, L, M, N, ... , делятся на подоболочки. Границы различных периодов отмечены тонкими горизонтальными линиями. Конфигурации электронов, соответствующие благородным газам, выделены пунктиром. В первых трех периодах происходит правильное последовательное заполнение оболочек, но, начиная с калия, электроны размещаются во внешней оболочке, хотя внутренняя еще не заполнена. Дальше в периодической таблице это явление повторяется. Оно хорошо объясняется теорией.

В s-оболочке можно поместить 2 электрона, в p-оболочке — 6, а в d-оболочке — 10.

Чтобы возбудить интерес читателя, мы приводим в табл. 35А часть таблицы, показывающей слоистое строение электронной оболочки атомов.

36. В 1869 г., когда Менделеев впервые сообщил о периодической таблице элементов, не были известны ни электроны, ни ядра. Поэтому Менделеев не мог расположить элементы в порядке возрастания заряда Z , а располагал их по возрастающим значениям атомного

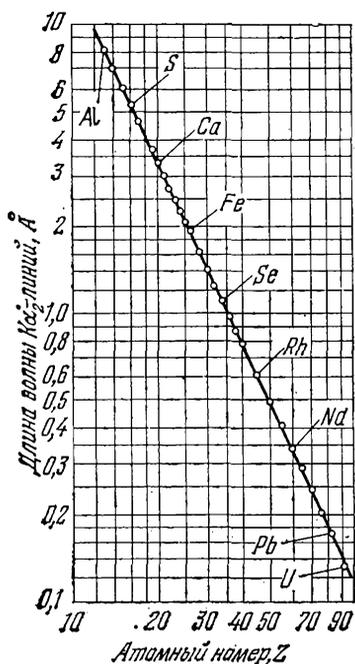


Рис. 37А. График зависимости $\ln\lambda$ от $\ln Z$.

Здесь λ — длина волны так называемой $K\alpha_2$ -линии рентгеновского спектра элемента с атомным номером Z . В пределах точности чертежа все экспериментальные точки ложатся на прямую. На графике приведена длина воли лишь для некоторых элементов, но в действительности соответствующие измерения выполнены почти для всех элементов. Простая теория, объясняющая показанную зависимость, изложена в тексте.

Рассмотрим эту проблему вкратце. При бомбардировке атомов электронами большой энергии (десятки и сотни килоэлектрон-вольт) возникает коротковолновое электромагнитное излучение. Оно получило название лучей Рентгена. Спектр рентгеновских лучей состоит из непрерывного спектра, на фоне которого видны рез-

веса. Это также дало правильный порядок расположения, за некоторым, однако, исключением: атомный вес аргона больше атомного веса калия, хотя химические свойства этих элементов однозначно указывают на то, что аргон *должен* стоять в периодической таблице перед калием (аргон — благородный газ, а калий — щелочной металл). С точки зрения химии порядок элементов в таблице почти очевиден, и поэтому каждому элементу можно приписать свой атомный номер Z .

Заметим, что Менделеев проявил замечательную научную проницательность, оставив в таблице пустые места, в которые должны были, по его мнению, попасть еще не открытые в его время элементы *).

37. Понимание того, что атомный номер элемента измеряет заряд ядра (или равное ему число электронов), было большим шагом вперед в теории атома. В решении этой проблемы особенно большую роль сыграли работы Г. Мозли, выполненные в 1913 г. Он занимался систематическим измерением длин волн рентгеновского излучения многих элементов и сумел показать, что длины волн аналогичных линий (у различных элементов) весьма простым способом зависят от атомного номера **).

*) Менделеев Д. И., Периодический закон, ГИЗ, 1926. В этой книге собраны работы Д. И. Менделеева, посвященные открытию периодической системы элементов. — *Прим. ред.*

**) Moseley H. G. J., The High-Frequency Spectra of the Elements, Phil. Mag. 26, 1024 (1913); 27, 703 (1914).

кие спектральные линии, характерные для данного элемента (см. экспериментальный спектр на рис. 23А, гл. 4, стр. 161). Из рассуждений, приведенных в п. 27 гл. 2 (стр. 69), следует, что за испускание характеристических линий рентгеновского спектра ответственны внутренние электроны атома. Электрон большой энергии выбивает электрон из внутренней электронной оболочки атома (так называемой *K*-оболочки), и один из электронов из более далеких от ядра оболочек падает в образовавшуюся «дырку». Разность энергий связи уносится в виде фотона рентгеновского излучения.

В п. 27 гл. 2 мы показали, что энергия связи внутреннего электрона может быть приближенно записана в виде

$$B_K = Z^2 R_\infty, \quad (37a)$$

где $R_\infty = 1/2 \alpha^2 mc^2$ — постоянная Ридберга. Мы не занимались вопросом о том, чему равна энергия связи электрона в более далеких оболочках, но читатель может поверить, что она пропорциональна B_K , но имеет меньшее значение. Таким образом, если электрон «падает» во внутреннюю оболочку из одной из более далеких оболочек, то длина волны характеристического рентгеновского излучения равна

$$\lambda = \frac{C}{Z^2 R_\infty}, \quad (37b)$$

где C — постоянная, очень слабо зависящая от Z .

Таким образом, график зависимости $\ln \lambda$ от Z должен быть, если все это верно, прямой линией. Из рис. 37А видно, что экспериментальные значения длин волн с хорошей точностью лежат на прямой. В согласии с предсказанием теории Бора, константа C оказывается близкой к $4/3$.

Поскольку электрон, заполняющий дырку, может попасть в нее из различных оболочек и сама дырка может возникнуть в различных оболочках, то следует ожидать существования большого числа характеристических линий. Опыт показывает, что так оно и есть. На рис. 37А мы показали только одну из этих линий, соответствующую переходу между одними и теми же оболочками различных атомов.

Легко понять, что из таких измерений длины волны характеристических линий можно получить заряд ядра. Работы Мозли привели поэтому к новому пониманию смысла периодической таблицы.

38. Рассмотрим теперь некоторые свойства ядер. На рис. 38А показана схема уровней ядер изотопа бора ${}^9\text{B}^{11}$, определенная экспериментально.

На этой схеме основному уровню приписана нулевая энергия. Полный момент количества движения этого состояния равен $J = 3/2$. Особенно широкие уровни пересечены наклонными линиями, и

длина этих линий приблизительно пропорциональна ширине уровня.

Для диссоциации ядра ${}^5\text{B}^{11}$ достаточна энергия $8,667 \text{ Мэв}$; при больших энергиях возбуждения ядро распадается на α -частицу и изотоп лития ${}^3\text{Li}^7$. Этот способ диссоциации показан справа от главной системы термов. При энергии возбуждения, большей 11 Мэв , ядро бора имеет две возможности для диссоциации: оно может распасться на нейтрон и изотоп ${}^5\text{B}^{10}$ либо на протон и изотоп ${}^4\text{Be}^{10}$. Эти моды диссоциации также показаны на правой части схемы.

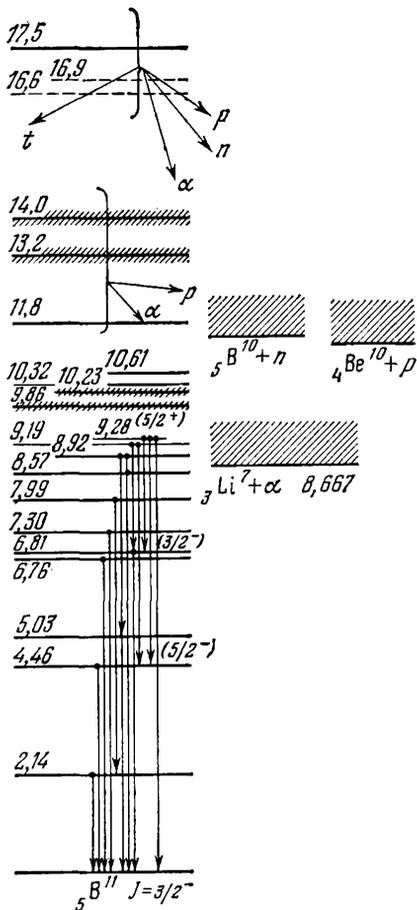


Рис. 38А. Схема уровней энергии для ядра бора ${}^5\text{B}^{11}$.

Упрощенная версия схемы взята из известного обзора: A j z e n b e r g F., L a u r i t s e n T., Energy Levels of Light Nuclei, Rev. Mod. Phys. 27, 77 (1955). Советуем читателю обратиться к оригиналу.

в принципе не отличаются от расположенных ниже уровней — все возбужденные уровни нестабильны. Заметим, что нестабильным может быть и основное состояние; вспомним основные состояния радиоактивных ядер. В нашем примере основное состояние ядра ${}^5\text{B}^{11}$ стабильно — изотоп ${}^5\text{B}^{11}$ найден в природном боре.

Заметим, что изотоп ${}^5\text{B}^{11}$ имеет систему уровней энергии, расположенных *над* энергией диссоциации, равной $8,667 \text{ Мэв}$. При меньших энергиях возбуждения ядро испускает только γ -лучи, а при большой — также и материальные частицы (наблюдаемые в ${}^5\text{B}^{11}$ γ -переходы показаны вертикальными стрелками).

Этот пример показывает, что мы должны соблюдать осторожность в интерпретации «непрерывного» спектра. Даже выше энергии диссоциации возможны уровни энергии. Если энергия возбуждения превышает энергию диссоциации, система может диссоциировать на две *материальные* частицы. Ниже энергии диссоциации система может «распасться» лишь на одну материальную частицу и фотон. Будем считать фотон материальной частицей; тогда можно считать, что уровни, лежащие выше энергии диссоциации (их часто называют «виртуальными уровнями»),

39. Мы отмечали, что два ядра образуют пару *зеркальных ядер*, если одно может быть получено из другого заменой всех нейтронов на протоны и протонов на нейтроны. Как было сказано в п. 37 гл. 2 (стр. 79), *сильные взаимодействия* (а именно они играют основную роль в строении ядра) инвариантны относительно такой замены. Если это верно и нет других взаимодействий, кроме сильных, то у двух зеркальных ядер должны быть идентичны системы уровней. На рис. 39А и 39В показаны экспериментально найденные системы уровней двух пар зеркальных ядер. Мы видим, что, действительно, между уровнями пар имеются соответствия, хотя из тех же рисунков следует, что энергии соответствующих уровней не идентичны.

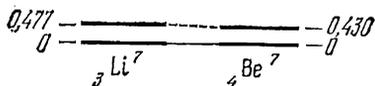
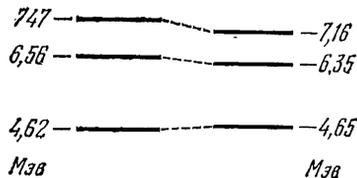


Рис. 39А. Изотопы лития и бериллия с массовым числом 7 образуют пару зеркальных ядер.

Если в ядре лития все нейтроны превратить в протоны, а протоны — в нейтроны, то мы получим ядро бериллия. У зеркальных ядер очень близкие, но не идентичные схемы уровней. Различие уровней является следствием электромагнитных взаимодействий.

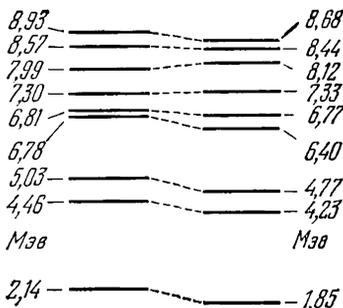


Рис. 39В. Другой пример зеркальных ядер: ядра изотопов бора и углерода с массовым числом 11.

Причина небольшого различия в энергии уровней заключается в существовании электростатических сил, которые не инвариантны относительно замены нейтрона протоном.

40. Схема уровней рис. 40А объясняет, почему α -частицы, испущенные радиоактивными ядрами, не всегда имеют одну и ту же энергию. На рисунке показано превращение радиоактивного изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ в изотоп таллия ${}_{81}\text{Tl}^{208}$. Распад происходит из *основного состояния материнского ядра* ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ в одно из нескольких возбужденных или в основное состояние *дочернего ядра* ${}_{81}\text{Tl}^{208}$. На схеме основное состояние материнского ядра расположено на 6,2 Мэв выше основного состояния дочернего; таким образом, 6,2 Мэв — это максимальная энергия, которая может быть унесена α -частицей. Очевидно, что если распад происходит на одно из возбужденных состояний ${}_{81}\text{Tl}^{208}$, то α -частица будет иметь меньшую энергию. При показанной на рис. 40А системе уровней α -частицы

будут испущены с любым из пяти возможных значений энергии. Соответствующие распады показаны наклонными линиями. Цифры в скобках обозначают вероятность различных мод распада.

Если после α -распада дочернее ядро остается в одном из возбужденных состояний, оно испускает γ -лучи и, таким образом, достигает основного состояния.

У многих других α -активных ядер распад всегда происходит в основном состоянии дочернего ядра ввиду отсутствия доступных

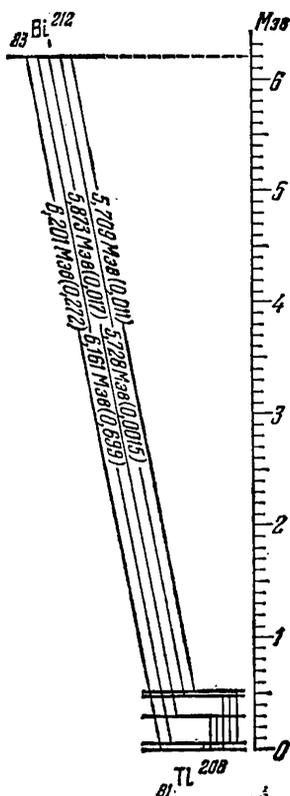


Рис. 40А. При α -распаде изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ дочернее ядро может оказаться либо в основном, либо в одном из четырех возбужденных состояний.

Соответственно α -частицы имеют пять различных значений энергии. Дочерние ядра переходят в основное состояние, испуская γ -лучи.

возбужденных состояний. В этом случае все α -частицы имеют одно-единственное значение энергии и γ -лучи, связанные с α -распадом, отсутствуют.

41. Под *бета-распадом* понимаем процесс, в котором ядро испускает электрон или позитрон. Простейшим процессом такого рода является β -распад нейтрона, который хорошо изучен экспериментально. Среднее время жизни свободного нейтрона равно 16 мин. Разность масс протона и нейтрона равна $(m_n - m_p) = 1,3 \text{ Мэв}$, и схема уровней будет иметь вид, показанный на рис. 41А. Наклонной линией показан переход. Если бы при таком распаде испускался только электрон, он всегда имел бы одну и

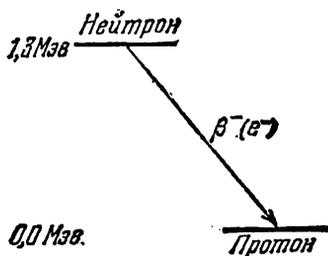
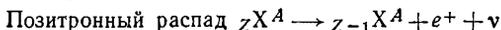
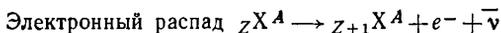


Рис. 41А. Схема уровней, изображающая β -распад нейтрона.

Масса нейтрона равна 939,55 Мэв, а масса протона 938,25 Мэв. Разность масс нейтрона и протона равна 1,30 Мэв. Часть этой разности, а именно 0,50 Мэв, связана с массой электрона, а остаток переходит в кинетическую энергию электрона, антинейтрино и протона, возникающих при распаде нейтрона. Кинетическая энергия протона очень мала, и почти вся освобожденная при распаде энергия делится между электроном и антинейтрино.

ту же энергию (равную 1,3 Мэв), подобно тому как это происходит в α -распаде. Опыт показывает, однако, что электрон может быть испущен с любой энергией в пределах от 0,5 Мэв до полной энергии 1,3 Мэв, доступной при распаде.

Дело в том, что при распаде одновременно с электроном появляется другая частица, в данном случае антинейтрино. Эта частица не имеет массы покоя. Энергия распада, равная $1,3 \text{ Мэв}$, распределяется между этими двумя частицами — электроном и антинейтрино. Реакции β -распада записываются следующим образом:



Здесь X — химический символ радиоактивного изотопа; e^- — электрон или позитрон; ν — нейтрино, появляющееся всегда в паре с позитроном; $\bar{\nu}$ — антинейтрино, парное электрону.

42. Схема уровней рис. 42А изображает β — γ -каскад, источником которого является изотоп кобальта ${}_{27}\text{Co}^{60}$. Этот изотоп вначале испытывает β -распад на возбужденный уровень изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$, который на $2,4 \text{ Мэв}$ выше основного состояния. Максимальная кинетическая энергия электронов равна $0,3 \text{ Мэв}$, но электрон может быть испущен с любой кинетической энергией, лежащей между нулем и этим пределом. Реакция для этой части процесса имеет вид



Звездочка означает, что изотоп никеля возникает в возбужденном состоянии. Из этого состояния происходят (практически немедленно) два последовательных перехода — в другое возбужденное состояние, отстоящее на $1,3 \text{ Мэв}$ от основного, и из последнего в основное состояние. Таким образом, β -распад ${}_{27}\text{Co}^{60}$ всегда сопровождается появлением двух γ -квантов с энергией $1,1$ и $1,3 \text{ Мэв}$.

Период полураспада ядра кобальта равен $5,3$ года. Следующий за β -распадом каскадный процесс делает Co^{60} удобным долгоживущим источником γ -квантов.

Бета-активные ядра, подобно α -активным, часто имеют очень большие периоды полураспада. В случае β -распада причиной является чрезвычайная слабость взаимодействия, ответственного за распад. Соответствующее взаимодействие так и называется *слабым взаимодействием*. По грубой оценке, оно в 10^{14} раз слабее сильных взаимодействий и значитель-

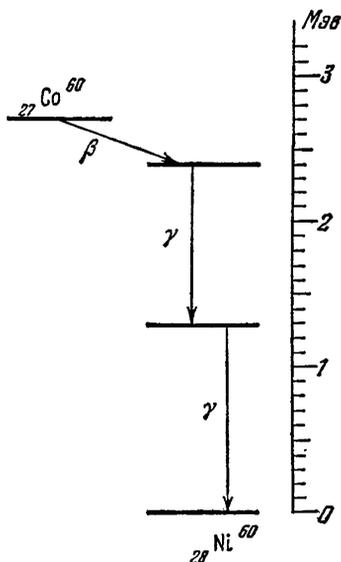


Рис. 42А. Схема уровней, изображающая β — γ -каскад, испускаемый изотопом кобальта ${}_{27}\text{Co}^{60}$.

Этот изотоп сперва в результате β -распада переходит в возбужденное состояние изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$, которое выше основного на $2,4 \text{ Мэв}$. Максимальная кинетическая энергия электрона равна $0,3 \text{ Мэв}$. Возбужденное состояние изотопа никеля «высвечивается» последовательным испусканием двух γ -квантов.

но слабее электромагнитного. Слабое взаимодействие служит причиной (относительно медленного) распада многих элементарных частиц. В качестве примеров таких распадов назовем распад заряженных пионов, нейтрона, мюона, K -мезонов и лямбда-гиперона.

Расширение спектральных линий вследствие доплер-эффекта и столкновений

43. В начале этой главы мы рассмотрели связь между естественной шириной $\Delta\omega$ спектральной линии атома и средним временем жизни τ состояний, участвующих в переходе. В частном случае, когда нижним уровнем энергии является основное состояние, мы нашли

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau}, \quad (43a)$$

где τ — среднее время жизни возбужденного состояния.

В п. 26 мы привели типичные значения величины τ для атомов и получили оценку относительной ширины линии $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-7}$. Разумеется, эта лишь грубая оценка порядка величины.

Наблюдаемые на опыте ширины спектральных линий, как правило, значительно больше приведенной оценки. Теория, изложенная в пп. 14—26, относилась к *изолированному* и первоначально покоящемуся атому. Реальные атомы не изолированы и не находятся в покое. Чтобы понять причину дополнительного расширения, рассмотрим испускание света атомным газом, находящимся при температуре T и давлении p . Обозначим через A атомный вес атомов. Атомы газа движутся случайным образом и сталкиваются друг с другом.

44. Тепловое движение приводит к тому, что у части атомов возникает составляющая скорости, направленная к наблюдателю, а у другой части составляющая имеет противоположное направление. В результате спектральная линия, являющаяся суперпозицией линий, испускаемых многими атомами, расширяется вследствие доплер-эффекта. Если атом движется к наблюдателю со скоростью v , то доплеровский сдвиг частоты равен $\delta\omega/\omega = v/c$. Чтобы оценить доплеровское расширение $(\Delta\omega/\omega)_D$, нужно знать среднюю скорость v_0 атомов газа и подставить ее в выражение для доплеровского сдвига. Разумеется, v_0 — это средняя скорость в направлении наблюдения, которым можно считать направление одной из трех координатных осей. В п. 17 гл. 2 (стр. 62) мы показали, что средняя кинетическая энергия атома и абсолютная температура газа T связаны соотношением

$$E_k = \frac{1}{2} M (v_{01}^2 + v_{02}^2 + v_{03}^2) = \frac{3}{2} kT, \quad (44a)$$

где $M \approx AM_p$ — масса атома (M_p — масса протона). Средние скорости в направлении осей 1, 2 и 3 равны, и мы имеем

$$v_{01} = v_{03} = \sqrt{\frac{kT}{AM_p}}. \quad (44b)$$

Доплеровское расширение поэтому равно

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_D \sim \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kT}{AM_p}} = (0,52 \cdot 10^{-5}) \sqrt{\frac{1}{A} \left(\frac{T}{293^\circ\text{K}}\right)}. \quad (44c)$$

45. Столкновения между атомами также приводят к расширению спектральных линий. Чтобы оценить этот эффект, допустим, что интервал времени между двумя последовательными столкновениями данного атома равен τ_c . Обратная величина $1/\tau_c$ представляет собой число столкновений в единицу времени. Предположим, далее, что каждое столкновение приводит к прекращению процесса испускания. Тогда величина τ_c есть эффективное время жизни атома, и по аналогии с выражением (43а) можно считать, что соответствующее расширение спектральной линии равно

$$(\Delta\omega)_c \sim \frac{1}{\tau_c}. \quad (45a)$$

Оценим теперь число столкновений в секунду $1/\tau_c$. Будем считать атом сферой радиуса r и обратим внимание на некоторый определенный атом немедленно после столкновения. Его скорость равна v . Мы хотим оценить среднее время τ_c до следующего столкновения. Для этой оценки можно допустить, что все остальные атомы газа покоятся. Точный расчет τ_c требует, разумеется, учета движения всех атомов. За время dt наш атом пройдет расстояние $v dt$. Рассмотрим цилиндр радиусом $2r$, ось которого совпадает с траекторией атома. Высота цилиндра равна $v dt$. Если в этом цилиндре нет атомов, то за время dt наш атом не испытает столкновений, и вероятность столкновения равна вероятности обнаружить в объеме цилиндра другой атом. Объем цилиндра равен $4\pi r^2 v dt$, и если n — среднее число атомов в единице объема газа, то среднее число атомов в цилиндре равно $4\pi r^2 n v dt$. Если это число мало по сравнению с единицей, то оно дает вероятность нахождения одного атома в объеме цилиндра, а тем самым и вероятность столкновения за время τ_c . Для оценки τ_c имеем

$$4\pi r^2 n v \tau_c \sim 1, \text{ или } \frac{1}{\tau_c} \sim 4\pi r^2 n v. \quad (45b)$$

Это соотношение означает, что среднее число атомов в цилиндре радиусом $2r$ и высотой $v\tau_c$ должно быть порядка единицы.

Один моль любого газа содержит $N_0 \cong 6 \cdot 10^{23}$ молекул (или атомов, если газ одноатомный) и занимает при нормальных условиях (температура 273°K , давление 1 атм) объем, равный $22,4 \text{ л}$. Таким образом, число атомов в единице объема равно

$$n_0 = \frac{N_0}{(22,4 \text{ л})} \approx 2,7 \cdot 10^{19} \text{ атомов/см}^3. \quad (45c)$$

Число n_0 при любых других давлениях P и температуре T равно

$$n = n_0 \left(\frac{P}{1 \text{ атм}}\right) \left(\frac{T}{273^\circ\text{K}}\right)^{-1}. \quad (45d)$$

(Этот результат следует из уравнения состояния идеального газа.) В качестве разумной оценки радиуса r возьмем борковский радиус $r \cong 0,5 \cdot 10^{-8}$ см, а скорость v получим из равенства

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT. \quad (45e)$$

Здесь $M \cong AM_p$ — масса атома. С помощью выражений (45) получаем

$$(\Delta\omega_c) \sim \frac{1}{\tau_c} \sim (2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}) \left(\frac{P}{1 \text{ атм}} \right) \sqrt{\frac{1}{A} \left(\frac{273^\circ \text{K}}{T} \right)}. \quad (45f)$$

46. Если теперь сравнить расширение вследствие столкновений [формула (45f)] и доплер-эффекта [формула (44c)] с расширением вследствие конечного времени возбуждения *изолированного* атома, то мы заметим, что последнее в общем случае очень мало по сравнению с первыми. Расширение за счет столкновений уменьшается с уменьшением давления, и при малом давлении доминирует доплеровское расширение, которое и является основной причиной конечной ширины спектральных линий газа. Естественную ширину линии можно наблюдать лишь в специальных условиях.

Мы не будем больше останавливаться на расширении вследствие столкновений и доплер-эффекта. Практическое значение этих явлений велико, но к основной проблеме испускания и поглощения света атомом они не имеют непосредственного отношения. Мы сочли необходимым рассмотреть их лишь для того, чтобы у читателя не возникло впечатления, что *наблюдаемая* на опыте ширина спектральных линий всегда совпадает с естественной шириной.

Дополнительная тема; к теории электромагнитных переходов*)

47. Рассмотрим два важных вопроса. Почему среднее время жизни возбужденного состояния (атома, ядра), нестабильного относительно испускания *фотонов* (но стабильного относительно испускания *частиц*), так велико по сравнению с величиной, обратной частоте испускаемых фотонов? Почему в атомной физике электрическое дипольное излучение доминирует над остальными модами излучения?

Попытаемся обсудить эти вопросы с помощью «полуклассической» электромагнитной теории. Это значит, что наши доводы будут частью классическими, частью квантовомеханическими. Законность такого подхода оправдывается его успехом: мы получим разумный ответ на оба вопроса.

48. Ответ на первый вопрос: потому что постоянная тонкой структуры α очень мала. Рассмотрим, что это значит.

Прежде всего вспомним (см. пп. 29 и 39 гл. 2, стр. 71 и 80), что почти всегда длина волны испущенного электромагнитного излучения велика по сравнению с размерами излучающего атома или ядра. Это

*) При первом чтении можно пропустить.

условие не только имеет важные физические следствия, но и упрощает математический анализ явлений излучения. Допустим сначала, что атом или ядро в своем возбужденном состоянии подобны осциллирующему электрическому диполю. Пусть ω — частота колебаний, она совпадает с частотой испущенного света. Обозначим через a размер излучателя. Заряд излучающего объекта равен одному или нескольким элементарным зарядам, поэтому порядок величины электрического дипольного момента равен ea . Малость излучающего объекта по сравнению с длиной волны можно записать в виде неравенства

$$\frac{a\omega}{c} \ll 1. \quad (48a)$$

В томе III этого курса *) было показано, что такой электрический диполь за единицу времени испускает следующее количество энергии:

$$W = \frac{1}{3c^3} \omega^4 (ea)^2. \quad (48b)$$

Эта формула дает *мощность* излучения. Поскольку известно, что наш атом (или ядро) испускает одиночные фотоны, то нас интересует время τ , за которое будет испущен один фотон с энергией $\hbar\omega$. Это время равно

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{\hbar\omega} = \frac{\omega}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2, \quad (48c)$$

т. е. имеет следующий порядок величины:

$$\frac{1}{\tau} \sim \omega \alpha \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2. \quad (48d)$$

Мы интерпретируем τ как среднее время жизни возбужденного состояния: это время, необходимое возбужденному состоянию, чтобы «высветиться», испустив фотон. Рассмотрим безразмерную величину

$$\omega\tau \sim \frac{1}{\alpha} \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2}. \quad (48e)$$

Она определяет число колебаний, которое система совершает за время «высвечивания». Очевидно, что чем стабильнее возбужденное состояние, тем больше величина $\omega\tau$. Мы видим, что $\omega\tau$ велико по двум причинам: 1) $\omega\tau$ пропорционально «большой» величине $1/\alpha \sim 137$, и 2) $\omega\tau$ пропорционально квадрату отношения $(c/a\omega)$, а эта величина также весьма велика.

49. В случае атома можно положить a равным боровскому радиусу $a_0 = 1/\alpha(\hbar/mc)$. Частота оптических переходов имеет порядок $\omega \sim \alpha^2 mc^2/\hbar$, и мы получаем следующую зависимость $\omega\tau$ и τ от постоянной тонкой структуры:

$$\omega\tau \sim \alpha^{-3}, \quad \tau \sim \left(\frac{\hbar}{mc^2} \right) \alpha^{-5}. \quad (49a)$$

*) Крауфорд Ф., Волны и колебания, изд. «Наука», 1974, гл. 7.

Чтобы получить *грубую* оценку времени жизни возбужденного состояния ядра, «высвечивающегося» благодаря электрическому дипольному переходу, положим $a = 10^{-13}$ см. Гамма-лучи с энергией 200 кэв имеют длину волны, близкую к $6 \cdot 10^{-12}$ сек, и мы получаем $\tau \sim 10^{-13}$ сек. Подчеркиваем, это весьма грубая оценка, но по порядку величины она совпадает с экспериментально наблюдаемой.

Заметим, что согласно (48а) время жизни обратно пропорционально кубу испущенной частоты.

Мы ответили на первый из двух поставленных в п. 47 вопросов, и теперь нам ясно, почему время жизни возбужденного состояния, «высвечивающегося» благодаря электромагнитным процессам, велико по сравнению с обратной частотой испущенного света.

50. Обратимся ко второму вопросу, который касается доминирующей роли электрических дипольных переходов при «высвечивании» атома. Для понимания этой проблемы рассмотрим излучение системой движущихся зарядов, которая не имеет дипольного момента.

На рис. 50А показана система — источник электрического *квадрупольного* излучения. Две стрелки соответствуют двум электрическим диполям, колеблющимся с частотой ω . Они имеют одинаковую величину, но противоположное направление. Расстояние между диполями равно a , и они расположены симметрично по отношению к точке O — центру «атома». Мы наблюдаем излучение в точке P , на расстоянии r от атома.

Электрический дипольный момент такого источника, очевидно, равен нулю. То же следует сказать и о дипольном магнитном моменте, так как в источнике нет замкнутых токов.

Рассмотрим электрическое поле в точке P на большом расстоянии r от источника. Оно лежит в плоскости чертежа и перпендикулярно радиусу-вектору OP . Обозначим через E_1 электрическое поле, которое мы обнаружили бы в точке P , если бы в точке O находился один электрический диполь:

$$E_1 = \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right], \quad (50a)$$

где функция $C(\theta)$ зависит от угла θ и пропорциональна электри-

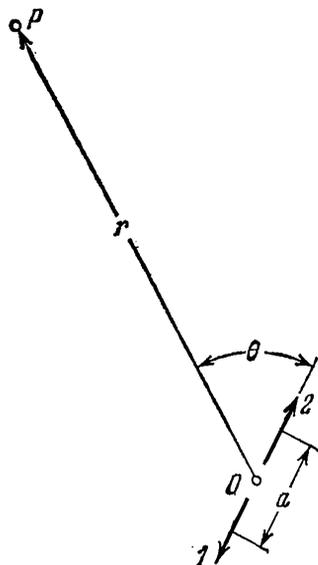


Рис. 50А. Схематическое изображение электрического квадрупольного поля.

Стрелки соответствуют двум одинаковым электрическим диполям, осциллирующим с одинаковой частотой ω и направленным в противоположные стороны. У такой системы нет ни электрического дипольного, ни магнитного дипольного момента, но имеется электрический квадрупольный момент. Если расстояние a мало по сравнению с длиной волны λ , то мощность излучения такого источника меньше мощности излучения диполя на множитель порядка $(a/\lambda)^2$.

ческому дипольному моменту. Ее точный вид не имеет для нас значения.

Если имеются два диполя, как показано на чертеже, то электрическое поле обоих диполей в точке P уничтожается, но не полностью, так как расстояние от точки P до первого диполя равно $\approx r + \frac{a}{2} \cos \theta$, а до второго диполя $\approx r - \frac{a}{2} \cos \theta$. Соответственно поля обоих диполей в точке P отличаются по фазе. Электрическое поле E_2 квадруполь в точке P равно

$$E_2 = \left\{ \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right] \right\} \times \\ \times \left[\exp \left(\frac{ia\omega \cos \theta}{2c} \right) - \exp \left(\frac{-ia\omega \cos \theta}{2c} \right) \right]. \quad (50b)$$

51. Теперь используем наше предположение (48а), что $\frac{a\omega}{c} \ll 1$. Очевидно, оно справедливо для оптических переходов в атоме, если a имеет порядок типичных атомных размеров. Можно поэтому воспользоваться разложением стоящих в скобках (50b) экспонент и ограничиться первыми двумя членами ряда. Получаем

$$E_2 \approx i \left(\frac{a\omega}{c} \right) (\cos \theta) E_1, \quad (51a)$$

где E_1 дано формулой (50а). Таким образом, электрическое поле показанного на рис. 50А квадруполь меньше по порядку величины на множитель $a\omega/c$ электрического поля каждого из диполей, «образующих данный квадруполь». Излучаемая мощность пропорциональна квадрату электрического поля. Отсюда следует, что типичные значения мощности квадрупольного излучения меньше соответствующих мощностей электрического дипольного излучения на множитель $(a\omega/c)^2$. Соответствующие времена жизни связаны соотношением

$$\tau_{E_2} \sim \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \tau_{E_1}, \quad (51b)$$

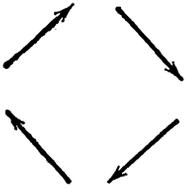
где τ_{E_1} и τ_{E_2} — среднее время жизни электрических дипольных и квадрупольных переходов соответственно. Мы показали, что для атома $(a\omega/c)$ имеет порядок α , поэтому отношение τ_{E_2}/τ_{E_1} лежит в пределах $10^{-4} - 10^{-6}$.

Аналогичные соображения можно применить и к ядру. Пусть a — его характерные размеры, а ω — частота излучения. В этом случае величина $(a\omega/c)$ также мала и имеет порядок 10^{-3} или меньше.

52. На рис. 52А показан источник с пренебрежимо малым электрическим дипольным моментом. У него имеется, однако, магнитный дипольный момент. Стрелки на рисунке снова соответствуют осциллирующим электрическим диполям, и можно представить себе, что они образованы зарядами, осциллирующими вдоль направления стрелок. Это движение зарядов соответствует переменному току,

обтекающему стороны квадрата. Магнитный дипольный момент такой системы пропорционален силе тока и площади обтекаемого им квадрата.

Легко показать, что соображения, совершенно аналогичные приведенным в пп. 50 и 51, приводят к следующей оценке среднего времени жизни для магнитного дипольного перехода:



$$\tau_{M1} \sim \left(\frac{a\omega}{c}\right)^{-2} \cdot \tau_{E1}. \quad (52a)$$

Рис. 52А. Система обтекающихся электрических диполей, имеющая результирующий дипольный и квадрупольный моменты, равные нулю, но магнитный дипольный момент системы отличен от нуля.

53. Классификация испущенного излучения по электрическим диполям, магнитным диполям, электрическим квадрупольям и магнитным квадрупольям, электрическим октупольям и т. д. означает классификацию по свойствам симметрии этого излучения. Излучение каждого из указанных типов характеризуется определенным распределением интенсивности по направлению испускания и определенными поляризационными свойствами. Симметрия излучения

однозначно определяется свойствами симметрии источника, и можно классифицировать типы излучения в соответствии со свойствами источника. Электрический диполь испускает электрическое дипольное излучение (обозначаемое $E1$), магнитный диполь — магнитное дипольное излучение ($M1$), электрический квадруполь — электрическое квадрупольное излучение ($E2$) и т. д. На схеме уровней, где показаны электромагнитные переходы в ядрах, часто можно видеть символы $E1$, $M3$, $E4$ и т. д., указывающие природу излучения.

Наше рассмотрение излучения электрического квадруполья и магнитного диполя можно обобщить на мультиполи более высокого порядка. Чтобы образовать электрический октуполь, нужно расположить рядом два одинаковых, но противоположно ориентированных электрических квадруполья, так что результирующий квадрупольный момент исчезнет. Легко сообразить, что мощность, излучаемая такой системой, меньше мощности излучения одиночного квадруполья на множитель $(a\omega/c)^2$. Каждый раз, когда мы поднимаемся на одну ступень в иерархии электрических мультиполей, интенсивность излучения уменьшается приблизительно в $(a\omega/c)^2$ раз, где a — характерный линейный размер системы. То же справедливо и для магнитных мультиполей.

Теперь нам становится ясным, почему в атоме преобладают электрические дипольные переходы. Если возбужденное состояние может «высветиться» через различные переходы, один из которых является переходом $E1$, то именно он будет иметь преобладающую вероятность. Другие типы излучений также возможны, но интенсивность соответствующих спектральных линий будет намного меньше интенсивности $E1$ -линии.

54. При обсуждении правил отбора для электрических дипольных переходов (см. пп. 29—31) мы отмечали, что эти правила следуют из закона сохранения момента количества движения. Мы упоминали также, что этот закон есть следствие изотропии физического пространства. Поэтому можно утверждать, что *правило отбора возникает из изотропии физического пространства*. Этому вопросу стоит уделить некоторое внимание.

Мы отмечали, что квантовое число момента количества движения j является мерой момента количества движения системы, например атома. В рамках квантовой механики возможна иная интерпретация числа j : оно указывает *тип симметрии*, которым данное состояние обладает *относительно вращения*. Можно сказать, что число j показывает нам, как «выглядит» атом, если рассматривать его с различных направлений. Например, если атом находится в состоянии с $j=0$, то он «выглядит» одинаково со всех направлений; нулевое значение j означает сферическую симметрию системы. При $j=1$ состояние имеет свойства симметрии вектора. Такое же состояние фотона образуется при электрическом дипольном переходе: возникающее поле имеет те же свойства симметрии относительно вращения, что и источник в виде электрического диполя. Мы говорим, что электрический дипольный фотон уносит единицу момента количества движения, и это пример общей связи между характером симметрии и моментом количества движения. Пространственная симметрия электрического квадрупольного характеризуется квантовым числом $j=2$. Соответственно электрическое квадрупольное излучение уносит две единицы момента количества движения: в квадрупольном переходе момент количества движения атома меняется на две единицы.

55. Из сказанного следует, что все правила отбора, управляющие электромагнитными переходами, могут быть получены из общего принципа сохранения свойств пространственной симметрии системы. Для иллюстрации этой глубокой идеи рассмотрим пример одного правила отбора, т. е. покажем, что для любого (однофотонного) электромагнитного излучения переход от ($j_i=0$) к ($j_f=0$) запрещен. Иными словами, атом, испустив фотон, не может перейти из одного сферически симметричного ($j_i=0$) состояния в другое, также симметричное ($j_f=0$) состояние.

Мы рассуждаем следующим образом. Несомненно, что *до испускания* фотона атом был в сферически симметричном состоянии, свойства которого не зависели от направления. *После испускания* фотона система состоит из атома в конечном состоянии *плюс* испущенная электромагнитная волна. Эта составная система также должна быть в сферически симметричном состоянии. Вначале, до испускания фотона, в пространстве не было выделенного направления, и, если пространство изотропно, это направление не может возникнуть и после испускания фотона. Эти выводы следуют из сохранения свойств пространственной симметрии. Теперь рассмотрим положение, существующее *после испускания* фотона. Если конечное состояние

атома сферически симметрично ($j_f = 0$), то и испущенная электромагнитная волна также должна быть сферически симметричной: ее свойства не могут зависеть от пространственного угла. Но таких электромагнитных волн не существует, откуда следует, что предполагаемый переход невозможен. Очевидно, что электромагнитная волна от электрического (или магнитного) дипольного перехода не может быть сферически симметричной: ведь сам электрический или магнитный диполь задают определенное направление. Невозможны и любые другие сферически симметричные мультипольные волны. Действительно, в данный момент времени и в данной точке пространства электрическое поле определяет направление, перпендикулярное радиусу-вектору. Электрическое поле в этой точке в этот момент времени не может остаться неизменным, если вся конфигурация поля будет повернута вокруг радиуса-вектора. Таким образом, поле не может обладать свойством сферической симметрии.

56. Переход, запрещенный правилами отбора для дипольного излучения, может быть разрешен для квадрупольного перехода или для переходов более высокой мультипольности. Рассматривая схемы уровней атомов, помещенные в этой главе, мы видим, что почти у всех возбужденных состояний атомов возможен электрический дипольный переход в состояния с меньшей энергией. Структура ядерных уровней не обладает таким свойством, и мы часто видим, что первый возбужденный уровень отличается по величине j от основного уровня на несколько единиц. Такое возбужденное состояние не может «высветиться» дипольным переходом и, соответственно, существует долго. Если различие в значениях j велико, а разность энергий мала, время жизни может оказаться порядка минут, так как испущенный фотон должен иметь высокую мультипольность. Такие состояния называют *изомерными*.

Задачи

1. Ниже приведены измеренные в начале века волновые числа (в см^{-1}) спектральных линий некоторого атома:

$$\begin{array}{lll} \tilde{\nu}_1 = 82\,258,27, & \tilde{\nu}_5 = 15\,232,97 & \tilde{\nu}_8 = 5331,52, \\ \tilde{\nu}_2 = 97\,491,28, & \tilde{\nu}_6 = 20\,564,57, & \tilde{\nu}_9 = 7799,30, \\ \tilde{\nu}_3 = 102\,822,84, & \tilde{\nu}_7 = 23\,032,31, & \tilde{\nu}_{10} = 2469. \\ \tilde{\nu}_4 = 105\,290,58, & & \end{array}$$

а) Найдите возможно большее число случаев, доказывающих комбинационный принцип Ритца, т. е. случаев, когда волновое число равно разности двух других волновых чисел.

б) Покажите, что все линии возникают из комбинаций пяти термов. Найдите их (с точностью до общей для всех термов произвольной постоянной) и нарисуйте схему термов и переходов, отвечающих измеренным линиям.

в) Можете ли вы найти простую формулу для термов? Встречалась ли где-либо в книге такая схема термов? (Закончив анализ приведенных данных, вы можете обратиться к таблице длин волн, чтобы узнать, о каком атоме идет речь.)

2. Для изучения резонансной флуоресценции содержимое кварцевого сосуда С было облучено ультрафиолетовым светом с длиной волны 2537 Å, испускаемым

ртутной лампы. (В этой лампе происходит электрический разряд в парах ртути, заключенных в кварцевый сосуд.) При этом наблюдались следующие явления:

а) Если сосуд C содержал только пары ртути, то они очень сильно рассеивали падающее на них излучение: атомы паров резонировали. Длина волны рассеянного излучения также равна 2537 \AA .

б) Если в сосуде C были только пары таллия, он оказывался прозрачным для излучения и рассеяние было весьма малым.

в) Если в сосуде C были пары таллия и ртути, то он является источником излучения линии ртути 2537 \AA , а также ряда линий таллия с длиной волны 2766 , 3230 , 3529 , 3776 и 5350 \AA . Если между сосудом C и источником света поместить стеклянную пластину, то ни одна из этих линий не возбуждается.

г) В условиях в) было найдено, что линия таллия 3776 \AA гораздо шире линии 2768 \AA и, кроме того, ее ширина больше доплеровского расширения, соответствующего температуре сосуда C , и больше ширины той же линии, когда ее источником является разрядная трубка, наполненная парами таллия.

Попытайтесь объяснить все эти явления. Вам поможет схема термов атома таллия (рис. 34А этой главы, стр. 123). Интересно отметить, что в описанном опыте наблюдались лишь некоторые линии таллия. Линии 2826 и 5584 \AA , например, отсутствовали.

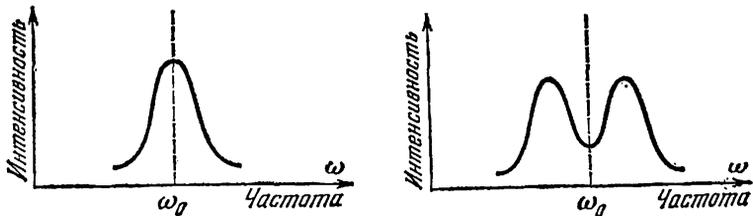
3. Время жизни $3p_{1/2}$ -состояния атома натрия (см. рис. 32А этой главы, стр. 120) близко к 10^{-8} сек. Рассмотрим сосуд, наполненный газообразным аргоном при давлении 10 мм рт. ст. и температуре около 200°C . В сосуде находится небольшая частичка натрия, после нагревания которой сосуд наполняется небольшим количеством паров натрия. Мы наблюдаем поглощение линии 5896 \AA из излучения накаливаемой вольфрамовой нити, проходящей через сосуд. (Излучение накаливаемой вольфрамовой нити имеет непрерывное спектральное распределение.) Оцените:

- естественную ширину линии;
- величину доплеровского расширения линии;
- величину расширения вследствие столкновений.

Выразите полученные результаты в волновых числах. Сравните эти ширины с расстоянием между желтыми линиями D_1 и D_2 натрия (расщепление тонкой структуры).

г) В схеме термов на рис. 32А (стр. 120) показан переход, которому отвечает линия $5688,22 \text{ \AA}$. Увидим ли мы эту линию в описанном выше опыте по поглощению?

Аргон, находящийся в сосуде, служит лишь для создания давления и средней температуры. Его присутствие необходимо принять во внимание при оценке влияния столкновений на ширину линии: так как атомов натрия в сосуде гораздо меньше, чем атомов аргона, то атомы натрия сталкиваются главным образом с атомами аргона.



К задаче 4. Слева вид спектральной линии (при большом разрешении) обычный, например, для источника в виде газовой разрядной трубки. В некоторых условиях та же линия, испускаемая тем же источником, может иметь вид, показанный справа.

4. Рассмотрим форму спектральной линии испускания для атома. Допустим, что атомы в источнике присутствуют в виде газа и мы измеряем с помощью спектрометра с очень хорошим разрешением зависимость интенсивности от частоты.

Для некоторых источников света форма линии показана слева на рисунке. Для других источников линия будет иметь форму, показанную справа. Заметим, что, как правило, показанную справа форму имеют лишь линии, возникающие при переходе в основное состояние. Можете ли вы объяснить это явление? Какими свойствами должен обладать источник, чтобы форма линии соответствовала левой части рисунка?

5. Оцените для экспериментальных условий задачи 3 на основании формулы (7а) этой главы (стр. 102) долю атомов натрия, находящихся в первом возбужденном состоянии. (Предположим, что $T = 200^\circ \text{C}$.)

6. а) На основании экспериментальных данных рис. 37А вычислите постоянную C в уравнении (37b).

б) При изучении рентгеновских лучей найдено, что для появления одной из характеристических линий (частота ω) энергия E бомбардирующих электронов должна быть несколько больше $\hbar\omega$. Для $K\alpha$ -линий, к которым относится рис. 37А, приблизительное условие появления линий имеет вид $E > \frac{4}{3}\hbar\omega$. Почему линии не возникают, как только $E > \hbar\omega$?

7. Автор не может отвечать за последствия, могущие произойти, если читатель слишком серьезно воспримет боровскую планетарную модель атома, но и не хочет заходить так далеко, чтобы запретить студенту рассматривать эту модель. Бор предполагал, что электроны в атоме водорода движутся по круговым орбитам таким образом, что момент количества движения равен целому числу \hbar . Эта модель дает точные значения энергетических уровней атома водорода с большой точностью, что является замечательной случайностью. Боровская модель имела большое значение в свое время, и читателю будет интересно пойти по следам Бора и получить схему термов и энергию переходов для линий, показанных на рис. 1В (стр. 96). (Длина волн для линий на фотографии равна 4861,3, 4340,5, 4101,7, 3970,1, 3889,1 и 3835,4 Å.)

8. Радиоактивное ядро ${}_{84}\text{Po}^{212}$ (другое его обозначение ThC') испускает α -частицы нескольких различных энергий. В этом случае объяснение, показанное на рис. 40А этой главы (стр. 132), не подходит. Найдите правильное объяснение. Нарисуйте соответствующую схему уровней и обозначьте уровни, принадлежащие различным ядрам.

9. На рис. 38А (стр. 130) показана упрощенная версия диаграммы, взятой из обзора: Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev. Mod. Phys. 27, 107 (1955) (Fig. 15). Рассмотрите рисунок в самом обзоре. Над уровнем, обозначенным $\text{Li}^{7} + \alpha$, вы увидите кривую с рядом максимумов. Они совпадают с некоторыми из уровней ядра B^{11} . Эта кривая изображает результаты реального эксперимента. Объясните смысл кривой и обсудите измерения, на основании которых она получена.

В правой части кривой (в самом обзоре) вы увидите горизонтальную черту, обозначенную $\text{B}^{11} + p - p'$, и над ней короткую горизонтальную черту, на которой стоит цифра 15,6. Этот последний уровень соединен с некоторыми уровнями B^{11} линиями со стрелками. Эта часть диаграммы также связана с некоторыми опытами. Обсудите их и объясните значение стрелок.

10. Рассмотрим опыт, в котором пучок атомов движется параллельно экрану с узкой щелью. Щель перпендикулярна направлению пучка. Для простоты положим, что все атомы пучка имеют одну и ту же скорость v . На определенном расстоянии x до щели некоторые атомы приводятся в возбужденное состояние. При переходе из возбужденного в основное состояние атом испускает фотон (частота ω). Пусть τ — среднее время жизни возбужденного атома. Мы изучаем свет, проходящий через щель.

а) Как зависит интенсивность проходящего через щель света от расстояния x ?

б) Предположим, что свет из щели попадает на фотоэлемент и мы определяем величину задерживающего потенциала, прекращающего работу фотоэлемента. Будет ли этот потенциал зависеть от расстояния x ?

11 *). Интересно получить угловое распределение интенсивности излучения электрического квадрупольного источника на рис. 50А, стр. 138) и сравнить его с соответствующим угловым распределением электрического диполя. Интенсивность

*) Эта задача относится к дополнительной теме, п. 50,

пропорциональна квадрату электрического поля. Покажите, что зависимость интенсивности от направления наблюдения определяется выражением

$$I_{E1}(\theta) = A \sin^2(\theta)$$

для электрического диполя и

$$I_{E2}(\theta) = B \sin^2(2\theta)$$

для электрического квадруполья, показанного на рис. 50А. Здесь A и B — постоянные. Интенсивность не зависит от азимутального угла. Этот пример показывает, как можно различить тип мультипольного излучения по угловой зависимости излучения.

Дополнительная литература

Схемам уровней атомов, молекул и ядер посвящено огромное количество книг, среди которых укажем на следующие:

- Герцберг Г., Атомные спектры и строение атомов, ИЛ, 1948.
White H., Introduction to Atomic Spectra, New York, 1934.
Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, ИЛ, 1949.
Herzberg G., Molecular Spectra and Molecular Structure, I, Spectra of Diatomic Molecules, New York, 1953.
Halliday D., Introductory Nuclear Physics, New York, 1950.
Segrè E., Nuclei and Particles, New York, 1964.
Волькенштейн М. В., Строение молекул, изд. «Наука», 1967.
Кондратьев В. Н., Строение атомов и молекул, Физматгиз, 1960.
Схемы уровней многих атомов можно найти в книге:
Grotrian W., Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit Ein, Zwei und Drei Valenzelektronen, Bd. II, Berlin, 1928.
Схемы уровней ядер см. в справочниках:
Aizenberg F., Lauritsen T., Energy Levels of Light Nuclei, Rev. Mod. Phys. 27, 77 (1955).
Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер $A < 100$, изд. «Наука», 1966.
Статьи из журнала «Scientific American», в сборниках «Над чем думают физики», изд. «Наука», Москва:
Блум А., Оптическая накачка, вып. 5, 34 (1967).
Лайонс Г., Атомные часы, вып. 5, 20 (1967).
Пейк Д., Магнитный резонанс, вып. 8, 91 (1972).
Шавлов А., Успехи в создании оптических лазеров, вып. 5, 47 (1967).
Де Бенедетти С., Эффект Мёссбауэра, вып. 5, 5 (1967).

ГЛАВА 4

ФОТОНЫ

Фотон как частица

1. В этой и в следующей главах мы рассмотрим корпускулярные и волновые свойства фотона, электрона, нейтрона и других элементарных объектов. Начнем с основных экспериментальных фактов и попытаемся составить себе предварительную, но согласованную картину явлений. Во многих случаях результаты рассмотренных опытов могут потребовать новых экспериментов. Тогда мы попытаемся сделать определенные предсказания, а затем изучить, что же наблюдается в действительности. Наш подход заключается в экспериментировании с идеями, и нам не следует слишком ограничивать себя какой-либо определенной моделью: постараемся сохранить неподвзятый взгляд на вещи.

2. Начнем с фотонов. Фотоны — это «кванты» электромагнитного поля; мы знаем, что почти монохроматическое излучение частоты ω приходит в виде порций, несущих энергию $E = \hbar\omega$. Наиболее прямым доказательством таких свойств поля является фотоэлектрический эффект, но, как мы убедимся, к этому же выводу приводят и другие наблюдения. Совокупность этих опытов приводит к заключению, что связь $E = \hbar\omega$ остается верной для очень широкой области частот; и мы совершим смелую экстраполяцию, допустив, что такая связь между энергией пакета и частотой является законом, *общим для любых фотонов*.

3. Предположим, что имеется пакет электромагнитного излучения с частотой ω , распространяющийся в некотором направлении со скоростью света c . Нас интересует, обладает ли такой пакет импульсом, и если да, то чему этот импульс равен? Если такой пакет, который мы называем фотоном, обладает некоторыми свойствами частицы, то можно ожидать, что он имеет импульс. В этом случае не мешало бы обдумать, в каких опытах импульс фотона можно непосредственно измерить.

В томе III нашего курса *) мы узнали, что монохроматическая электромагнитная волна, переносящая в определенном направле-

*) Крауфорд Ф., Волны и колебания, изд. «Наука», 1974, гл. 7.

нии энергию E , переносит в том же направлении и импульс $p = E/c$. Таково предсказание классической электромагнитной теории, и разумно ожидать, что оно сохраняется для электромагнитных квантов.

4. Поучительно вывести связь между энергией и импульсом с другой точки зрения. Допустим поэтому, что соотношение $p = E/c$ нам неизвестно, но мы верим в универсальную справедливость связи $E = \hbar\omega$. Это означает, в частности, что такая связь справедлива в *любой* инерциальной системе. Принцип специальной теории относительности требует, чтобы общие соотношения между энергией, импульсом, частотой и направлением распространения, справедливые для *всех* фотонов в *данной* инерциальной системе, были справедливы и в *любой* инерциальной системе. Таким образом, требование релятивистской инвариантности налагает определенные ограничения на возможные связи между указанными физическими величинами. Идея заключается в том, чтобы использовать эти ограничения и получить выражение для импульса p фотона.

Предположим, что в данной инерциальной системе фотон распространяется в положительном направлении оси x . Будем считать его частицей с энергией $E = \hbar\omega$ и неизвестным импульсом p . Из соображений симметрии следует, что импульс также направлен по оси x . Рассмотрим ту же ситуацию в другой инерциальной системе, которую назовем «штрихованной». Пусть эта система движется с постоянной скоростью v по отношению к первой, «нештрихованной» системе, и пусть скорость v направлена по оси x . Наблюдатель в штрихованной системе регистрирует фотон с частотой ω' , несущий энергию $E' = \hbar\omega'$ и импульс p' . Так как $c > v$, то и в штрихованной системе фотон будет распространяться вдоль положительного направления оси x' . Мы приходим к выводу (из соображений симметрии), что в *обеих* системах импульс должен совпадать с направлением движения фотона. Поэтому можно отказаться от векторного обозначения импульса и писать p и p' для x - и x' -компонент импульса, имея в виду, что другие компоненты равны нулю.

5. Вспомним два следствия из преобразований Лоренца, рассмотренные в томе I нашего курса*). Первым из них является формула для продольного доплеровского сдвига частоты, связывающая частоты ω и ω' :

$$\omega' = \omega \sqrt{\frac{c-v}{c+v}}. \quad (5a)$$

Второе следствие — это закон преобразования энергии и импульса частицы:

$$E' = \frac{E - vp}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (5b)$$

*) Киттель Ч., Найт У., Рудерман М., Механика, изд. «Наука», 1971. Формула для продольного доплеровского сдвига получена в гл. 11, законы преобразования энергии и импульса — в гл. 12.

Используем теперь наши предположения

$$E = \hbar\omega, \quad E' = \hbar\omega', \quad (5c)$$

чтобы исключить E и E' из выражения (5b). Исключая из полученного равенства ω' с помощью (5a), получаем

$$\hbar\omega \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} = \frac{\hbar\omega - vp}{\sqrt{1-(v/c)^2}}.$$

Решая это уравнение относительно p , получаем

$$p = \frac{\hbar\omega}{c}, \quad (5d)$$

или

$$p = E/c. \quad (5e)$$

Это соотношение, разумеется, справедливо в любой инерциальной системе, так как наша «нештрихованная» система не имела никаких особенностей. В частности, оно справедливо и для «штрихованной» системы. Мы отмечали уже, что соотношение (5e) может быть выведено также из классической электромагнитной теории, тогда как соотношение (5d) — чисто квантовомеханическое: из него следует, что квант света с частотой ω всегда переносит импульс $\hbar\omega/c$. Эта связь, разумеется, следует немедленно из (5e) и (5c). И наоборот, (5b) легко получить из (5d) и (5e).

6. Масса покоя m_Φ фотона равна нулю. В гл. 1 мы получили общую связь между массой покоя, энергией и импульсом, которая для случая фотона имеет вид

$$(m_\Phi c^2)^2 = E^2 - p^2 c^2. \quad (6a)$$

В соответствии с формулой (5e) правая часть этого равенства обращается в нуль, и мы получаем $m_\Phi = 0$. Этот результат с первого взгляда может показаться несколько странным: если фотон имеет некоторые свойства частицы, то в своей системе покоя он должен был бы иметь массу. Следует, однако, иметь в виду, что для фотона не может быть инерциальной системы, в которой бы он покоился; электромагнитное излучение распространяется со скоростью c в любой инерциальной системе. Таким образом, фотон в состоянии покоя — понятие, лишённое смысла.

Можно было бы сказать, что объект, который никогда не может быть в состоянии покоя, нельзя назвать «частицей». Однако имеется установившийся обычай говорить о «безмассовых» частицах, примером которых служат фотон и нейтрино, и мы следуем этому обычаю. В конце концов, определение слова «частица» можно считать делом вкуса. Естественно, удобно фотон и нейтрино рассматривать с тех же позиций, что и частицы, обладающие массой. С другой стороны, следует особо подчеркнуть, что фотон «не похож на бильярдный шар», лишь некоторые свойства фотона напоминают свойства частицы.

7. Рассмотрим теперь несколько мысленных опытов, цель которых выяснить, в какой мере корпускулярные представления о фотоне согласуются с некоторыми результатами классической электромагнитной теории. Эти опыты позволят нам привыкнуть к идее, что кванты электромагнитного излучения — фотоны имеют свойства частиц.

Здесь уместно привести разъяснение. Говоря о «свойствах частицы», мы имеем в виду те свойства, которые приписывает частице классическая физика. В современном понимании словом «частица» называют такие объекты, как фотоны, электроны, протоны, нейтроны и т. д. Строго говоря, «свойствами частицы» являются свойства всех этих объектов. В частности, свойством реальной физической частицы является то, что она имеет волновые свойства. На этой стадии рассуждений мы не будем рассматривать свойства *реальных* физических частиц, а ограничимся изучением того, в какой мере эти частицы ведут себя подобно *нереальным* «классическим частицам».

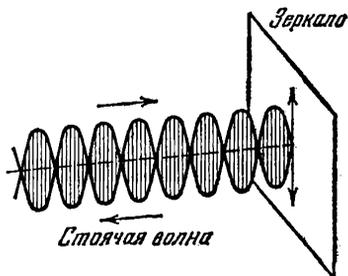


Рис. 8А. Отражение света от зеркала (идеально проводящая поверхность) по волновым представлениям.

8. Рассмотрим стационарный источник света, испускающий фотоны с частотой ω . Направим этот свет перпендикулярно к поверхности идеального зеркала, покоящегося относительно источника света.

Классическая электромагнитная теория предсказывает, что отраженный от зеркала свет будет иметь ту же частоту ω и что поток энергии, падающей на зеркало, равен потоку отраженной от него энергии. Далее, из классической теории следует, что падающее излучение создает давление на зеркало (так называемое давление излучения). Если предположить, что интенсивность излучения равномерна по всей поверхности зеркала, то давление P равно

$$P = W, \quad (8a)$$

где W — плотность энергии в поле излучения в непосредственной близости от отражающей поверхности.

Обозначим через Φ поток падающего излучения, т. е. количество энергии, падающей за единицу времени на единичную поверхность зеркала, перпендикулярную направлению светового пучка, а через Φ' — поток отраженного излучения. Тогда получим $\Phi = \Phi'$. В единицу времени излучение распространяется на расстояние c , и плотность энергии W должна быть равна

$$W = \frac{\Phi}{c} + \frac{\Phi'}{c} = \frac{2\Phi}{c}, \quad (8b)$$

где первое слагаемое дает плотность энергии, созданную падающим, а второе — отраженным излучением. Таким образом, поток энергии и давление излучения связаны формулой

$$P = \frac{2\Phi}{c}, \quad (8c)$$

следующей из (8a) и (8b).

9. Рассмотрим теперь этот опыт с помощью представления о фотонах. Пусть, например, на единичную поверхность зеркала падает N фотонов в единицу времени. Каждый фотон несет энергию $E = \hbar\omega$ и импульс $p = \hbar\omega/c$. После столкновения с зеркалом каждый фотон меняет знак импульса (мы считаем зеркало бесконечно тяжелым, так что оно остается в покое); таким образом, каждый фотон передает зеркалу импульс, равный $2p$. В этом примере давление излучения объясняется бомбардировкой зеркала фотонами.

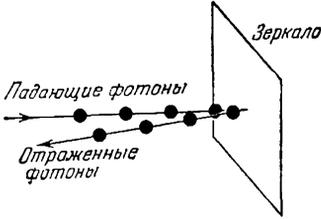


Рис. 9А. Отражение света от зеркала по корпускулярным представлениям. Давление излучения возникает в результате отражения фотонов от зеркала. При нормальном падении импульс фотона меняет направление на обратное. Соотношение между давлением излучения и плотностью энергии остается тем же, что и в волновой теории (см. рис. 8А).

Давление излучения P равно величине импульса, переданного единичной поверхности зеркала за единицу времени, и мы имеем

$$P = 2Np = \frac{2N\hbar\omega}{c}. \quad (9a)$$

С другой стороны, поток энергии Φ равен

$$\Phi = N\hbar\omega, \quad (9b)$$

а плотность энергии (фотоны движутся со скоростью света)

$$W = \frac{2N\hbar\omega}{c}. \quad (9c)$$

Из формул (9a) — (9c) следуют соотношения (8a) — (8c), и это значит, что в рассмотренном опыте фотонная и волновая картины излучения согласуются.

10. Перейдем теперь к более сложному опыту. Пусть источник света покоится в лабораторной системе координат и испускает фотоны с частотой ω , которые падают перпендикулярно на поверхность зеркала, удаляющегося от источника с *небольшой* скоростью v . Предположим, что масса M зеркала очень велика. (Мы считаем скорость v малой и массу M большой, чтобы иметь дело с нерелятивистской задачей.)

Рассмотрим, что произойдет с точки зрения фотонных представлений при столкновении одиночного фотона с зеркалом. До столкновения фотон имел энергию $E = \hbar\omega$ и импульс $p = \hbar\omega/c$, после столкновения его энергия E' и импульс $p' = E'/c$. Закон

сохранения энергии и импульса имеет вид

$$p + Mv = -p' + Mv' \quad (\text{импульс}), \quad (10a)$$

$$E + \frac{1}{2} Mv^2 = E' + \frac{1}{2} Mv'^2 \quad (\text{энергия}). \quad (10b)$$

Здесь мы приняли во внимание, что скорость зеркала до столкновения слегка отличается от скорости после столкновения; направление движения остается, однако, неизменным. Отраженный фотон движется в обратном направлении, поэтому в (10a) p' входит со знаком минус.

Частота отраженного фотона равна $\omega' = E'/\hbar$. Равенства (10a) и (10b) можно переписать в виде

$$\frac{\hbar\omega}{c} + Mv = -\frac{\hbar\omega'}{c} + Mv' \quad (\text{импульс}), \quad (10c)$$

$$\hbar\omega + \frac{1}{2} Mv^2 = \hbar\omega' + \frac{1}{2} Mv'^2 \quad (\text{энергия}). \quad (10d)$$

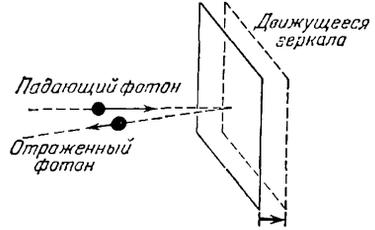


Рис. 10А. По законам упругого удара энергия E' фотона после отражения будет меньше энергии E падающего фотона, если зеркало движется от источника. Сдвиг частоты можно найти из соотношений $E = \hbar\omega$ и $E' = \hbar\omega'$. Предположив, что масса зеркала бесконечно велика, получим тот же результат, что и в волновой картине (см. рис. 12А).

Исключая v' из обоих выражений, получаем для разности частот

$$\hbar(\omega - \omega') = \left(\frac{v}{c}\right) \hbar(\omega + \omega') + \frac{1}{2M} \left(\frac{\hbar}{c}\right)^2 (\omega + \omega')^2. \quad (10e)$$

В предельном случае бесконечно тяжелого зеркала второе слагаемое в правой части (10e) исчезает и мы получаем

$$\omega' = \omega \frac{1 - v/c}{1 + v/c}. \quad (10f)$$

Так как v/c мало, то можно разложить (10f) в ряд по степеням v/c . Ограничиваясь членом, линейным по v/c , получаем следующее выражение для частоты отраженного света:

$$\omega' \approx \omega \left(1 - \frac{2v}{c}\right). \quad (10g)$$

11. Рассмотрим также интенсивность отраженного излучения. Для этого вообразим, что наблюдатель находится в плоскости, фиксированной в лабораторной системе координат и параллельной зеркалу. Пусть поток фотонов к зеркалу через единичную поверхность этой плоскости за единицу времени равен N , а обратный поток фотонов равен N' . Допустим также, что размеры источника света настолько велики, что все фотоны падают на зеркало строго перпендикулярно его поверхности. В этом случае

$$N' = N \left(1 - \frac{2v}{c}\right). \quad (11a)$$

Чтобы убедиться в справедливости написанного выражения, представим себе, что падающие на зеркало фотоны проходят через

плоскость наблюдения, будучи равномерно распределенными во времени. Тогда интервал времени между двумя последовательными прохождениями фотонов через единичную поверхность будет $1/N$. Данный фотон вернется к плоскости через время t , следующий за ним должен будет пройти большее расстояние, так как зеркало сдвинется на расстояние v/N , и он вернется к плоскости в момент $t + \frac{1}{N} + 2 \frac{v}{c} \frac{1}{N}$. Таким образом, интервал времени между возвращающимися фотонами равен $\frac{1}{N'} = \frac{1}{N} \left(1 + 2 \frac{v}{c} \right)$. При малых v/c мы получаем приближенное выражение (11a).

Теперь вычислим *интенсивность* пучка фотонов, т. е. поток энергии через единичную поверхность в единицу времени. Он равен $\Phi = \hbar\omega N$ для падающего пучка и $\Phi' = \hbar\omega' N'$ для отраженного; таким образом, обе интенсивности связаны (приближенным) выражением

$$\Phi' = \Phi \left(1 - \frac{4v}{c} \right). \quad (11b)$$

Мы получили два интересных результата: частота отраженных фотонов меняется согласно (10g), а интенсивность отраженного пучка связана с интенсивностью падающего формулой (11b). Можно ли получить те же результаты с помощью классической электромагнитной теории? *)

12. С точки зрения волновой теории наблюдателю, покоящемуся в лабораторной системе координат, кажется, что отраженный свет

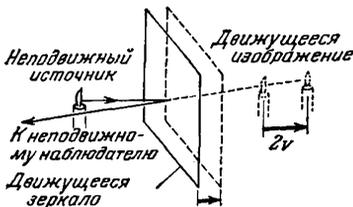


Рис. 12А. Свет покоящегося источника, отраженный движущимся зеркалом, кажется испущенным движущимся источником.

Изображение перемещается со скоростью, превышающей вдвое скорость зеркала. Волновая теория предсказывает, что частота отраженного света будет испытывать доплеровское смещение (вообразите для простоты, что свеча является источником монохроматического света).

приходит от «источника за зеркалом», который является зеркальным изображением источника света. Это зеркальное изображение движется со скоростью v по отношению к зеркалу, а само зеркало с такой же скоростью движется относительно покоящегося наблюдателя. При малых v можно использовать нерелятивистский закон сложения скоростей. Таким образом, получим, что изображение источника света удаляется от наблюдателя со скоростью $2v$. Поэтому возникает доплеровское смещение частоты и отраженный свет имеет частоту ω' , которая

(в нерелятивистском приближении) равна $\omega' = \omega(1 - 2v/c)$ в согласии с (10g).

*) Разумеется, можно. Прodelать этот вывод было бы весьма поучительно. Один из способов рассмотрения таких задач заключается в переходе к системе зеркала и в обратном переходе в лабораторную систему координат.

13. Перейдем к вопросу об интенсивности. В томе II курса *) мы обсуждали законы преобразования электромагнитного поля при преобразованиях Лоренца. Обозначим через E и B амплитуды электрического и магнитного поля волны в системе координат, неподвижной относительно источника света. Те же величины в системе координат, удаляющейся от наблюдателя со скоростью v , обозначим E' и B' соответственно. Для линейно поляризованной плоской волны имеем $E = B$ и $E' = B'$.

Из известных нам законов преобразования следует

$$E' = E \sqrt{\frac{c-v'}{c+v'}}. \quad (13a)$$

Интенсивность (поток энергии) в этом случае пропорциональна квадрату амплитуды, и мы получаем

$$\Phi' = \Phi \frac{c-v'}{c+v'}, \quad (13b)$$

где Φ — интенсивность в системе источника света; Φ' — интенсивность в системе координат, в которой источник удаляется от наблюдателя со скоростью v . Если мы теперь положим $v' = 2v$, разложим (13b) в ряд по v/c и ограничимся линейными членами, то получим формулу (11b).

Мы видим, что корпускулярные представления о свете приводят к тем же выводам, что и волновые представления, т. е. классическая электромагнитная теория.

14. Теперь рассмотрим результирующий конечный поток энергии через «плоскость наблюдателя», параллельную зеркалу. Так как отраженный свет обладает меньшей интенсивностью, чем падающий, то этот конечный поток не равен нулю. Откуда берется эта энергия? Зеркало движется, и давление излучения совершает над ним работу; эта работа поглощает *половину* результирующего потока. Другая половина отражается, образуя электромагнитное поле в пространстве между зеркалом и плоскостью наблюдения; объем этого пространства равномерно возрастает, но плотность энергии остается постоянной. Поэтому в этот объем энергия должна втекать с постоянной скоростью. Пользуясь фотонными представлениями, мы должны сказать, что число фотонов, летящих в про-

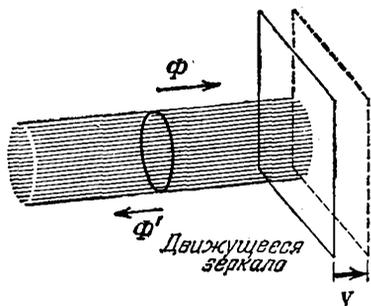


Рис. 14А. Интенсивность света (т. е. поток энергии через единичную поверхность за единицу времени), отраженного от зеркала, удаляющегося от источника и наблюдателя, меньше интенсивности падающего на зеркало света.

Давление излучения совершает над зеркалом работу, и объем, заполненный энергией излучения, возрастает. Баланс энергии правильно описывается как волновой, так и корпускулярной теорией.

*) Парселл Э., Электричество и магнетизм, изд. «Наука», 1971, гл. 6, п. 7.

странстве от зеркала до плоскости наблюдения, должно равномерно увеличиваться по мере роста расстояния. Читатель может самостоятельно выполнить простые вычисления, идея которых описана в этом пункте, и убедиться в существовании баланса энергии.

15. Рассмотрим еще один пример, который покажет, что в наших рассуждениях нужна осторожность. Пусть источник предельно монохроматического света частоты ω_0 (им может быть *лазер*) освещает зеркало, которое колеблется с частотой ω_m в направлении пучка. Мы хотим найти частоту отраженного света.

Положив в основу наивную корпускулярную модель, можно рассуждать так: если фотон настигает зеркало, когда его скорость равна v и направлена от источника, то частота отраженного фотона, в соответствии со сказанным ранее, равна $\omega = \omega_0(1 - 2v/c)$.

Фотоны падают на зеркало случайным образом, так что, в отраженном свете мы должны иметь *непрерывный* набор частот в интервале от $\omega_0(1 - 2v_0/c)$ до $\omega_0(1 + 2v_0/c)$, где v_0 — максимальная скорость зеркала. Вместо монохроматической линии мы будем иметь в отраженном свете линию конечной ширины.

16. Классическая волновая картина приведет нас к другим выводам. Отраженный свет есть результат двух периодических процессов, и поэтому можно ожидать появления в отраженном свете *комбинационных частот*, образованных из частот ω_0 и ω_m . Тщательный анализ этой проблемы в рамках классической электромагнитной теории показывает, что в отраженном свете должен появиться дискретный ряд частот $\omega = \omega_0 + n\omega_m$, где n — любое целое число (положительное, отрицательное или нуль). В физически реальном случае $v \ll c$, когда скорость зеркала мала по сравнению с c , *интенсивности*, с которыми представлены эти различные частоты, уменьшаются с увеличением числа n .

Автор надеется, что этот результат будет понятен читателю. Мы не будем доказывать его в общем виде, а подтвердим его правдоподобность рассмотрением частного случая. Предположим, что ω_0 — целое кратное ω_m . В этом случае весь процесс возникновения отраженного пучка будет строго периодическим с периодом $2\pi/\omega_m$. Через $2\pi/\omega_m$ секунд все повторяется снова. Это с несомненностью говорит о том, что электрическое поле, наблюдаемое в отраженном пучке, должно быть периодической функцией с периодом $2\pi/\omega_m$. Частоты, наблюдаемые в отраженном пучке, должны поэтому быть целыми кратными частоты ω_m . Это находится в согласии с утверждением, что частота света равна $\omega = \omega_0 + n\omega_m$. Очевидно также, что наибольшими интенсивностями будут обладать частоты вблизи частоты ω_0 . (Чтобы убедиться в этом, подумайте, что случится в пределе амплитуды, стремящейся к нулю.)

Ясно, что нельзя ожидать появления *непрерывного* спектра частот, как то предсказывает наивная корпускулярная картина.

Предсказания классической волновой теории совпадают с тем, что мы наблюдаем в действительности. Такого рода опыты были выполнены с колеблющимся источником света. В одном из них,

выполненном Руби и Болефом, «источником света» служили ядра Fe^{57} , являющиеся излучателями γ -лучей. Эти ядра были нанесены

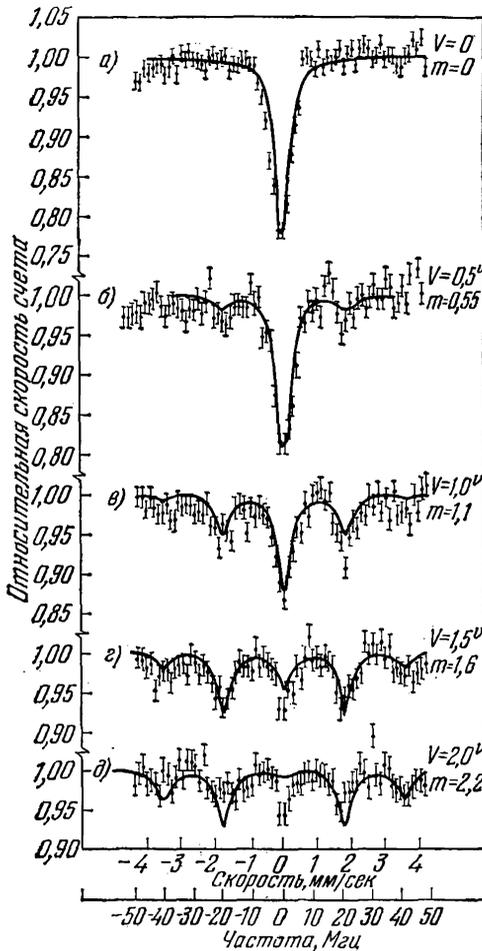


Рис. 16А. Частотный спектр γ -лучей, испущенных вибрирующим источником, содержащим возбужденные ядра Fe^{57} .

Кривые а) — д) соответствуют различным амплитудам вибраций при одной и той же частоте 20 Мгц. Спектральным линиям соответствуют минимумы кривых. Одна из линий расположена на основной частоте, остальные — на расстояниях ± 20 Мгц и ± 40 Мгц от центральной частоты. В действительности эти кривые дают зависимость прозрачности равномерно движущегося поглотителя, содержащего Fe^{57} в основном состоянии, от скорости поглотителя. При скорости источника, равной нулю, происходит сильное поглощение γ -лучей. При вибрации источника происходит сильное поглощение при тех скоростях, для которых вследствие доплеровского смещения испущенные линии совпадают с резонансной линией Fe^{57} . [Из работы: R u b y S., B o l e f D. I., Acoustically Modulated γ -Rays from Fe^{57} , Phys. Rev. Lett. 5, 5 (1960).]

на поверхность осциллирующего кристалла кварца. Как видно из рис. 16А, в этом опыте удалось наблюдать некоторые из предсказанных частот.

17. Резкое противоречие между предсказаниями корпускулярной и волновой теорий не должно нас удивлять, ибо использованные нами корпускулярные идеи чрезвычайно наивны. Мы допускали, что отражение происходит *внезапно* и что фотон является *точечной частицей*, не имеющей протяженности. Эти предположения необоснованны. Волновой цуг имеет конечную длину, обратно пропорциональную точности, с которой задана частота.

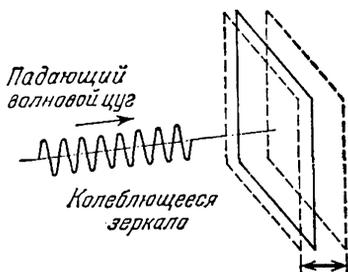


Рис. 17А. Неверно описывать взаимодействие фотона с вибрирующим зеркалом как столкновение, происходящее в точно фиксированный момент времени: фотон нельзя считать точечной частицей.

Более подходящей является волновая картина. Длина волнового цуга, а следовательно, и продолжительность столкновения обратно пропорциональны точности, с которой определена частота фотона. Совершенно монохроматический фотон имеет бесконечную протяженность. Пусть ω_m — частота колебаний зеркала, а ω_0 — частота падающего на него света. Тогда в отраженном свете мы обнаружим частоты $\omega = \omega_0 + n\omega_m$, где n — любое целое число.

Поэтому ясно, что мы не можем представлять себе, что фотон отражается от зеркала в тот момент, когда скорость зеркала равна v . За время отражения зеркало успеет совершить несколько полных колебаний.

Комптон-эффект, тормозное излучение, образование пар и аннигиляция

18. Обратимся теперь к опыту, в котором можно наблюдать энергию и импульс фотона. Мы имеем в виду опыт А. Комптона, в котором изучалось столкновение фотона с электроном. Схематически идея опыта показана на рис. 18А.

Фотон с частотой ω сталкивается с покоящимся электроном, масса которого равна m . После столкновения возникает фотон с частотой ω' , движущийся под углом θ к направлению движения первичного фотона, и электрон отдачи, обладающий энергией E_e и импульсом p_e и образующий угол ϕ с первичным направлением.

Чтобы оценить эту длину, можно воспользоваться рассмотренным в п. 23 гл. 3 (стр. 113) соотношением между неопределенностью в частоте $\Delta\omega$ и продолжительностью τ процесса излучения. Мы видели, что

$$\tau \approx \frac{1}{\Delta\omega_0}. \quad (17a)$$

Длина L волнового цуга (в пространстве) равна

$$L = c\tau \approx \frac{c}{\Delta\omega_0}, \quad (17b)$$

и мы замечаем, что если частота задана с большой точностью, то безусловно неверно считать фотон точечной частицей.

Рассмотрим проблему с другой точки зрения. Допустим, что $\omega_m \gg \Delta\omega_0$. Время, которое фотон «проводит» на отражающем зеркале, в этом случае будет гораздо больше периода колебаний зеркала.

Для сохранения энергии и импульса необходимо, чтобы все явление происходило в одной плоскости (пусть это будет плоскость чертежа). Законы сохранения имеют вид

$$\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega' = E_e \quad (\text{энергия}), \quad (18a)$$

$$\mathbf{p} - \mathbf{p}' = \mathbf{p}_e \quad (\text{импульс}). \quad (18b)$$

Вычитая квадрат второго выражения из квадрата первого (деленного на c), получаем

$$\frac{1}{c^2} (\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega')^2 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 = \frac{E_e^2}{c^2} - p_e^2 = m^2 c^2. \quad (18c)$$

Поскольку

$$p = \frac{\hbar\omega}{c}, \quad p' = \frac{\hbar\omega'}{c} \quad \text{и} \quad \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}' = pp' \cos \theta, \quad (18d)$$

то мы решаем (18с) относительно ω' и получаем

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + (\hbar\omega/mc^2)(1 - \cos \theta)}. \quad (18e)$$

19. Введя длины волн $\lambda = 2\pi c/\omega$ и $\lambda' = 2\pi c/\omega'$, можно переписать (18с) в виде

$$\lambda' = \lambda + 2\pi (\hbar/mc) (1 - \cos \theta). \quad (19a)$$

Величина $2\pi(\hbar/mc) = h/mc$ называется *комптоновской длиной волны* частицы с массой m . В нашем случае для электрона $\hbar/mc = 2,43 \cdot 10^{-10} \text{ см} = 2,43 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$.

Длина волны рассеянного излучения оказывается больше длины волны падающего, или, что то же самое, рассеянное излучение имеет меньшую частоту, чем падающее. Это значит, что часть энергии первичного фотона передается электрону. Из уравнения (18с) следует, что относительное изменение частоты очень мало, если величина $(\hbar\omega/mc^2) \approx (\hbar\omega)/(0,5 \text{ Мэв})$ мала. Поэтому, чтобы иметь возможность наблюдать заметный эффект, мы должны работать с жесткими рентгеновскими лучами. Тот же вывод следует, разумеется, и из уравнения (19а): относительное изменение длины волны мало, если комптоновская длина волны мала по сравнению с длиной волны первичного излучения.

20. Рассмотренное нами явление рассеяния впервые наблюдал А. Комптон в 1922 г.*). Возможно, что к этим опытам он был при-

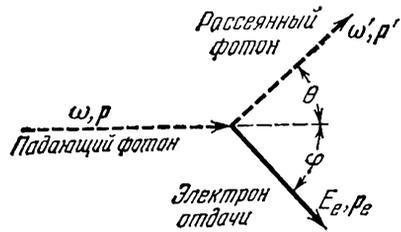


Рис. 18А. Показана кинематика комптоновского эффекта.

Фотон сталкивается с покоившимся вначале электроном. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что частота ω' и импульс p' фотона однозначно связаны с углом рассеяния θ фотона.

*) Compton A. H., The Spectrum of Scattered X-Rays, Phys. Rev. 22, 409 (1923). Теоретический анализ, данный Комптоном, см. в работе «A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements», Phys. Rev. 21, 483 (1923).

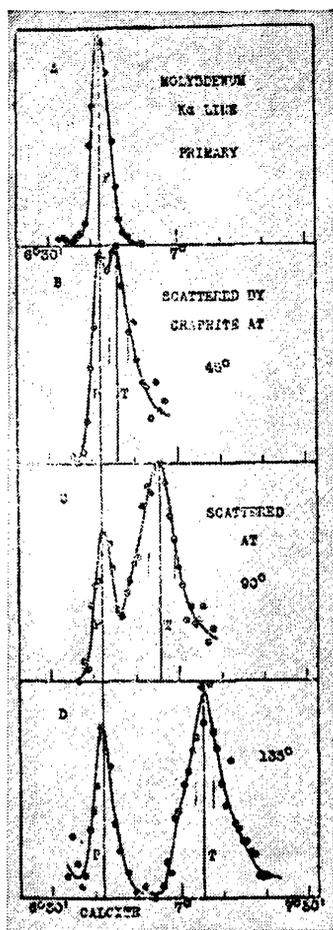


Рис. 20А. Спектры рассеянного излучения для трех углов рассеяния.

На верхнем графике показана линия $0,71 \text{ \AA}$, соответствующая падающему на спектрометр излучению; абсцисса пропорциональна длине волны, а ордината — интенсивности излучения. Максимум в левой части трех нижних графиков показывает, что часть рассеянного излучения имеет ту же длину волны, что и падающее. Максимумы в правой части графиков сдвинуты по частоте и отвечают излучению, испытывавшему комптоновское рассеяние. В согласии с формулой Комптона сдвиг частоты возрастает с увеличением угла рассеяния. [Из работы Compton A. H., Phys. Rev. 22, 409 (1923).]

выполненный в п. 18. Действительно, Комpton обнаружил, что рассеянное излучение имеет вторую компоненту, длина волны

веден предшествующими работами Баркла, который показал, что при рассеянии жестких рентгеновских лучей твердым телом на большие углы рассеянное излучение состоит из двух компонент: одна компонента идентична по своим свойствам рассеиваемому излучению, а вторая имеет другие свойства. Это различие проявляется в том, что она иначе поглощается средой. Происхождение первой компоненты легко понять, исходя из волновых представлений. Первичное излучение заставляет электроны атома колебаться со своей собственной частотой ω , и осциллирующие электроны являются источником излучения той же частоты ω . В этих процессах происходит лишь временное изменение состояния атома, и электроны не испускаются. Можно ожидать, что такого рода рассеяние будут испытывать главным образом *сильно* связанные электроны атома.

Часть электронов атома связана с ним весьма слабо; их энергия связи лежит в пределах $10\text{--}100 \text{ эв}$, и эти электроны могут быть выброшены из атома в процессе рассеяния. В опыте Комптона рентгеновские лучи, возникающие в трубке с молибденовым антикатодом при разности потенциалов около 50 кВ , рассеивались в графите. Длина волны первичного излучения отвечала так называемой $M\alpha$ линии с длиной волны $0,7 \text{ \AA}$, что соответствует энергии около 20 кэВ . Эта энергия весьма велика по сравнению с энергией связи внешних электронов атома углерода и даже по сравнению с энергией связи всех электронов этого атома. В таких условиях можно ожидать, что процесс рассеяния будет иметь характер рассеяния на свободных электронах и к нему будет применим анализ,

которой зависит от угла рассеяния в соответствии с формулой (19а) (рис. 20А).

В дальнейших опытах Комптона и других исследователей удалось зарегистрировать электроны отдачи и показать, что электрон отдачи и рассеянный фотон коррелированы друг с другом и что в этом процессе сохраняется энергия и импульс *).

21. Рассмотрим теперь, в чем значение комптон-эффекта. Заметим прежде всего, что классический волновой пакет электромагнитного излучения также должен рассеиваться электроном и для объяснения такого рассеяния нет необходимости прибегать к квантовой механике. Однако специфическая связь (18е) между частотой рассеянного излучения и углом рассеяния содержит постоянную Планка, и способ, каким величина \hbar вошла в эту формулу, является сильным доводом в пользу фотонных представлений. Напомним, что при выводе формулы (18е) мы опирались на представление, что рассеивается *весь фотон целиком*, а не какая-то, скажем третья или пятая, его часть. Таким образом, значение комптон-эффекта в том, что он подтверждает универсальный характер соотношения $E = \hbar\omega$. В опыте Комптона фотон не поддается «расщеплению»: фотон с частотой ω *всегда* имеет энергию $\hbar\omega$ и импульс $\hbar\omega/c$.

В оптических опытах, где используются фотоэлементы (для видимой или ультрафиолетовой части спектра), можно проверить связь $E = \hbar\omega$ лишь для весьма ограниченной области частот. Комптон-эффект расширяет эту область до жестких рентгеновских лучей. Разумеется, если мы верим в специальную теорию относительности, а мы в нее верим, то мы должны признать универсальный характер этого соотношения (см. начало главы). Тем не менее нельзя недооценить значение опытов, которые являются прямой проверкой этого соотношения в новой области частот: мы проверяем согласованность наших идей и, кроме того, проверяем саму специальную теорию относительности.

В настоящее время мы располагаем исчерпывающими доказательствами общего характера соотношения $E = \hbar\omega$. Мы можем сказать, что оно является существенной частью современной физики. Чтобы продолжить изучение следствий из этого соотношения, рассмотрим два новых явления: генерацию рентгеновских лучей в рентгеновской трубке и аннигиляцию и рождение электронно-позитронных пар.

22. На рис. 22А схематически показано устройство рентгеновской трубки. Электроны, испускаемые катодом (он накаливается нитью с током), ускоряются разностью потенциалов V_0 , приложенной между катодом и анодом. Попадая на анод (другое название *мишень* или *антикатод*), они останавливаются. На основании

*) Compton A. H., Simon A. W., Directed Quanta of Scattered X-Rays, Phys. Rev. 26, 289 (1925). См. также Wilson C. T. R., Investigations on X-Rays and β -Rays by the Cloud Method, Proc. Roy. Soc. (London) 104, 1 (1923).

классической электромагнитной теории следует ожидать, что торможение электронов будет сопровождаться испусканием электромагнитного излучения. Это излучение впервые было обнаружено Рентгеном в 1895 г.*). Испускаемое излучение получило название рентгеновских лучей (или X-лучей в английской литературе).

Истинная природа этих лучей сначала не была ясна, но в начале века были получены исчерпывающие доказательства их электромагнитной природы. Опыты Баркла по двойному рассеянию рентгеновских лучей, выполненные в 1904 г., показали, что эти лучи

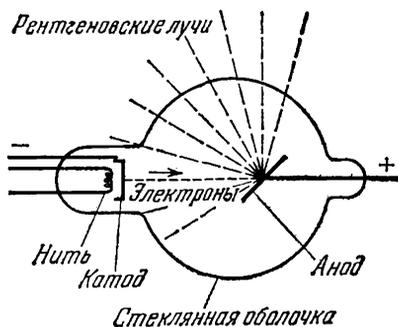


Рис. 22А. Весьма упрощенная схема устройства рентгеновской трубки.

Электроны испускаются катодом, нагреваемым накаливаемой нитью, и ускоряются к аноду. Часть излучения является характеристическим излучением вещества анода, другая — тормозным излучением.

поперечно поляризованы. Наиболее решающие доказательства относятся к 1912 г., когда В. Фридрих и П. Книппинг, следуя идее М. фон Лауэ, обнаружили дифракцию рентгеновских лучей в кристалле. Мы упоминали об этом в гл. 1**).

23. После создания методов спектроскопии рентгеновских лучей стало возможным измерять интенсивность этого излучения в зависимости от длины волны. Такие измерения были выполнены в самых разных экспериментальных условиях. Типичный график зависимости интенсивности от длины волны для

трех различных мишеней при одной и той же разности потенциалов приведен на рис. 23А. Мы видим на фоне непрерывного спектра несколько «всплесков» интенсивности, образующих резкие максимумы. Положение этих максимумов является характеристикой вещества мишени, а характер непрерывного фона при данном значении V_0 слабо зависит от вещества мишени. Рассмотрение всей совокупности экспериментальных данных позволяет сделать вывод о двух различных механизмах образования рентгеновского излучения. Резкие линии аналогичны спектральным линиям видимого света. Они образуют так называемое характеристическое излучение данного вещества мишени. Оно испускается атомом, возбужденным в результате столкновения с быстрым электроном. Непрерывный фон является излучением самих электронов, замедляющихся в

*) Röntgen W. C., Über eine neue Art von Strahlen, Sitzungsber. Med. Phys. Ges., Würzburg S. 137 (1895); S. 11 (1896).

***) Barkla C. G., Polarized Röntgen Radiation, Phil. Trans. Roy. Soc. 204, 467 (1905). Barkla C. G., Polarization in Secondary Röntgen Radiation, Proc. Roy. Soc. (London) 77, 247 (1906). (В последней работе описаны опыты по двойному рассеянию.) Friedrich W., Knipping P., von Laue M., Ann. d. Phys. 41, 971 (1913).

мишени. Такое излучение называется *тормозным*. Иногда его обозначают немецким словом *Bremsstrahlung*.

Экспериментально показано, что при данном ускоряющем потенциале V_0 в спектре отсутствует излучение с длиной волны, меньшей определенного минимального значения λ_{\min} . Величина λ_{\min} зависит от V_0 и не зависит от вещества мишени. Это показано на рис. 23А.

24. Попытаемся дать теоретическое объяснение рассмотренным свойствам рентгеновского излучения.

Прежде всего заметим, что, согласно классической электромагнитной теории, электрон, движущийся равномерно, не излучает. Тот же вывод следует и из фотонной теории. Рассмотрим систему покоя электрона до возможной эмиссии фотона. Его энергия в этой системе равна mc^2 . После испускания одного или нескольких фотонов его энергия остается равной mc^2 , но какая-то энергия должна быть унесена фотонами. Это нарушает закон сохранения энергии, и, следовательно, такое излучение невозможно.

Картина, однако, меняется, если электрон движется в сильном электрическом поле ядер мишени. В этом случае электрон может передать часть своей энергии и импульса ядру, что обеспечит сохранение полной энергии и импульса системы. Рассмотрим это более подробно. С ядром, масса которого M вначале покоилась (в лабораторной системе координат), сталкивается электрон, масса которого m , а начальный импульс p_i . Импульс электрона после столкновения p_f , а ядра p_n . Кроме того, возникает фотон с импульсом p и частотой $\omega = pc/\hbar$. Законы сохранения имеют вид

$$p_i = p_f + p_n + p \quad (\text{импульс}), \quad (24a)$$

$$E_i + Mc^2 = E_f + E_n + \hbar\omega \quad (\text{энергия}). \quad (24b)$$

Здесь E_i и E_f — начальная и конечная энергии электрона соответственно, а E_n — конечная энергия ядра.

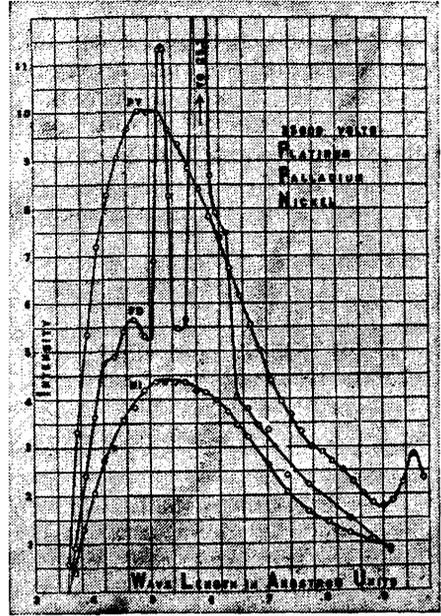


Рис. 23А. Спектр рентгеновских лучей для трех различных анодов при одном значении ускоряющего потенциала $V_0 = 35\ 000$ в.

(По оси абсцисс — длина волны в Å, по оси ординат — интенсивность. Резкие максимумы отвечают характеристическому излучению анода. Непрерывный фон вызван тормозным излучением. [Из работы: U I r e y C. T., An Experimental Investigation of the Energy in the Continuous X-Ray Spectra of Certain Elements, Phys. Rev. 11, 401 (1918).])

Эти уравнения образуют четыре закона сохранения. Они содержат, однако, девять переменных, характеризующих конечное состояние, а именно девять компонент трех векторов \mathbf{p}_f , \mathbf{p}_n и \mathbf{p} . Подробное исследование области разрешенных значений этих векторов достаточно сложно, и мы не будем им заниматься. Можно показать, что фотон, испущенный в любом данном направлении, может обладать энергией от нулевой до некоторой максимальной. Максимальное значение энергии фотона возникает в том случае, когда скорости \mathbf{v} ядра и электрона после столкновения совпадают. Чтобы доказать это, достаточно перейти в систему центра масс системы. Перепишем законы сохранения для случая, когда конечные скорости электрона и ядра равны:

$$\mathbf{p}_i - \mathbf{p} = \frac{(M+m)\mathbf{v}}{\sqrt{1-(v/c)^2}}, \quad (24c)$$

$$E_i + Mc^2 - cp = \frac{(M+m)c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}}. \quad (24d)$$

Умножая первое уравнение на c и вычитая квадрат частного из квадрата второго уравнения, получаем

$$\hbar\omega = pc = \frac{|E_i - mc^2|}{1 + (E_i - p_i c \cos \theta) / Mc^2}, \quad (24e)$$

где θ — угол между направлением испускаемого фотона и первичным импульсом электрона. Эта формула дает максимальную энергию фотона для данного угла θ . Мы замечаем, что максимальная энергия фотона приближенно равна $(E_i - mc^2)$, т. е. кинетической энергии первичного электрона, которая в свою очередь равна eV_0 . Второй член в знаменателе (24e) очень мал по сравнению с единицей, так как энергия покоя ядра $Mc^2 \sim 940A \text{ Мэв}$ (A — массовое число ядра) велика по сравнению с E_i , которая для обычных рентгеновских трубок лежит в пределах 1—100 кэв.

25. В предельном случае бесконечно тяжелого ядра мы получаем следующее выражение для минимального значения длины волны:

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{ch}{eV_0}. \quad (25a)$$

Этот результат очевиден: энергия фотона не может быть больше кинетической энергии первичного электрона, и если считать ядро бесконечно тяжелым, то фотон получает максимальную энергию в том случае, когда электрон полностью останавливается в столкновении.

Минимальное значение длины волны λ_{\min} носит название *квантового предела*. Его существование демонстрирует квантовый характер образования рентгеновских лучей: классическая теория предсказывает появление произвольно коротких длин волн. Зависимость квантового предела от разности потенциалов была из-

мерена очень точно *). Эти измерения дали точные значения констант e/ch (и e/h).

26. В заключение рассмотрим аннигиляцию электронно-позитронных пар. Позитроны были открыты С. Андерсоном в 1932 г. в космическом излучении (см. рис. 26А). Затем было обнаружено, что позитроны возникают при распаде многих радиоактивных ядер, например при распаде радиоактивного изотопа фосфора P^{30} . Позитроны образуются также при прохождении γ -лучей большой энергии через вещество. Как мы упоминали в гл. 1, объясняется это явление тем, что в электрическом поле ядра γ -лучи образуют электронно-позитронную пару. Такой процесс носит название *электромагнитного образования пар*.

Если позитрон сталкивается или взаимодействует с электроном, то обе частицы могут исчезнуть (*аннигилировать*). Это означает, что частицы исчезают, а их энергия полностью переходит в энергию электромагнитного поля. Явление аннигиляции наблюдается при облучении вещества позитронами. В соответствии с нашей схемой позитроны в столкновениях с атомами сначала будут терять большую часть своей энергии, а некоторые из них, испытывая прямое столкновение с электроном, аннигилируют до полного замедления. За-

медлившиеся позитроны будут диффундировать в веществе и в конце концов захватятся одним из атомных электронов. При благоприятных условиях позитрон может образовать водородоподобный «атом» с одним электроном; такой атом носит название *позитрония*. Замедленные позитроны взаимодействуют с электроном и в конце концов через время порядка 10^{-9} сек аннигилируют. Насколько известно, масса позитрона точно равна массе электрона.

27. Рассмотрим процесс аннигиляции, который можно записать в виде реакции

$$e^+ + e^- = \nu\gamma,$$

*) Bearden J. A., Johnson F. T., Watts H. M., A New Evaluation of h/e by X-Rays, Phys. Rev. 81, 70 (1951).

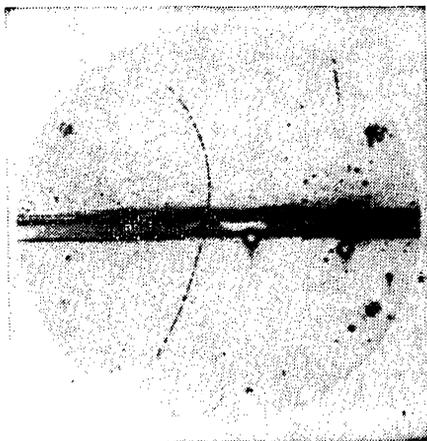


Рис. 26А. Фотография прохождения позитрона через камеру Вильсона.

Именно этот снимок позволил открыть существование позитрона [Anderson C. D., The Positive Electron, Phys. Rev. 43, 491 (1933)]. Позитрон с энергией 63 Мэв входит в горизонтальную свинцовую пластину (толщиной 6 мм) и покидает ее с энергией 23 Мэв. След искривлен, потому что камера помещена в магнитное поле, перпендикулярное плоскости рисунка. У краев камеры качество снимка недостаточно хорошо, и в областях входа и выхода позитрона в камеру след не виден. Некоторые интересные вопросы, связанные с этим снимком, рассмотрены в конце главы (см. задачу 11, стр. 180).

где γ — фотон (γ -квант). Допустим, что в момент аннигиляции обе частицы покоились (в лабораторной системе координат) и что аннигиляция происходит в свободном пространстве, вдали от других частиц.

Заметим прежде всего, что при аннигиляции должно возникнуть не менее двух фотонов: $n \geq 2$, иначе невозможно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса. (Если электрон и позитрон первоначально покоятся, импульс системы в начальном состоянии равен нулю, а импульс *единственного* фотона *не может быть* равен нулю.) Предположим, что испускаются *два* фотона. Импульс системы в начальном состоянии равен нулю, тому же полный импульс должен быть равен в конечном состоянии. Поэтому оба фотона должны иметь равные, но противоположные направленные импульсы. Это означает, что их энергия, а следовательно, и частоты также равны. Пусть частота фотонов равна ω . Из закона сохранения энергии следует

$$2\hbar\omega = 2mc^2 \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{h}{mc}. \quad (27a)$$

Таким образом, длина волны испущенных фотонов равна комптоновской волне электрона $h/mc = 0,0243 \text{ \AA}$; такой длине волны соответствует энергия, равная энергии покоя электрона $mc^2 = 0,511 \text{ Мэв}$ *).

Можно предположить, что все эти предсказания будут справедливы и для позитрона, замедлившегося в веществе. Присутствие других частиц окажет какое-то влияние, но оно будет мало, так как энергии связи в атоме невелики по сравнению с энергией покоя электрона.

Поэтому следует ожидать, что оба γ -кванта, испущенные при аннигиляции позитронов в веществе, будут испущены в противоположных направлениях и их длина волны будет равна комптоновской длине волны электрона. Это предсказание было проверено экспериментально и подтверждено с большой точностью **). Кроме того, было обнаружено, что возможна также аннигиляция на три фотона.

28. Имеется одно обстоятельство, которое требует разъяснения. Мы отмечали, что в пространстве при аннигиляции электронно-позитронной пары не может возникнуть *один* фотон, ибо энергия и импульс не могут сохраниться. Отсюда следует, что и обратный процесс, когда из одного фотона возникает электронно-позитронная пара, также невозможен. В то же время мы говорили, что фотоны большой энергии, попадая в вещество, образуют в нем электронно-позитронные пары. Кажущееся противоречие легко разрешимо. Процесс образования пар фотонами происходит в поле

*) Заметим, что величину $\hbar/mc = 0,00386 \text{ \AA}$ тоже часто называют комптоновской длиной волны.

***) См., например, Klemperer O., On the Annihilation Radiation of the Positron, Proc. Cambr. Phil. Soc. **30**, 347 (1934).

ядра. При этом ядру передается определенное количество энергии и импульса, и этим обеспечивается возможность сохранения энергии и импульса.

Процессом, в точности обратным аннигиляции электрона и позитрона на два фотона, является процесс образования электронно-позитронной пары при столкновении двух фотонов. Его никто не наблюдал, потому что нет возможности получить достаточно интенсивные пучки фотонов большой энергии. Но никто не сомневается в том, что при наличии таких пучков процесс рождения электронно-позитронной пары двумя фотонами наблюдался бы.

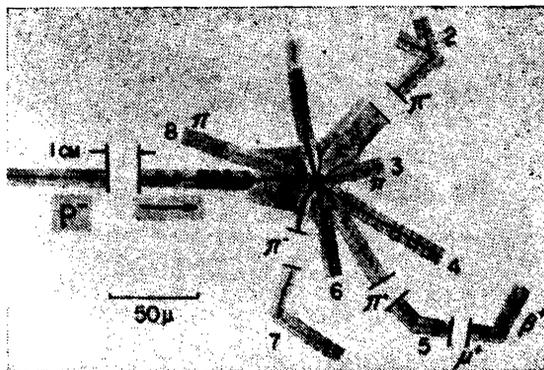


Рис. 29А. Звезда, возникшая от аннигиляции антипротона в ядерной эмульсии.

Этот рисунок является мозаикой из микрофотографий многих полей зрения, позволяющей увидеть следы различных частиц. Масштаб снимка показан в нижнем левом углу. У четырех следов часть пробега выброшена, чтобы придать рисунку удобные размеры. Горизонтальный след слева принадлежит антипротону. Перемещаясь в эмульсии, антипротон теряет энергию и замедляется. В конце концов он поглощается ядром эмульсии (по-видимому, ядром углерода) и аннигилирует с одним из нуклонов ядра. При этом рождается несколько пионов (следы 2, 3, 5, 7, 8) и ядро разваливается на осколки. Следы 1 и 3, вероятно, принадлежат протону, а след 6 — более тяжелой частице, возможно ядру H^3 . Сумма полной кинетической энергии видимых (заряженных) частиц и энергии покоя пионов на этом снимке близка к $1,3 \text{ Бэ}$. След 5 принадлежит положительному пиону, который после остановки распадается на нейтрино (его след на снимке, конечно, невиден) и положительный мюон, в свою очередь распадающийся на позитрон и два нейтрино. [Из работы: Segrè E., Antinucleons, Annual Rev. Nucl. Sci. 8, 127 (1958), которая является обзором ранних исследований антинуклонов.]

Для образования пары фотонов в поле ядра обратным будет процесс аннигиляции пары в поле ядра с образованием *одного* фотона. При этом присутствие ядра обеспечит сохранение энергии и импульса. Такой процесс действительно наблюдался, но процесс двухфотонной аннигиляции более вероятен, и он преобладает.

29. Поскольку речь идет о позитронах, нельзя не обратиться к проблеме частиц и античастиц. В своей современной форме квантовая электродинамика является теорией, в которой электроны и позитроны играют совершенно симметричную роль. Это общая черта всех наших теорий фундаментальных частиц: мы верим, что каждой частице соответствует своя античастица (некоторые частицы, как, например, нейтральный пион, являются своими соб-

ственными античастицами) и что мир симметричен относительно замены частицы античастицей *). Масса античастицы совпадает с массой частицы, но заряды их противоположны. Дальнейшим подтверждением этих идей явилось экспериментальное открытие существования протона и антипротона **).

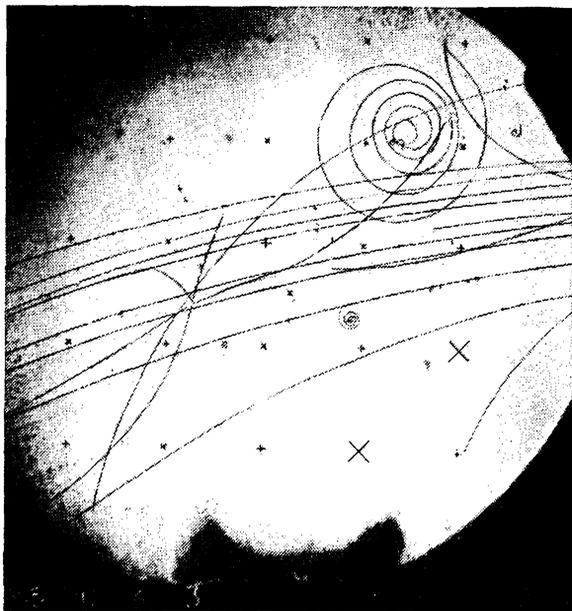


Рис. 30А. Снимок в жидководородной пузырьковой камере зарядово-обменного рассеяния антипротона протоном и последующей аннигиляции возникшего антинейтрона и протона (см. рис. 30В).

Камера находится в магнитном поле, перпендикулярном плоскости рисунка. (Попробуйте определить, куда направлен вектор поля.) Нейтральные частицы не создают видимых следов, а заряженные частицы оставляют следы, искривленные благодаря магнитному полю. На снимке положительно заряженные частицы отклоняются по часовой стрелке. В верхнем правом углу фотографии видно еще одно интересное явление — распад положительного пиона на положительный мюон и нейтрино. За этим распадом следует распад мюона на позитрон (спиральный след), нейтрино и антинейтрино. Нейтрино и антинейтрино нейтральны и не оставляют видимых следов.

Фундаментальным свойством частицы и античастицы является их способность аннигилировать с образованием, например, фотонов. Часто при аннигиляции могут возникать другие частицы. Напри-

*) Опыты, выполненные в конце 50-х годов, показали, что слабые взаимодействия не обладают этим свойством инвариантности относительно замены частицы античастицей. В то время как сильные и электромагнитные взаимодействия удовлетворяют высказанному принципу симметрии, слабые взаимодействия его нарушают. Но сильные и электромагнитные взаимодействия являются доминирующими в нашем мире, поэтому можно сказать, что принцип симметрии почти (но не полностью) верен.

***) Об открытии антипротона см. работу Chamberlain O., Segrè E., Wiegand C., Ypsilantis T., Observation of Antiprotons, Phys. Rev. 100, 947 (1955).

мер, система протон — антипротон при аннигиляции может переходить в мезоны, и этот процесс гораздо более вероятен, нежели образование фотонов.

30. Мы утверждаем, что частицы и античастицы во всех наших теориях играют совершенно симметричную роль. Почему же, спросит читатель, античастицы встречаются так редко? Почему так трудно было открыть позитрон, а тем более антипротон? Ответ заключается в том, что, хотя законы природы симметричны, наш мир не находится в симметричном состоянии: он состоит из протонов, нейтронов, электронов, атомов водорода и т. д., но не из антипротонов, антинейтронов, позитронов или антиводородных атомов.

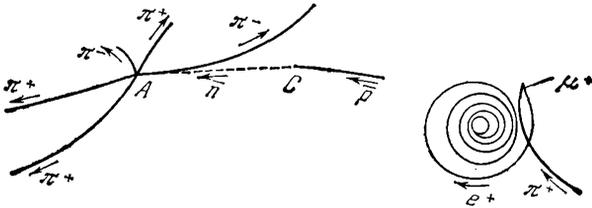


Рис. 30В. Схема следов.

Эти рисунки должны помочь опознать следы в пузырьковой камере, показанные на рис. 30А. На рисунке слева в точке С происходит столкновение вошедшего в камеру антипротона с протоном. В результате обмена зарядами образуются нейтрон и антинейтрон. Пунктиром показан невидимый след антинейтрона. В точке А антинейтрон аннигилирует с протоном. В этой реакции образуется пять заряженных пионов. Первичный антипротон является одной из отрицательных частиц, пересекающих камеру справа налево. По-видимому, все частицы в этом пучке являются антипротонами. На рисунке справа показаны следы заряженных частиц, возникающих в цепочке $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов (верхний правый угол снимка рис. 30А). Спиральный след принадлежит позитрону. Перемещаясь в жидком водороде, он теряет энергию, и поэтому кривизна следа постоянно увеличивается. В конце концов позитрон аннигилирует с электроном жидкости.

Причина такого отсутствия симметрии в том, что симметричное состояние нестабильно относительно аннигиляции: материя и антиматерия не могут сосуществовать в ограниченном пространстве. Именно потому, что Земля существует, она должна быть построена либо из вещества, либо из антивещества. Она не могла бы быть их смесью.

Интересно решить вопрос: можно ли такое отсутствие симметрии в состоянии нашего мира распространить на всю Вселенную? Возможно, что существуют галактики, состоящие из антивещества; поскольку среднее расстояние между галактиками имеет порядок трех миллионов световых лет, то аннигиляция им не угрожает. На этот вопрос пока невозможно дать ответ, хотя мы склонны считать, что антигалактик не существует. Неизвестно, как возникли галактики, но можно предположить, что они возникли в процессе конденсации некоторого рода «пыли». При этом, однако, трудно понять, как произошло разделение вещества и антивещества, которое привело к образованию галактик и антигалактик. Если мы отвергнем идею антигалактик, остается неразгаданной тайна существования несимметричного мира, в котором преобладает один тип вещества, при условии, что основные законы физики, управляющие этим миром, почти полностью симметричны.

Можно ли «расщепить» фотон?

31. Рассмотрим интересный вопрос, имеющий фундаментальное значение: можно ли фотон с частотой ω расщепить на две части так, чтобы сумма их энергий была $\hbar\omega$, но частота каждой из них осталась бы равной ω ?

Известно, что классическая электромагнитная теория дает весьма точное описание большой совокупности опытов со светом. Мы говорили также, что соотношение между энергией и импульсом «фотона» может быть получено и в рамках этой классической теории. В таком случае, быть может, позволительно сказать, что фотон есть просто волновой пакет, или цуг волн излучения, поведение которого определяется законами классической электромагнитной теории? Мы задали сейчас вопрос, который имеет фундаментальное значение. Если фотон может быть расщеплен в указанном смысле, то вся совокупность идей, которую мы пытались развить в этой главе, окажется поколебленной.

Ответить на наш вопрос можно, обратившись к опыту. Чтобы понять, какого рода опыты следует поставить, примем точку зрения классической теории, а затем сделаем ряд предсказаний, которые мы можем проверить на опыте, чтобы решить, справедлива ли классическая картина.

32. Классический цуг волн электромагнитного излучения можно образовать с помощью источника излучения, антенны и ключа, который может включать и выключать передатчик. Включим передатчик, работающий на частоте ω , на определенное время. Антенна излучит цуг волн такой же длительности. Этот цуг волн можно считать классическим аналогом почти монохроматического «фотона». Можно вообразить, что возбужденный атом работает подобно этому устройству.

Снова подчеркнем, что мы стараемся теперь сравнить свойства физического фотона, проявляющиеся в реальных опытах, с поведением нашего классического цуга волн. Это означает сравнение объекта *реально существующего в природе* (фотона) с объектом, *в природе не существующим*, каким является цуг электромагнитных волн, точно следующий законам классической электродинамики. Мы сравниваем, таким образом, факт и фантазию. Чтобы избежать недоразумений, обозначим реальный фотон словом *фотон*, а воображаемый — словом *цуг волн*. Чтобы убедиться в том, что «цуг волн» не является реальностью, рассмотрим некоторые следствия этого представления, которые можно проверить на опыте.

33. Рассмотрим испускание света атомом ртути, возбужденным в результате столкновения. Испускаемый свет имеет частоту ω , соответствующую голубому цвету. Постоянство частоты ω испускаемого излучения понять нетрудно: эта частота соответствует некоторой определенной частоте колебаний в атоме. Невозможно, однако, исходя из классических представлений, понять, почему энергия, уносимая каждым цугом волн, всегда равна в точности $\hbar\omega$.

Удары, приводящие к возбуждению атома, по-видимому, не идентичны, и энергия, освобождаемая для испускания света, различна от раза к разу. Но еще труднее понять, почему два абсолютно *разных* атома, например атом натрия и атом ртути, испускающие свет различной частоты ω_{Na} и ω_{Hg} , должны испускать цуги волн с энергией $\hbar\omega_{\text{Na}}$ и $\hbar\omega_{\text{Hg}}$ соответственно. С классической точки зрения появление *универсального* коэффициента пропорциональности \hbar кажется весьма таинственным.

Если обратиться к совокупности всех экспериментальных фактов, рассмотренных в гл. 3, станет ясно, что они не могут быть поняты с помощью классической теории. Забудем, однако, на время все, что нам известно об испускании и поглощении света, и обратимся к изучению «изолированного» фотона. Рассмотрим цуг волн, испущенных некоторым источником, и будем изучать его свойства с помощью фотоэлемента.

34. Иными словами, мы изучаем фотоэффект. Пусть V_0 — задерживающий потенциал фотоэлемента, а W — работа выхода для fotocувствительного слоя. Если энергия волнового пакета будет больше

$$E_{\min} = eV_0 + W, \quad (34a)$$

фотоэлемент сработает, и мы услышим некий «щелчок» в регистрирующем устройстве.

Выберем V_0 такой величины, чтобы

$$\hbar\omega > E_{\min} > \frac{2}{3}\hbar\omega, \quad (34b)$$

где ω — частота света. (Мы произвольно взяли $2/3$, как число, большее $1/2$, но меньшее единицы.) Если вся энергия цуга волн сконцентрируется на фотоэлементе, то мы услышим «щелчок». Но если фотоэлемента достигнет лишь половина энергии, щелчка не произойдет, так как переданной электрону энергии будет недостаточно, чтобы он мог преодолеть задерживающий потенциал.

35. Классическая волновая картина позволяет расщепить цуг волн с помощью устройства, показанного на рис. 35А. Свет от источника очень малой интенсивности падает на *расщепитель пучка*, представляющий собой полупрозрачное посеребренное зеркало или соответствующую расщепляющую призму. Можно добиться

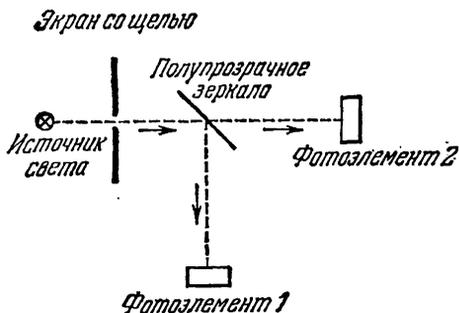


Рис. 35А. Схема, иллюстрирующая рассуждения п. 35.

Свет от источника с помощью полупрозрачного зеркала делится на два пучка. Расщепляются ли при этом *отдельные* фотоны?

того, чтобы интенсивности прошедшего и отраженного пучков были равны и чтобы интенсивность каждого из них равнялась половине интенсивности первичного пучка, проходящего через щель. Так что это возможный реальный эксперимент, в результате которого мы обнаружим, что *интенсивности* обоих пучков удовлетворяют поставленным условиям. Классическое объяснение этого результата весьма просто: падая на зеркало, каждый цуг волн расщепляется на две части.

Рассмотрим, что происходит при падении на зеркало одиночного цуга волн. По классической модели он должен расщепиться на две части таким образом, чтобы энергия, переносимая проходящей частью цуга волн, была равна половине первичной энергии. Но тогда фотоэлемент 2 никогда не сработает!

Этот вывод, следующий из классической теории, находится в полном противоречии с опытом. Проходящий свет остается голубым, его частота равна ω , и, пока $\hbar\omega > E_{\min}$, регистратор фотоэлемента 2 щелкает. Это показывает, что энергия прошедшего через зеркало света по-прежнему существует в виде порций $\hbar\omega$. Введение в пучок зеркала приводит лишь к тому, что *скорость счета* уменьшается в два раза.

36. Насколько убедительны доказательства нерасщепляемости фотона, следующие из опыта, показанного на рис. 35А, или из других подобных опытов? Их можно считать *весьма убедительными*. Мы являемся свидетелями многих подобных опытов. Любой оптический прибор, в котором имеется фотоэлемент или фотопластинка, можно рассматривать как прибор, с помощью которого мы безуспешно пытаемся расщепить фотон. Простейший из таких опытов заключается в наблюдении фотоэффекта на различных расстояниях от источника света. Если атом подобен антенне, он должен испускать свет в виде цуга сферических волн. Интенсивность испущенного света пропорциональна $1/r^2$, и по классической картине это означает, что энергия, переносимая одиночным цугом волн через единичную поверхность, находящуюся на расстоянии r от источника, пропорциональна $1/r^2$. Поэтому, поскольку фотокатод имеет определенную площадь поперечного сечения, то, поместив его на достаточно большом расстоянии, уже, видимо, можно добиться того, чтобы энергия, попадающая на него, была сколь угодно мала. Можно было думать, что при данном задерживающем потенциале фотоэлемент перестанет регистрировать свет, как только расстояние превзойдет определенный предел. Но этого, однако, мы не наблюдаем. В действительности только скорость счета уменьшается по закону $1/r^2$. Возможно, наиболее удивительным примером является наблюдение фотоэлектрического эффекта от света далеких звезд. Цуг волн был испущен сотни тысяч лет назад и прошел огромные пространства космоса. И только малая часть энергии этого цуга может быть уловлена фотоэлементом, расположенным за телескопом. Тем не менее количество энергии, передаваемой электрону фотоэлемента, оказывается равным $\hbar\omega$, как и в

том случае, когда источником света является лампа, расположенная на столе, рядом с фотоэлементом.

37. Всякая попытка объяснить эти факты, предположив, что мы наблюдаем некий кумулятивный эффект, когда очень большое число «дробных фотонов» передает свою небольшую энергию электрону фотокаатода, который в конце концов, накопив достаточную энергию, оказывается выброшенным, совершенно несостоятельна.

Если бы в этом состояло объяснение, то кумулятивный эффект работал бы и при таком задерживающем потенциале, как, например, $E_{\min} > 100 \hbar\omega$, а это, конечно, не то, что мы наблюдаем: если задерживающий потенциал достаточно высок, фотоэлемент *никогда* не срабатывает.

38. Итак, экспериментальные факты о фотоэффекте приводят к неизбежному выводу, что почти монохроматический фотон не может расщепиться на два фотона той же частоты, но меньшей энергии: в этом смысле фотоны не ведут себя подобно классическим цугам волн. Такой вывод находит дополнительное подтверждение в экспериментальных данных о комптон-эффекте, рентгеновских лучах, образовании пар и их аннигиляции, рассмотренных ранее в этой главе. Теоретический анализ этих явлений был основан на предположении, что соотношение $E = \hbar\omega$ всегда справедливо, т. е. что «дробных фотонов» не существует. Это предположение позволило нам объяснить все экспериментальные факты.

По-видимому, в классических идеях что-то ошибочно, и необходимо найти, в чем же их следует изменить. Воздержимся, однако, от слишком поспешных выводов. Обратимся лучше к экспериментам другого типа, также связанным с проблемой «расщепления» фотона. Пока что наши рассуждения привели нас к заключению, что в одном определенном смысле фотон *нельзя* расщепить. Это не исключает возможности его «расщепления» в некоторых других смыслах.

39. Рассмотрим дифракцию на двух щелях. Схема опыта показана на рис. 39А. Непрозрачный экран имеет две щели U и L , перпендикулярные плоскости рисунка. Источник света S освещает обе щели светом (фотонами) точно определенной частоты ω . Для простоты допустим, что щели одинаковы и их ширина мала по сравнению с длиной волны $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, а расстояние $2a$ между щелями сравнимо с длиной волны.

Будем измерять интенсивность рассеянного света в зависимости от угла рассеяния θ на расстоянии r от экрана, которое велико по

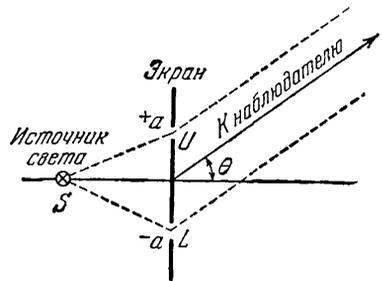


Рис. 39А. Схема, иллюстрирующая дифракцию от двух щелей.

Проходит ли отдельный фотон лишь через одну из щелей или через обе, как следует из классического представления о волновом цуге? Будет ли интерференционная картина меняться при уменьшении интенсивности падающего света?

сравнению с расстоянием $2a$. Предположим, что измерения интенсивности выполняются с помощью фотозлемента. В этом случае интенсивность пропорциональна числу отсчетов фотозлемента.

40. Рассмотрим предсказания классической электромагнитной теории о распределении интенсивности справа от экрана. Из нашего предположения о малости ширины щели по сравнению с длиной волны следует, что если одна из щелей закрыта, то угловое распределение рассеянного другой щелью излучения является плавной функцией угла θ . Обозначим через A_0 амплитуду рассеянной волны при наличии лишь *одной* щели, верхней или нижней (см. рис. 39А). Амплитуда $A_0 = A_0(r, \theta)$ зависит от r и θ , и, воспользовавшись комплексным представлением, можно написать

$$A_0 = f(r, \theta) e^{-i\omega t}, \quad (40a)$$

где $f(r, \theta)$ определяет *пространственную* зависимость амплитуды.

В опыте, показанном на рис. 39А, дифрагировавшая волна на большом расстоянии от экрана является суммой двух волн от обеих щелей. Их амплитуды равны, но волна от нижней щели задержана по фазе на величину $(4\pi a/\lambda) \sin \theta$ относительно волны от верхней щели. Полная амплитуда равна

$$\begin{aligned} A &= f(r, \theta) \exp(-i\omega t) \left[\exp\left(i \frac{\omega a}{c} \sin \theta\right) + \exp\left(-i \frac{\omega a}{c} \sin \theta\right) \right] = \\ &= 2A_0 \cos\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right). \end{aligned} \quad (40b)$$

Интенсивность дифрагировавшего излучения пропорциональна квадрату модуля амплитуды, и соответственно

$$I(r, \theta) = |A|^2 = 4I_0(r, \theta) \cos^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right), \quad (40c)$$

где

$$I_0(r, \theta) = |A_0|^2 \quad (40d)$$

— интенсивность от одной щели. Таким образом, интенсивность $I(r, \theta)$ от двух щелей равна произведению интенсивности от одной щели на множитель $4\cos^2[(2\pi a/\lambda)\sin\theta]$, который возникает вследствие интерференции волн, посылаемых обеими щелями. Заметим, что если $4a/\lambda > 1$, то благодаря интерференции в некоторых направлениях интенсивность равна нулю. В других направлениях она в *четыре* раза больше интенсивности от одной щели. Нас интересует лишь интерференционный эффект, описываемый выражением (40c). Связь интенсивностей I и I_0 , заданная этим выражением, есть следствие классических волновых представлений.

41. Выше было показано, что фотон не может быть «расщеплен». На этом основании нам могло бы показаться, что классическое выражение (40c) неверно. Вот схема наших рассуждений: фотоны не могут быть расщеплены, поэтому фотон может пройти либо через одну, либо через другую щель. Допустим, что он прошел через верхнюю щель. В этом случае существование нижней щели не

может повлиять на дифракцию фотона и распределение интенсивностей от всех фотонов, прошедших через верхнюю щель, будет задано выражением $I_0(r, \theta)$. То же можно сказать и о фотонах, прошедших через нижнюю щель. Из всего можно сделать заключение, что полная интенсивность от обеих щелей должна быть равна

$$I^*(r, \theta) = 2I_0(r, \theta). \quad (41a)$$

Эта интенсивность обозначена через I^* , чтобы показать, что она получена в результате отказа от классических идей, которые привели нас к выражению (40с). Читатель должен заметить, что мы не утверждаем, что обсуждение вопроса о распределении фотона привело нас к выводу (41a); мы лишь хотели исследовать эту возможность.

42. Эксперимент самым определенным образом свидетельствует в пользу предсказания (40с), полученного на основе волновых представлений. Простой опыт дифракции на двух щелях является прототипом целого класса интерференционных опытов, к которым следует отнести опыты с дифракционными решетками и по дифракции рентгеновских лучей на кристаллах.

Согласно формуле (41a), волны, дифрагировавшие от обеих щелей, не интерферируют, и если это верно для эксперимента с двумя щелями, то никакой интерференции в опыте с дифракционными решетками или кристаллами наблюдаться также не будет.

Прежде чем отвергнуть формулу (41a) как совершенно неверную, подумаем, можно ли считать интерференцию, описываемую формулой (40с), результатом некоторого взаимодействия между несколькими фотонами. Если интенсивность источника света достаточно велика, то в каждый данный момент можно иметь дело с несколькими фотонами в пространстве щелей. Возникает вопрос: не является ли интерференция неким «многофотонным» эффектом? Такого рода рассуждения могут привести нас к предположению, что предсказание (41a) справедливо для крайне слабых источников света, когда фотоны проходят через систему по одному, а предсказание (40с) имеет силу для достаточно интенсивных источников. Другими словами: верно ли, что дифракционная картина меняется от (40с) к (41a) при уменьшении интенсивности источника?

На этот вопрос дается отрицательный ответ. Нет ни малейших указаний на то, что дифракционная картина при сколь угодно малом уменьшении интенсивности источника света изменяется. Не может быть сомнения, что вся совокупность дифракционных и интерференционных опытов подтверждает идеи, положенные в основу формулы (40с).

43. Опыт, непосредственно относящийся к этой проблеме, был выполнен Г. Тэйлором *) в 1909 г. Г. Тэйлор фотографировал дифракционную картину от иглы, освещаемой крайне слабым источ-

*) Taylor G. I., Interference Fringes with Feeble Light, Proc. Cambr. Phil. Soc. 15, 114 (1909).

ником света. В одном из его опытов время экспозиции было равно 2000 час., т. е. близко к 3 месяцам. В этом случае интенсивность настолько мала, что в области иглы в каждый данный момент находится очень малое число фотонов. Несмотря на это, дифракционная картина оказалась столь же ясной и резкой, как и в случае сильного источника света. Точный теоретический анализ опыта Тэйлора затруднителен (в частности, потому, что условия опыта описаны недостаточно подробно), и мы не будем им заниматься. Тем не менее несомненно, что в его опыте интенсивность света была столь мала, что если бы характер дифракционной картины менялся при уменьшении числа фотонов, то это было бы замечено. Как мы сказали, ни малейших следов такого явления обнаружено не было.

Необходимо подчеркнуть, что наша уверенность в том, что дифракционная картина возникает не от «взаимодействия» большого числа фотонов, покоится не на одних лишь опытах Тэйлора. Она опирается на большое число других интерференционных опытов, которые можно понять только на основе волновой теории, независимо от интенсивности излучения, с которой эти опыты выполнены.

44. Попытаемся теперь изложить основы простой теории, дающей возможность понять рассмотренные выше экспериментальные факты.

1) Почти монохроматическое излучение с частотой ω , испускаемое источником света, можно представлять себе состоящим из «пакетов излучения», которые мы называем фотонами.

2) Распространение фотонов в пространстве правильно описывается максвелловскими уравнениями классической электромагнитной теории. В этом описании каждый фотон считается классическим цугом волн, определенным двумя векторными полями $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, которые удовлетворяют уравнениям Максвелла с граничными условиями, вытекающими из рассматриваемой задачи. Волна, падающая на полупрозрачное зеркало или на экран с двумя щелями, действительно «расщепляется» на две волны, которые могут интерферировать друг с другом, как этого требует классическая теория.

3) Неправильно интерпретировать сумму квадратов амплитуд \mathbf{E} и \mathbf{B} как плотность энергии в пространстве, в котором движется фотон. От этой идеи, принадлежащей классической физике, необходимо отказаться. Вместо этого каждую величину, квадратично зависящую от амплитуды волны, следует интерпретировать как величину, пропорциональную вероятности какого-то процесса. Например, интеграл от суммы квадратов амплитуд \mathbf{E} и \mathbf{B} по некоторой конечной области пространства не равен энергии, вносимой фотоном в эту область. Он пропорционален вероятности обнаружить в этой области фотон, если мы попытаемся «поймать» его с помощью, например, фотоэлемента. Аналогично, вычисленный в классической теории поток излучения через щель в экране следует интерпретировать в новой теории как величину, пропор-

циональную вероятности того, что фотон будет обнаружен, если мы поместим непосредственно за щелью фотоэлемент.

4) Если где-то в пространстве мы зарегистрировали фотон (например, с помощью фотоэлемента), то энергия, переданная детектирующему устройству, всегда равна $\hbar\omega$. Поскольку вероятность обнаружить фотон пропорциональна сумме квадратов амплитуд E и B , то мы приходим к выводу, что классическая плотность энергии, проинтегрированная по области, равна произведению энергии фотона на вероятность нахождения фотона в этой области. Таким образом, в случае стационарного источника света, испускающего большое число фотонов, *средняя* энергия в данной области равна энергии, вычисленной по классической теории.

45. Итак, мы отказались от классической электромагнитной теории. Новые идеи заключаются в том, что величины, квадратично зависящие от амплитуд электромагнитного поля, интерпретируются как *вероятности*. Мы можем продолжать применять к распространению фотонов в пространстве уравнения Максвелла, но классически вычисляемые плотность энергии или ее поток интерпретируются нами по-новому — как *средние* значения, наблюдаемые с очень большим числом фотонов. Поэтому в тех опытах, где мы измеряем средние значения и не пытаемся наблюдать отдельные фотоны, классическая теория вполне справедлива. С другой стороны, при наблюдении отдельных фотонов, например с помощью фотоэлемента, становится очевидной ограниченность классической теории.

46. Рассмотрим теперь, как в свете новых идей объяснить наблюдаемые экспериментальные факты. Обратимся к примеру, обсуждавшемуся в п. 36. Там наблюдался фотоэффект на различных расстояниях от стационарного источника света. Предположим, что мы имеем дело с почти монохроматическим источником, испускающим в среднем N фотонов в секунду с частотой ω . Фотоэлемент расположен на фиксированном расстоянии от источника и связан со счетчиком так, что можно считать число фотонов, упавших на фотоэлемент.

Рассмотрим теперь фотон, испущенный источником. Его можно считать цугом волн конечной протяженности, распространяющимся по всем направлениям и несущим энергию, равную $\hbar\omega$. Пользуясь *классической* теорией, вычислим полный поток энергии E_c , который придет к фотоэлементу с нашим цугом волн. Эта энергия является малой частью, $q = E_c/\hbar\omega$, всей излученной энергии. Однако в нашей новой интерпретации величины, зависящие квадратично от амплитуды волны, определяют *вероятность* того, что фотон достигнет фотоэлемента. (Для простоты предположим, что эффективность нашего фотоэлемента равна 100%. В этом случае q равно вероятности срабатывания счетчика при испускании фотона источником.)

Невозможно предсказать, будет ли данный испущенный источником фотон зарегистрирован фотоэлементом, но можно утверждать, что вероятность регистрации равна q . Если счетчик сработал, то

фотоэлемент получил от источника количество энергии, равное $\hbar\omega$. Отсюда следует, что *средняя* мощность, перенесенная от стационарного источника к фотоэлементу, равна $W_{\phi} = qN\hbar\omega = NE_c$. Эта величина совпадает с предсказанной классической теорией.

Вычисленная классически величина E_c , конечно, пропорциональна $1/r^2$, где r — расстояние от источника до фотоэлемента. Отсюда следует, что и величина $q = E_c/\hbar\omega$ также пропорциональна $1/r^2$, а поскольку скорость счета фотоэлемента равна qN , то и эта

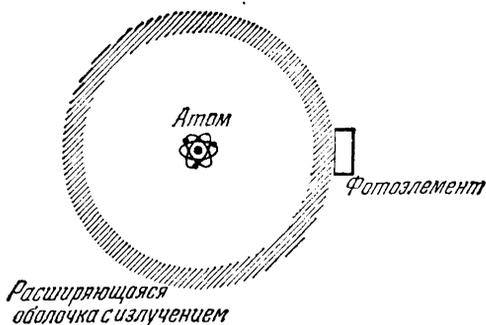


Рис. 47А. Атом в центре рисунка испустил свет год назад.

Соответственно радиус сферической оболочки, до которой дошло излучение, равен световому году. На таком же расстоянии (справа на рисунке) установлен фотоэлемент. Его срабатывание означает, что вся энергия волны внезапно сконцентрировалась на фотоэлементе. Почему это возможно? Каким образом энергия от противоположной части оболочки достигает фотоэлемента за время, меньшее чем два года? «Парадокс» исчезает, если мы откажемся от классической идеи, что плотность энергии пропорциональна квадрату амплитуды поля. В квантовой механике перенос энергии от атома к фотоэлементу управляется вероятностным законом и квадрат амплитуды поля интерпретируется как плотность вероятности.

величина также обратно пропорциональна квадрату расстояния, что совпадает с результатом наблюдений.

47. Многие находят в приведенных выше рассуждениях нечто парадоксальное. Вот их доводы. Допустим, что расстояние r очень велико, скажем равно световому году. Испущенный фотон распространился подобно сферической оболочке (рис. 47А). За то время, пока волна дойдет до детектора, ее энергия распределится в большой области в пространстве, например в сферической оболочке радиусом в световой год. Каким же образом эта энергия может внезапно сконцентрироваться на фотоэлементе? Чтобы энергия с «дальнего конца» оболочки дошла до фотоэлемента, должны пройти световые годы, иначе нарушается принцип, по которому никакой сигнал не может распространяться со скоростью, большей скорости света.

Ошибочность этого рассуждения связана с уверенностью в справедливости классического выражения для плотности энергии через значения электрического и магнитного поля. Не следует забывать, что вообще вся концепция электромагнитного поля в физике имеет целью описание взаимодействия *зарядов*. В томе II нашего курса *) мы показали, что это *удобная* концепция. Особенно

*) Парселл Э., Электричество и магнетизм, изд. «Наука», 1971.

удобно иногда *считать* (в макроскопических случаях), что энергия распределена в пространстве с плотностью, пропорциональной квадрату амплитуды поля. Однако, как было показано в томе II, не существует никаких физических фактов, позволяющих понимать эту концепцию буквально. Теперь мы знаем, что классическое выражение для плотности энергии относится к *среднему* значению этой плотности, которое мы наблюдаем для очень большого числа фотонов, но не описывает плотность энергии, связанную с одиночным фотоном.

Реальная проблема заключается в следующем: каковы законы, управляющие переносом энергии от атома в источнике света до электрона в детекторе? Именно это мы изучаем, и некоторые свойства новых законов мы уже обнаружили.

48. Вернемся к дифракционному опыту, рассмотренному в пп. 39—42 (см. рис. 39А, стр. 171). Предположим, что с помощью фотоэлемента мы наблюдаем фотоны в данном направлении θ . Измеряя скорость счета при разных углах θ , мы можем получить дифракционную картину. Допустим, что наш счетчик сработал.

Вопрос: через какую щель прошел фотон? *Ответ:* он прошел через *обе* щели — частично через щель U , частично через щель L .

Этот ответ вполне в духе нашей теории, принципы которой изложены в п. 44. Если бы объектом исследования был, скажем, бильярдный шар, движение которого определено законами классической механики, то подобный ответ был бы поразительным. Но мы имеем дело с фотонами, и такой ответ не удивителен; он попросту отвечает тому, что действительно происходит.

Вопрос: можно ли так устроить, чтобы *знать*, через какую щель прошел фотон? *Ответ:* да, и очень просто. Закроем щель U ; тогда мы знаем, что все зарегистрированные фотоны прошли через щель L . При этом, конечно, мы уже не увидим дифракции от двух щелей, а будем наблюдать дифракцию от одной щели. Читатель скажет, что это не отвечает на заданный вопрос. Проведем этот опыт с помощью более хитрого устройства, не прибегая к закрытию одной щели. Другими словами: мы хотим сохранить *в точности* дифракционную картину от двух щелей в том виде, в каком она существовала до хитрого устройства, но тем не менее иметь возможность указать щель, через которую прошел данный фотон. Можно ли это сделать?

Допустим, что это возможно. Тогда мы могли бы просто отбросить все отсчеты, при которых фотон прошел через щель U , и построить дифракционную картину по остальным отсчетам, отвечающим прохождению фотонов через щель L . Что представляла бы собой такая картина? Она должна была бы соответствовать дифракции от одной щели, ибо мы уверены, что «через щель U ничего не прошло», а это равносильно закрытию этой щели. *Все* сказанное справедливо и для другой щели. *Все* отсчеты, рассмотренные совместно, дали бы картину, рассмотренную в п. 41, т. е. она совпадала бы с тем, что мы действительно наблюдаем в случае дифракции от

двух щелей. Итак, в опыте, где мы наблюдаем дифракцию от двух щелей, мы не можем указать, через какую щель прошел фотон. Такая дифракционная картина может возникнуть лишь в том случае, если фотон проходит через обе щели, и вопрос о том, через какую именно щель прошел фотон, *не имеет смысла*.

49. Мы узнали много интересного о свойствах фотона. Изложенная в п. 44 простая теория представляет собой лишь первое приближение к квантовомеханической теории электромагнитного излучения. Но сказали мы не все. Мы ничего не сказали, в частности, о процессе, происходящем с участием нескольких фотонов. Цель этой главы — лишь в простой и предварительной формулировке квантовомеханических идей, достаточной, однако, для понимания основных опытов с фотонами. Этой цели мы достигли. Суть изложенной теории в том, что *амплитуда* волны, связанной с фотоном, рассматривается в рамках классической электромагнитной теории, тогда как все величины, квадратично зависящие от амплитуды, интерпретируются через вероятности. Фотон может быть «расщеплен» в том смысле, что волну можно разложить с помощью полупрозрачных зеркал или других устройств на две или большее число частей, как это происходит в классической теории. Однако мы не можем с помощью, например, фотоэлемента зарегистрировать часть почти монохроматического фотона с частотой ω , несущего энергию $\hbar\omega$, и в этом смысле фотон «нерасщепим». Эти идеи представляют собой очевидный отказ от идей классической электромагнитной теории. Было бы, однако, преувеличением утверждать, что мы *полностью* отказались от классической теории. Скорее мы обнаружили ее ограниченность.

Мы хотим подчеркнуть, что в обсуждавшихся экспериментальных фактах нет ничего парадоксального или таинственного. Обнаруживаемые в опыте свойства природы, естественно, поражают нас, но причина этого в предвзятых идеях, на которых мы воспитаны. Нам кажется, что мы знаем, что должно происходить, и бываем обескуражены, когда действительность обманывает наши ожидания. Следует, однако, привыкнуть принимать вещи такими, какие они есть, и видеть задачу теории в простом и согласованном описании явлений.

Читатель должен понимать, что теоретические идеи этой главы возникли из анализа экспериментальных фактов. Зная результат одного опыта, мы не могли бы с помощью одной лишь логики предсказать результат другого. Возможно, в некоторых случаях нам помогла бы *догадка*, но это другой вопрос. Вряд ли можно указать причины, по которым дело происходит именно так, как описано в этой главе. Вполне могло бы случиться, что расщепленный фотон существовал бы или что дифракционная картина меняла бы свой вид при уменьшении интенсивности света.

50. В заключение главы мы обращаем внимание читателя на замечательное теоретическое значение и познавательную ценность «оптического набора», состоящего из фотоэлементов, электронных

счетных схем, дифракционных решеток, монохроматических источников света и некоторых других стандартных оптических устройств. Такой набор дает возможность изучить много фундаментальных вещей.

Задачи

1. Ядро или атом с массой M_i испускает фотон. Конечное ядро (образовавшееся после испускания фотона) имеет массу M_f . Испущенный фотон наблюдается в системе координат, где начальное ядро покоилось; пусть частота фотона равна ω . Введем частоту $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/\hbar$.

а) Покажите, что

$$\omega = \frac{M_i + M_f}{2M_i} \omega_0 = \omega_0 \left[1 - \frac{\omega_0 \hbar}{2M_i c^2} \right].$$

б) Вычислите $(\omega_0 - \omega)/\omega$ для желтой линии натрия и для γ -линии 113 кэВ, испускаемой изотопом гафния ${}_{72}\text{Hf}^{177}$.

Приведенная формула описывает эффект отдачи при испускании фотона. Фотон всегда имеет меньшую частоту, чем та, которую он должен был бы иметь при бесконечно тяжелом ядре M_f . Для оптических фотонов, испускаемых атомом, эффект крайне мал.

2. Рассмотрим процесс, обратный обсуждавшемуся в задаче 1. Атом или ядро с массой M_f , находящееся в покое в лабораторной системе координат, поглощает фотон с частотой ω . Конечная масса атома (или ядра) равна M_i . Опять положим $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/\hbar$. Получите соотношение между ω , ω_0 , M_i и M_f . Заметьте, что при малых относительных изменениях массы частота ω очень близка к ω_0 .

3. Определите по графику рис. 23А (стр. 161) отношение h/e с точностью, допускаемой точностью графика. (Скорость света считайте известной.)

4. Рассмотрите кривые Комптона на рис. 20А (стр. 158). Абсцисса графика приблизительно пропорциональна длине волны. Воспользовавшись третьим графиком, постарайтесь предсказать смещение максимумов для второго и четвертого графиков. Сравните предсказанное смещение с кривыми.

5. Рассмотрите графики рис. 16А (стр. 155). Можно заметить, что абсцисса выражена в двух шкалах — скорости и частоты. Энергия γ -квантов, испускаемых возбужденным ядром Fe^{57} , равна 14,4 кэВ. Можете ли вы, зная это, составить соотношение скорости и частоты для обеих шкал?

6. Обратите внимание на замечательную особенность рис. 16А (стр. 155). Эффект отдачи, о котором говорилось в задаче 2, отсутствует. Это явление известно как эффект Мёссбауэра (по имени открывшего его ученого)*. Можете ли вы дать какое-нибудь объяснение этому явлению? Поразмыслив об этом, поройтесь в литературе; это интересное явление.

7. Гамма-лучи с длиной волны 0,710 Å рассеиваются тонкой алюминиевой фольгой. Рассеянное излучение наблюдается под углом 60° к направлению пучка. Какую длину волны вы ожидаете?

8. Предположим, что при аннигиляции электронно-позитронной пары образовались три γ -кванта. Если мы наблюдаем их в системе покоя электронно-позитронной пары (мы предполагаем, что аннигиляция происходит тогда, когда электрон и позитрон находятся почти в покое), то чему равны возможные значения энергии фотона?

9. Фотоны падают нормально к поверхности раздела из вакуума в однородную диэлектрическую среду с показателем преломления n .

*) Mössbauer R. L., Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in Ir^{191} , Zs. f. Phys. 151, 124 (1958). (Перевод этой статьи см. в книге: Фрауэнфельдер Г., Эффект Мёссбауэра, Атомиздат, 1964.)

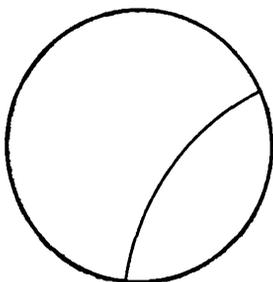
Мёссбауэр Р. Л., Резонансное ядерное поглощение γ -квантов в твердых телах, УФН 72, 658 (1960).

а) Какова частота и энергия фотона в диэлектрике?

б) Можно ли приписать фотону импульс в диэлектрике? Если да, то напишите выражение для импульса. Как он связан с длиной волны и чему равна длина волны в диэлектрике?

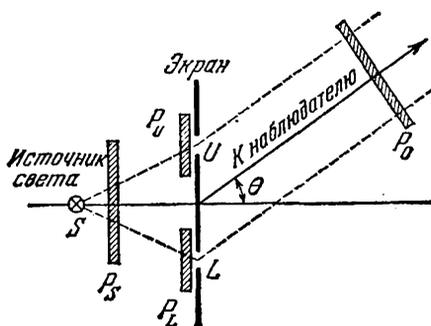
10. Заряженная частица, движущаяся в вакууме с постоянной скоростью не испускает электромагнитного излучения (фотонов). Такое излучение запрещено, законами сохранения энергии и импульса. Будет ли заряженная частица, движущаяся в диэлектрике с постоянной скоростью, большей скорости света в диэлектрике, излучать фотоны? Оказывается, что это возможно, и такое излучение называется излучением Черенкова. (Здесь нас интересует только баланс энергии и импульса, а не детальный «механизм» явления.) Фотоны испускаются под определенным углом к направлению движения частицы. Определите этот угол, если показатель преломления среды равен 1,5, частица является пионом с энергией 5 *Бэв* и фотон находится в оптической области. Детекторы заряженных частиц, основанные на регистрации черенковского излучения, широко используются в физике высоких энергий.

11. а) Если заряженная частица движется в плоскости, перпендикулярной направлению однородного магнитного поля, то ее траектория



К задаче 11. Схема снимка, полученного в камере Вильсона.

Заряженная частица движется в магнитном поле, направленном из плоскости рисунка. Принадлежит ли этот след позитрону? В каком направлении он движется? Может ли этот след принадлежать электрону, движущемуся в противоположном направлении? Почему Андерсон был уверен в том, что след на его снимке (см. рис. 26А, стр. 163) создан позитроном, а не электроном?



К задаче 12. Уточнение рис. 39А, стр. 171.

Полярирующие фильтры расположены следующим образом: P_S — перед источником, P_U и P_L — перед верхней и нижней щелями, P_O — перед наблюдателем. Какого рода полосы будут наблюдаться при различном наборе фильтров?

представляет собой окружность. Предположив, что частица имеет элементарный заряд, покажите, что импульс частицы пропорционален произведению $B r$ (где B — величина поля, а r — радиус траектории). Найдите постоянный множитель, который позволяет выразить импульс в *Мэв/c*, а величину $B r$ в *гс·см* (c — скорость света).

б) Анализируя свой снимок, полученный в камере Вильсона (см. рис. 26А, стр. 163), Андерсон определил энергию позитрона, зная магнитное поле и кривизну траектории. Импульсы, измеренные им для двух частей траектории, оказались равны $B r = 2,1 \cdot 10^5$ *гс·см* и $B r = 7,5 \cdot 10^4$ *гс·см*. Покажите, что соответствующие энергии равны 63 и 23 *Мэв*.

в) Можно ли по фотографии следа частицы в камере Вильсона, показанной на рисунке к этой задаче, определить знак заряда и направление движения частицы?

Как Андерсон понял, что частица на его снимке (см. рис. 26А) представляет собой позитрон, а не электрон, движущийся в обратном направлении?

г) На рис. 26А магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Как оно направлено: на нас или от нас?

Обратитесь к работе Андерсона [Phys. Rev. 43, 491 (1933)], чтобы понять, почему он отверг возможность, что след на полученной им фотографии принадлежит протону?

12. Рассмотрим более чистый вариант опыта с дифракцией на двух щелях, обсуждавшегося в пп. 39—42 (см. рисунок к этой задаче, стр. 180). Рассмотрим поляризационные фильтры перед щелями, перед источником света и перед наблюдателем. Задача заключается в том, чтобы найти выражение для интенсивности, аналогичное уравнению (40с), при различных комбинациях фильтров. Предположим, что источник испускает неполяризованный свет и что щели нечувствительны к состоянию поляризации проходящего света. Рассмотрим следующие случаи:

Поляризация			
P_S	P_U	P_L	P_O
отсутствует отсутствует круговая круговая	отсутствует горизонтальная горизонтальная горизонтальная	горизонтальная вертикальная горизонтальная вертикальная	отсутствует отсутствует круговая отсутствует

В этой таблице «горизонтальная» и «вертикальная» поляризации обозначают, что фильтр пропускает свет, поляризованный соответственно в горизонтальном или вертикальном направлениях; «круговая» — фильтр, пропускает левополяризованный свет.

Дополнительная литература

Эйнштейн А., К квантовой теории излучения, УФН 86, 371 (1965).

Де Бройль Л., Волны и кванты, УФН 178 (1967).

Фейнман Р., Характер физических законов, изд. «Мир», 1968.

Сегре Э., Виганд К., Антипротон, «Над чем думают физики», вып. 2, стр. 53 (1963).

ГЛАВА 5

МАТЕРИАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Волны де Бройля

1. В этой главе мы изучаем свойства материальных частиц, т. е. частиц с ненулевой массой покоя. К таким частицам относятся, например, электроны, протоны, нейтроны, мезоны, молекулы и т. д.

Материальные частицы обладают волновыми свойствами. Это простой экспериментальный факт, широко известный в настоящее время. Вспомним, однако, что в свое время волновые свойства электрона оказались большой неожиданностью. Причина удивления кроется в том, что физики привыкли считать электрон во всем подобным классической частице. Ранние опыты с электронами не противоречили такой модели, и до 1927 г. не было ясных экспериментальных указаний на волновые свойства электрона.

Волновые свойства фотона были открыты раньше, чем его корпускулярные свойства. Изучение электрона шло в обратном порядке. Такая историческая последовательность привела к тому, что у неспециалистов стало почти всеобщим представление, что свет состоит из волн, а электроны являются частицами. Картина эта неполная. В будущем, несомненно, станет общеизвестным, что фотоны, электроны и вообще *все* частицы похожи друг на друга в том смысле, что обладают *некоторыми* свойствами волн и *некоторыми* свойствами корпускул.

2. Интересно проследить предсказание и экспериментальное обнаружение волновых свойств вещества, ибо это было великим открытием в физике. В первой части главы мы будем почти точно руководствоваться исторической последовательностью событий и просим читателя забыть все, что ему уже известно о волновых свойствах частиц. Вернемся к ситуации, существовавшей примерно в 1923 г. В то время уже было достаточно много известно о корпускулярных свойствах электрона, но его волновые свойства были неизвестны. Однако тот факт, что фотон обладает некоторыми корпускулярными свойствами, был известен.

Нам предстоит выяснить, может ли материальная частица, например электрон, иметь волновые свойства. Для ответа на этот

вопрос следует обратиться к опыту, но предварительно мы рассмотрим некоторые теоретические идеи.

3. Желание связать в одном объекте свойства волны и частицы может казаться очень странным. Мы не утверждаем, что можем логически *доказать* такую возможность. Существуют, однако, некоторые оптические аналогии, к которым мы можем обратиться.

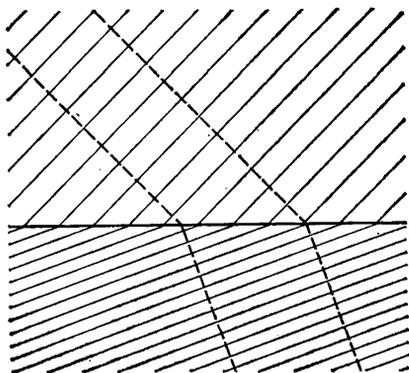


Рис. 3А. Преломление плоской волны на границе раздела двух однородных сред с различными показателями преломления.

Волновые фронты, т. е. поверхности постоянной фазы, представляют собой плоскости. Эти плоскости показаны тонкими линиями. Пунктиром показаны лучи. Они перпендикулярны волновым фронтам. Можно считать, что они отвечают траекториям фотонов. Данному семейству волновых фронтов соответствует множество траекторий, из которых на рисунке показаны две. Волна частично отражается, но отраженная волна не показана, чтобы не загромождать рисунок.

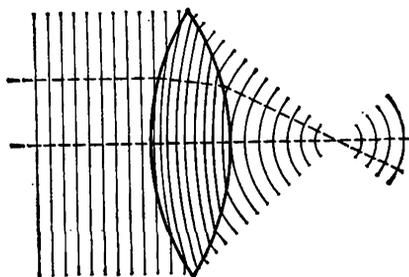


Рис. 3В. Этот рисунок аналогичен предыдущему и служит для иллюстрации рассуждений, приведенных в п. 3.

Слева на линзу падает плоская волна. Два луча (или две траектории фотонов) пересекаются в фокусе. Системе волновых фронтов соответствует множество траекторий. Можно обнаружить некоторые несовершенства. Они не связаны с ошибками черчения и означают, что идеальной линзы не существует. Рисунок справедлив лишь для параксиальной области, т. е. для лучей, находящихся в непосредственной близости от оси. На различных поверхностях, разумеется, происходят отражения. Они на рисунке не показаны.

Рассмотрим прохождение света через некоторый оптический прибор. В принципе мы можем понять его свойства, решив уравнения Максвелла с подходящими граничными условиями. Они позволяют описать распространение волн от источника света до его изображения. Но имеется более простой способ рассмотрения свойств оптических приборов — метод лучевой, или геометрической, оптики. Основываясь на точных волновых уравнениях, можно показать, что этот метод дает *приближенное* решение. Мы рассматриваем прохождение через прибор *светового* луча, который можно считать траекторией фотона. Какова связь этого луча с волной? В каждой своей точке луч перпендикулярен фронту волны; в достаточно малой области пространства волна является приближенно плоской волной, и проходящий через эту область луч перпендикулярен плоскости постоянной фазы. Такое рассуждение позволяет связать частицу и волну. Именно эту оптическую аналогию мы намерены

использовать для формулировки волновой теории материальных частиц.

Соответствующие идеи были высказаны впервые Луи де Бройлем в 1923 г.*). Мы должны отдать дань удивления и восхищения его интеллектуальной смелости.

4. Последуем за де Бройлем и допустим, что с каждой движущейся частицей связана волна. Пусть внешние силы отсутствуют и частица движется равномерно. Обозначим энергию частицы E , импульс p и массу m .

Если с такой частицей связана волна, можно ожидать, что она будет перемещаться в том же направлении, что и сама частица. Представим нашу волну комплексной волновой функцией:

$$\psi(\mathbf{x}, t) = A \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - i\omega t), \quad (4a)$$

где A — постоянная амплитуда волны; \mathbf{k} — волновой вектор; ω — частота. Наша задача — попытаться угадать связь между параметрами \mathbf{k} и ω , характеризующими волну, и параметрами p , E и m , характеризующими частицу.

Волна, описываемая волновой функцией $\psi(\mathbf{x}, t)$, является плоской. Уравнение плоскости постоянной фазы имеет вид $(\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - \omega t) = \text{const}$. Эта плоскость, а значит и волна, распространяется с *фазовой скоростью*

$$\mathbf{v}_f = \frac{\omega \mathbf{k}}{k^2}. \quad (4b)$$

На первый взгляд фазовую скорость \mathbf{v}_f хотелось бы приравнять скорости частицы $\mathbf{v} = p\mathbf{c}^2/E$, но, подумав, мы должны сказать, что скорость частицы разумнее отождествить с *групповой скоростью*. Именно эта величина дает скорость распространения в пространстве сигнала или энергии, и тем самым мы рассматриваем частицу как «сгусток», или «пакет», энергии.

5. В томе III этого курса**) мы получили следующее выражение для групповой скорости волнового пакета:

$$\frac{1}{v} = \frac{dk}{d\omega}, \quad \text{или} \quad v = \frac{d\omega}{dv} \frac{dv}{dk}. \quad (5a)$$

Мы думаем, что групповая скорость v может быть скоростью частицы. Чтобы продвинуться дальше, нужно угадать зависимость частоты ω от p и E . Допустим, что зависимость $E = \hbar\omega$, справедливая для фотонов, годится и для материальных частиц. Тогда

$$\hbar\omega = E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (5b)$$

*) De Broglie L. V., Ondes et quanta, C. R. 177, 507 (1923); A Tentative Theory of Light Quanta, Phil. Mag. 47, 446 (1924); Recherches sur la théorie des quanta, Ann. de Phys. 3, 22 (1925).

**) Крауфорд Ф., Волны и колебания, изд. «Наука», 1974, гл. 3.

Подставляя это выражение во второе равенство (5а), получаем

$$\frac{dk}{dv} = \frac{1}{v} \frac{d\omega}{dv} = \frac{m}{\hbar} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/2}. \quad (5c)$$

Интегрируя это уравнение в предположении, что $k = 0$, если $v = 0$, имеем

$$\hbar k = \frac{mv}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = p, \quad (5d)$$

или в векторной форме

$$\hbar \mathbf{k} = \mathbf{p}. \quad (5e)$$

Именно это выражение было предложено де Бройлем.

6. Чтобы получить выражение $\hbar \mathbf{k} = \mathbf{p}$, мы сделали несколько сомнительное предположение, выраженное левой частью уравнения (5b). Зададимся вопросом: можно ли получить тот же результат, не прибегая к такому предположению, а исходя из общих требований релятивистской инвариантности? Используем эту возможность и убедимся, что уравнения (5b) и (5d) согласуются со специальной теорией относительности.

Прежде всего следует выяснить, как меняются величины \mathbf{k} и ω при преобразованиях Лоренца. Допустим, что в *нештрихованной системе* волновая функция $\psi(\mathbf{x}, t)$ задана выражением (4а). Эта же волна в *штрихованной системе*, движущейся со скоростью \mathbf{v} относительно нештрихованной системы, будет иметь вид

$$\psi'(\mathbf{x}', t') = A' \exp(i\mathbf{x}' \cdot \mathbf{k}' - i\omega' t'), \quad (6a)$$

где A' — постоянная амплитуда, которая может быть и не равна A .

Допустим, что штрихованная система является *системой покоя* нашей частицы. В этой системе $\mathbf{k}' = 0$, $\mathbf{p}' = 0$ и $E' = mc^2$. Если предположить, далее, что выражение (5b) справедливо для системы покоя, то получим $\omega' = mc^2/\hbar$.

7. Фаза волны в данной системе определена выражением $(\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - \omega t)$, и мы допустим, что эта величина является *инвариантом*: если в штрихованной системе в точке \mathbf{x}' в момент времени t' фаза имеет данное значение, то она сохранит его в соответствующей точке \mathbf{x} и в соответствующий момент времени t нештрихованной системы. Это предположение следует из периодической структуры волны. Если фаза двух пространственно-временных точек отличается на целое число 2π в *одной* системе координат, то фазы той же волны должны отличаться на то же число 2π в *любой* системе координат. Отсюда следует, что фазы в штрихованной и нештрихованной системах могут лишь отличаться на постоянную величину. Эта величина может быть включена в отношение A/A' , и, таким образом, *инвариантом* становится сама фаза. Сделав это предположение и выбрав штрихованную систему координат в качестве системы покоя частицы, получаем

$$\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - \omega t = -\omega' t' = -\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) t'. \quad (7a)$$

Величину t' можно выразить через \mathbf{x} и t , а скорость — через \mathbf{v} , с которой нештрихованная система движется относительно штрихованной. Связь между этими величинами дается преобразованием Лоренца, рассмотренным в томе I нашего курса *):

$$t' = \frac{t - (\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})/c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (7b)$$

Подставляя это выражение в (7a), получаем

$$\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - \omega t = \frac{(mc^2/\hbar) ((\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})/c^2 - 1)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (7c)$$

Полученное равенство справедливо для любых \mathbf{x} и t . Поэтому

$$\omega = \frac{(mc^2/\hbar)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad (7d)$$

$$\mathbf{k} = \frac{(m\mathbf{v}/\hbar)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (7e)$$

С другой стороны, \mathbf{v} есть скорость частицы в нештрихованной системе координат, так как в штрихованной системе частица покоится. Таким образом, энергия E и импульс \mathbf{p} частицы в нештрихованной системе равны

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad \mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (7f)$$

Объединяя выражения (7d) — (7f), имеем

$$E = \hbar\omega, \quad \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}. \quad (7g)$$

Мы подтвердили формулу (5e) и видим, что выражение (5b), введенное нами в качестве догадки, справедливо в общем случае, если оно справедливо в системе покоя. Наш ход рассуждений показал, что соотношения (7g) находятся в согласии со специальной теорией относительности. Действительно, мы получили их, исходя из требования релятивистской инвариантности фазы.

8. Следуя за идеями де Бройля, мы пришли к гипотезе, что с движущейся частицей связана волна, характеризующаяся волновым вектором \mathbf{k} , который определяется импульсом частицы: $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Таким образом, длина волны, связанная с частицей, определяется выражением

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi}{k}. \quad (8a)$$

Это выражение известно под названием *длины волны де Бройля* для материальной частицы. Заметим, что оно справедливо и для фотона.

*) Киттель Ч., Найт У., Рудерман М., Механика, изд. «Наука», 1971, гл. 11.

Чтобы выяснить, как длина волны де Бройля зависит от параметров движущейся частицы, запишем выражение (8а) в виде

$$\lambda = \left(\frac{h}{mc} \right) \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{v/c}. \quad (8b)$$

Мы видим, что λ уменьшается с возрастанием скорости v . При данной скорости v длина волны обратно пропорциональна массе частицы m .

9. Если E означает полную энергию частицы, то

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} = \frac{hc/E}{\sqrt{1 - (mc^2/E)^2}}. \quad (9a)$$

Это выражение показывает, что при данном m длина волны λ уменьшается с возрастанием энергии E . При заданной полной энергии E длина волны λ растет с ростом массы m . При данной энергии наименьшую длину волны де Бройля имеет безмассовая частица:

$$\lambda = \frac{hc}{E}. \quad (9b)$$

Поскольку это выражение следует из (9а) при $(mc^2)/E = 0$, оно приближенно справедливо в крайнем релятивистском пределе, когда скорость частицы v очень близка к c , или, иначе говоря, когда полная энергия частицы много больше энергии покоя.

Если T — кинетическая энергия частицы, то

$$E = T + mc^2. \quad (9c)$$

Подставляя это выражение для E в (9а), получаем

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2mc^2)}} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \frac{1}{\sqrt{1 + T/(2mc^2)}}. \quad (9d)$$

При данной массе покоя m длина волны λ уменьшается с возрастанием кинетической энергии T . При заданной кинетической энергии T длина волны λ уменьшается при увеличении массы m .

В предельном случае, когда скорость частицы очень мала по сравнению с c , отношение T/mc^2 становится очень мало. Полагая в выражении (9d) это отношение равным нулю, получаем следующее выражение для длины волны в нерелятивистском приближении:

$$\lambda \approx \frac{h}{\sqrt{2mT}} \approx \frac{h}{mv}. \quad (9e)$$

Мы могли бы, конечно, получить его и непосредственно из (8а).

10. Теперь следует выяснить, в какой степени идея де Бройля о существовании волн материи согласуется с опытом. Прежде нам следует убедиться в том, что эта идея не противоречит установленным понятиям макроскопической физики.

Рассмотрим частицу, которая мала с макроскопической точки зрения. Допустим, например, что масса частицы m равна 10^{-5} г, или 10 мкг, и что частица движется со скоростью $v = 1$ см/сек.

Воспользовавшись нерелятивистским приближением (9с), получим, что в этом случае длина волны де Бройля $\lambda \cong 6,6 \cdot 10^{-22}$ см. Это невероятно малая величина. Ее малостью объясняется то, что волны материи (если таковые существуют) не проявляются в макроскопических явлениях — просто эти волны слишком малы, чтобы их можно было наблюдать. Чтобы понять, в чем тут дело, необходимо вернуться к оптической аналогии. Приближение лучевой, или геометрической, оптики оказывается тем более точным, чем меньше отношение длины волны света к характерным размерам оптического прибора. Чтобы волновые свойства света как-то проявились в оптическом приборе, мы должны создать такие условия, при которых какой-нибудь геометрический параметр прибора окажется сравнимым с длиной волны. Только в этом случае мы обнаружим отклонение от законов геометрической оптики, которое проявится в виде интерференционных или дифракционных эффектов. Аналогичным образом, чтобы обнаружить существование волн материи, мы должны иметь какой-то прибор, геометрические параметры которого сравнимы с длиной волны. Более конкретно, мы должны иметь какую-то специальную решетку, с помощью которой можно было бы обнаружить дифракцию волн материи.

11. Анализ формулы (8б) показывает, что если мы хотим иметь большую длину волны, нам следует воспользоваться наиболее легкими частицами, а именно электронами, движущимися с возможно меньшей скоростью. В этом случае для вычисления длины волны достаточно хорошо нерелятивистское приближение (9е). Переписав это выражение для частицы с массой электрона и кинетической энергией T , получим

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \sqrt{\frac{150,4 \text{ эв}}{T}} \text{ \AA}. \quad (11a)$$

Таким образом, длина волны равна $1 \text{ \AA} = 10^{-8}$ см, если кинетическая энергия электрона равна 150,4 эв. Тот же порядок величины имеет постоянная кристаллической решетки. Поэтому, подобно тому, как в случае рентгеновских лучей, кристаллическая структура может быть подходящей решеткой для волн материи.

Первые опыты такого рода были выполнены К. Дэвиссоном и Л. Джермером и независимо Г. Томсоном в 1927 г.*). В опытах Дэвиссона и Джермера изучалось отражение электронов от поверхности кристалла, тогда как Томсон наблюдал прохождение электронов через тонкие кристаллические пленки.

12. Рассмотрим подробно опыт Дэвиссона и Джермера. Схема их опыта показана на рис. 12А.

*) Davisson C. J., Germer L. H., Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel, Phys. Rev. 30, 705 (1927).

Thomson G. P., Experiments on the Diffraction of Cathode Rays, Proc. Roy. Soc. (London) 117A (1928); The Diffraction of Cathode Rays by Thin Films of Platinum, Nature 120, 802 (1927).

Мы приведем собственные высказывания Дэвиссона об истории их открытия, взятые из Нобелевской лекции, прочитанной им в Стокгольме в 1937 г. (Дэвиссон и Томсон разделили Нобелевскую премию 1937 г. за открытие дифракции электронов.) Приведенная ниже цитата дает представление о том, что экспериментальная ситуация в 1927 г. не была столь ясной, какой она нам представляется сейчас, когда мы оглядываемся назад. После предварительного обсуждения гипотезы де Бройля Дэвиссон продолжает:

«Из теории следует, что пучки электронов, подобно пучкам света, обладают волновыми свойствами. Рассеиваясь на подходящей решетке, они должны дать дифракционную картину. Об этой интересной возможности не было указано никем из ведущих теоретиков. Первым обратил на нее внимание Элзассер, который отметил в 1925 г., что наблюдение дифракции доказало бы физическое существование электронных волн. Этим завершаются предварительные этапы открытия дифракции электронов.

Мне приятно отметить, что опыты в Нью-Йорке, окончившиеся открытием дифракции электронов, были начаты еще до получения замечаний Элзассера, вскоре после того, как оттиск работы де Бройля попал в Америку. Для истинной истории этого открытия характерен недостаток проницательности и избыток везения. Начало наших исследований нужно отнести к 1919 г., когда мы случайно обнаружили, что верхний предел энергетического спектра при вторичной электронной эмиссии совпадает с энергией первичных электронов, даже если они ускорены до сотен вольт. Это было объяснено упругим рассеянием электронов в металле.

С этого началось изучение углового распределения электронов, испытавших упругое рассеяние. И здесь опять вмешался случай: совершенно неожиданно мы обнаружили, что интенсивность упругого рассеяния зависит от ориентации рассеивающего кристалла. Так мы, совершенно естественно, перешли к изучению упругого рассеяния в заданном направлении. Начало этой фазы работы относится к 1925 г., т. е. она началась через год после появления работы де Бройля и всего за год до начала быстрого развития волновой механики. Таким образом, нью-йоркские опыты в своем начале не были проверкой волновой механики. Они приобрели такой характер лишь летом 1926 г., после того, как я обсудил их в Англии с Ричардсоном, Борном, Франком и другими.

Поиск дифрагировавшего пучка был начат осенью 1926 г., но найден он был не раньше начала следующего года. Сначала был обнаружен один пучок, затем, очень скоро, двадцать других. В девятнадцати случаях они были использованы для проверки связи между длиной волны и импульсом частицы. В каждом случае формула де Бройля $\lambda = h/p$ была подтверждена с точностью до ошибки опыта.

Я кратко напомним схему опыта. Пучок электронов заданной скорости был направлен на грань (111) кристалла никеля (см. рис. 12А). Коллектор позволял

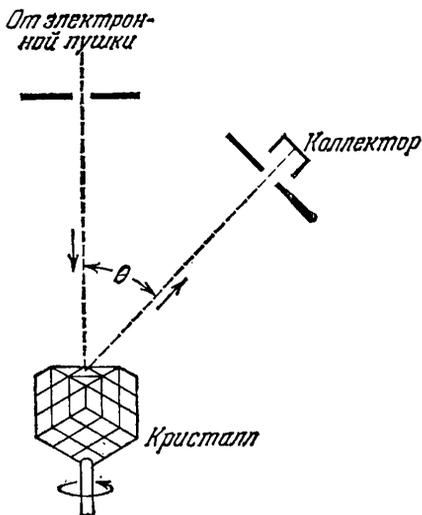


Рис. 12А. Схема дифракции электронов от поверхности кристалла.

Для электронов фиксированной энергии интенсивность упруго рассеянного пучка зависит от угла наблюдения θ .

регистрировать лишь упруго рассеянные электроны или очень близкие к ним по энергии. Он мог поворачиваться по дуге вокруг кристалла. Сам кристалл можно было вращать вокруг направления первичного пучка. Таким образом можно было измерять интенсивность упругого рассеяния в любом направлении вперед от кристалла, за исключением направлений, лежащих в пределах углов от 10 до 15°.

13. В этих опытах для создания электронного пучка служила так называемая электронная пушка, в которой электроны ускорялись до нужной энергии, близкой к 50 эв. Кристалл, разумеется, находился в вакууме. Пучок падал перпендикулярно к определенной плоскости кристалла, обозначаемой символом (111). В этой

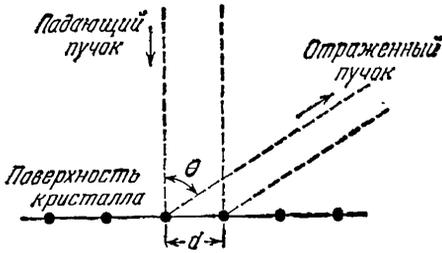


Рис. 13А. Линейная последовательность атомов, расположенных с периодом d .

Каждую точку можно считать проекцией атомов, расположенных на линии, перпендикулярной плоскости рисунка. Дифракционные максимумы возникают в направлениях, для которых $d \sin \theta$ равно целому числу полувольт.

плоскости атомы, расположенные на поверхности кристалла, образуют регулярную решетку. Чтобы понять идею опыта, начнем с рассмотрения простой одномерной модели, схематически показанной на рис. 13А. (Общая теория будет изложена немного позже.) Падающая волна рассеивается

каждым атомом указанной последовательности. В некоторых направлениях дифрагировавшие от каждого атома волны усиливают друг друга,

в других они друг друга гасят. Условие конструктивной интерференции (когда дифрагировавшие волны усиливают друг друга) заключается в том, чтобы разность расстояний от различных атомов до точки наблюдения была равна целому числу длин волн. Если допустить, что точка наблюдения находится очень далеко, то из рис. 13А видно, что конструктивная интерференция будет происходить, если

$$d \sin \theta = n\lambda, \quad (13a)$$

где n — целое число. Это равенство просто означает, что разность хода от двух соседних атомов до точки наблюдения должна быть равна целому числу длин волн. Таким образом, в направлениях θ , удовлетворяющих условию (13а), следует ожидать дифракционных максимумов. Мы предполагаем, что постоянная решетки d известна. Она может быть измерена другими методами, например по дифракции рентгеновских лучей. Нашу простую теорию легко применить и к случаю двухмерной решетки, если представить себе, что каждая точка рис. 13А соответствует ряду атомов, расположенных в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка.

Приведем типичные экспериментальные данные: $d = 2,15 \cdot 10^{-8}$ см, $E = 54$ эв, максимум интенсивности наблюдается под углом $\theta = 50^\circ$. Для $n = 1$ наблюдаемому значению θ соответствует длина волны $1,65 \text{ \AA}$, а длина волны, вычисленная по формуле (11а), равна $1,67 \text{ \AA}$;

это хорошее согласие, если иметь в виду ошибки измерения. Дэвиссон наблюдал также максимумы более высокого порядка, соответствующие $n > 1$, и их положение оказалось в согласии с предсказанием теории.

14. Метод, использованный Томсоном, аналогичен так называемому методу Дебая — Шерера в дифракции рентгеновских лучей. Хорошо коллимированный и монохроматический пучок электронов или рентгеновских лучей рассеивается мишенью, состоящей из очень большого числа небольших, случайно ориентированных микрокристаллов. Теория предсказывает, что дифрагировавшие волны будут распространяться по поверхности круговых конусов, ось которых совпадает с направлением первичного пучка (рис. 14А). Если регистрировать рассеянное излучение с помощью фотопластины, расположенной перпендикулярно направлению падения первичного пучка, то мы обнаружим на ней последовательность концентрических окружностей. Расположение этих окружностей определяется структурой кристалла и длиной волны. Если последняя известна, то метод Дебая — Шерера позволяет определить геометрию кристаллической решетки.

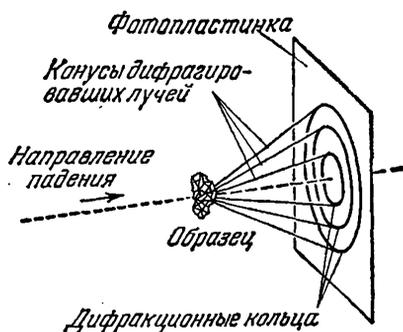


Рис. 14А. Дифракция рентгеновских лучей или электронов от мишени (конгломерат небольших, случайно ориентированных кристаллов).

Дифрагировавшие лучи лежат на поверхности конусов, раствор которых зависит от структуры кристалла и длины волны падающего на мишень излучения. Фотографии, показанные на рис. 14В, 14С, 22А и 22С, получены этим методом. При дифракции электронов мишень должна находиться внутри вакуумной трубки дифракционного прибора, так как электроны сильно рассеиваются воздухом и стенками трубки. Рентгеновские лучи рассеиваются слабее, и в этом случае мишень можно поместить на воздухе вне рентгеновской трубки.

На рис. 14В и 14С приведены два полученных этим методом снимка — один для электронного пучка, второй — для пучка рентгеновских лучей. Рассеивающая мишень состояла из микрокристаллов белого олова. Наблюдается поразительная аналогия в характере расположения окружностей. Достаточно этих снимков, чтобы, не зная деталей теории рассеяния волн в решетке, сказать, что электроны и рентгеновские лучи дифрагируют одинаково.

15. Опыты Дэвиссона и Джермера и опыты Томсона не оставляют сомнения в том, что волны материи существуют и что длина волны (по крайней мере для электронов) совпадает с предсказываемой формулой де Бройля. В 1929 г. Эстерман и Штерн *) показали, что атомы гелия и молекулы водорода также дифрагируют в согласии с теорией де Бройля. Эти опыты чрезвычайно усилили

*) Estermann I., Stern O., Beugung von Molekularstrahlen, Zs. f. Phys. 61, 95 (1930).

нашу веру в универсальный характер идеи о волнах материи, поскольку они выполнены не с электронами, а с тяжелыми и отличными друг от друга частицами. Помимо того, что эти частицы отличаются от электрона большой массой, они еще являются сложными системами, тогда как

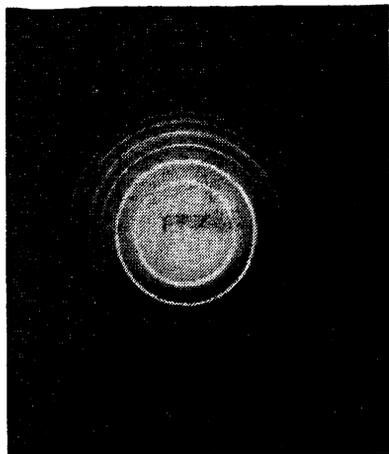


Рис. 14В. Фотография, полученная при дифракции электронов на белом олове методом, показанным на рис. 14А.

Очень небольшие кристаллы олова (размером около 300 \AA) были осаждены на тонкой пленке SiO. Пленка помещена в качестве мишени в электронный микроскоп, используемый в данном случае как прибор для изучения дифракции электронов. Мишень облучается электронами с энергией 100 кэВ (ей отвечает длина волны около $0,04 \text{ \AA}$). Наблюдаемые дифракционные кольца образованы пересечением показанных на рис. 14А конусов с фотопластинкой. Целью этого дифракционного опыта является изучение структуры очень малых кристаллов олова, образованных испарением.



Рис. 14С. Фотография дифракции рентгеновских лучей на белом олове, полученная методом, показанным на рис. 14А.

Использована не плоская фотопластинка, а полоса пленки, лежащая на дуге круга с центром в мишени. Это обстоятельство не меняет сути дела. Мишень представляет собой небольшое количество тонкой оловянной пудры со средним размером кристаллосов около 1 мкм . Длина волны рентгеновских лучей равна $1,5 \text{ \AA}$. Фотографию следует тщательно сравнить с приведенной на рис. 14В. Их сходство поразительно и не оставляет сомнения в том, что электроны и рентгеновские лучи одинаковым образом дифрагируют на кристаллах олова.

электрон (по-видимому) — элементарная частица. Таким образом, опыты показали, что атом в целом и молекула в целом обладают волновыми свойствами, и теперь нетрудно поверить, что в подходящих экспериментальных условиях макроскопическое тело тоже обнаружит свойства волны.

Значительно позднее была обнаружена дифракция очень медленных нейтронов от решетки кристалла, что привело к развитию новых методов изучения структуры кристаллов и молекул *).

*) Mitchell D. P., Powers P. N., Bragg Reflection of Slow Neutron, Phys. Rev. 50, 486 (1936). См. также Wollan E. O., Shull C. G., Neutron Diffraction and Associated Studies, Nucleonics 3, 8 (1948).

Теория дифракции на периодических структурах *)

16. Рассмотрим более подробно дифракцию на одномерной, двумерной и трехмерной решетках. Периодические структуры

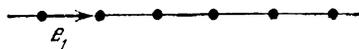


Рис. 16А. Линейная последовательность равноотстоящих атомов.

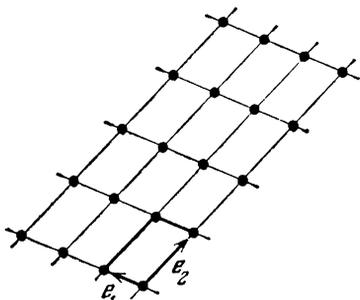


Рис. 16В. Двухмерная решетка.

Единичная ячейка задается парой векторов e_1 и e_2 , показанных стрелками. Повторением единичной ячейки можно получить всю решетку.

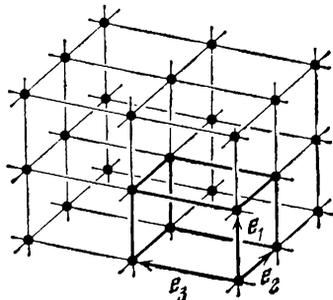


Рис. 16С. Трехмерная решетка.

Границы единичной ячейки показаны жирными линиями. Вектор любой узловой точки решетки является линейной комбинацией (с целыми коэффициентами) векторов e_1 , e_2 , e_3 . Не обязательно, чтобы эти векторы были ортогональны.

такого типа можно создать, по крайней мере мысленно, многократным повторением *единичной ячейки*. Эту идею иллюстрируют рис. 16А — 16С.

Для одномерной решетки единичной ячейкой является просто отрезок, для двумерной — параллелограмм, а для трехмерной — параллелепипед. Допустим для простоты, что атомы (данного типа) расположены в каждом углу единичной ячейки. Положение всех атомов в ячейке определяется для линейной решетки выражением

$$\mathbf{x} = n_1 \mathbf{e}_1, \quad (16a)$$

для плоской решетки выражением

$$\mathbf{x} = n_1 \mathbf{e}_1 + n_2 \mathbf{e}_2, \quad (16b)$$

для трехмерной решетки выражением

$$\mathbf{x} = n_1 \mathbf{e}_1 + n_2 \mathbf{e}_2 + n_3 \mathbf{e}_3. \quad (16c)$$

Величины n_1 , n_2 и n_3 — целые числа, а векторы e_1 , e_2 и e_3 определяют, как показано на рис. 16А — 16С, единичные ячейки.

В дальнейшем мы будем считать, что решетка содержит конечное, но очень большое число атомов. Во избежание недоразумений

*) При первом чтении пп. 16—22 можно пропустить. Рассмотрите, однако, фотографии, приведенные в п. 22.

заметим, что мы всегда рассматриваем одно-, двух- и трехмерные решетки в *трехмерном* пространстве и не имеем в виду, например, двумерные решетки в двумерном пространстве.

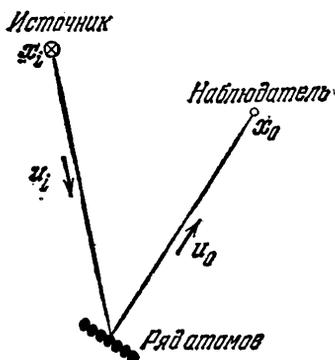


Рис. 17А. Дифракция от линейной «решетки».

В тексте предполагается, что расстояния от решетки до источника и до наблюдателя велики по сравнению с размерами решетки. Решетка содержит конечное, но очень большое число атомов. Единичные векторы u_i и u_0 указывают соответственно направление падающего на мишень и рассеянного ею излучения.

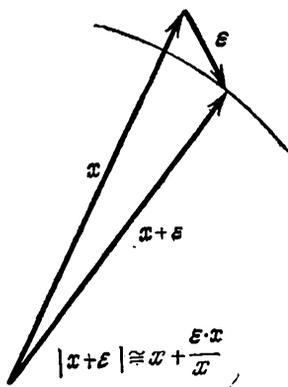


Рис. 17В. Иллюстрация часто применяемого в физике приближения.

Если вектор ϵ очень мал по сравнению с вектором x , то последний почти параллелен вектору $x + \epsilon$. Длина вектора $x + \epsilon$ приблизительно равна сумме длины x и проекции ϵ на направление x .

17. Рассмотрим ситуацию, схематически показанную на рис. 17А. Источник, расположенный в точке x_i , испускает волну. Она дифрагирует на последовательности идентичных атомов. Дифрагировавшая, или *рассеянная*, волна наблюдается в точке x_0 . Расположим начало координат в центре нашей последовательности атомов (занятом одним из атомов). Пусть расстояния $x_i = |x_i|$ и $x_0 = |x_0|$ очень велики по сравнению с линейными размерами последовательности. Начнем с одномерной решетки. Рассеяние от двух- и трехмерной решетки можно рассмотреть аналогичным образом.

Длина пути от источника к наблюдателю (путь лежит через начало координат) равна $s_0 = x_i + x_0$. Пусть $s(n_1)$ — длина пути от источника до наблюдателя через атом, положение которого в последовательности определяется целым числом n_1 [см. формулу (16а)]. Тогда

$$s(n_1) = |x_i - n_1 e_1| + |x_0 - n_1 e_1|. \quad (17a)$$

Волны, приходящие в точку наблюдения от различных атомов, интерферируют друг с другом, и амплитуда результирующей волны равна сумме амплитуд волн от каждого атома. Чтобы образовался дифракционный максимум, все приходящие волны должны быть в фазе, иначе они погасят друг друга. Условие максимума требует, чтобы для каждого атома, т. е. для каждого целого n_1 , разность путей $s(n_1) - s_0$ была целым кратным длины волны λ .

Предположим, что размеры решетки очень малы по сравнению с расстояниями от нее до наблюдателя и до источника, т. е. что вектор $n_1 e_1$ гораздо меньше векторов x_i и x_0 . Тогда можно написать следующие приближенные

выражения для обоих расстояний в правой части равенства (17a):

$$|\mathbf{x}_i - n_1 \mathbf{e}_1| \approx x_i - n_1 \frac{(\mathbf{x}_i \cdot \mathbf{e}_1)}{x_i}, \quad (17b)$$

$$|\mathbf{x}_0 - n_1 \mathbf{e}_1| \approx x_0 - n_1 \frac{(\mathbf{x}_0 \cdot \mathbf{e}_1)}{x_0}. \quad (17c)$$

Геометрический смысл такого приближения ясен из рис. 17B. Для разности путей получаем выражение

$$s(n_1) - s_0 \approx -n_1 \mathbf{e}_1 \cdot \left(\frac{\mathbf{x}_i}{x_i} + \frac{\mathbf{x}_0}{x_0} \right). \quad (17d)$$

18. Обозначим через \mathbf{u}_i и \mathbf{u}_0 единичные векторы в направлении падающего на решетку и рассеянного пучка соответственно. Тогда имеем

$$\mathbf{u}_i = -\frac{\mathbf{x}_i}{x_i}, \quad \mathbf{u}_0 = \frac{\mathbf{x}_0}{x_0}. \quad (18a)$$

При очень больших x_i и x_0 из (17d) получаем

$$s(n_1) - s_0 = n_1 \mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0), \quad (18b)$$

что дает условие дифракционного максимума

$$\frac{n_1 \mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0)}{\lambda} = n_1'. \quad (18c)$$

Здесь n_1' должно быть целым числом при любом выборе целого n_1 , что возможно лишь в случае

$$\frac{\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0)}{\lambda} = m_1, \quad (18d)$$

где m_1 — целое число.

Полученный результат можно было написать сразу. Волны от любой пары атомов приходят в фазе тогда и только тогда, если волны от двух *соседних* атомов приходят в фазе. Именно это утверждает равенство (18d).

Воспользовавшись соотношением де Бройля, придадим выражению (18d) физически более интересную форму. Пусть \mathbf{p}_i — первичный импульс, \mathbf{p}_0 — импульс в рассеянном пучке. Тогда

$$\frac{\mathbf{u}_i}{\lambda} = \frac{\mathbf{p}_i}{\hbar}, \quad \frac{\mathbf{u}_0}{\lambda} = \frac{\mathbf{p}_0}{\hbar} \quad (18e)$$

и условие (18d) принимает вид

$$\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q} = m_1 \hbar, \quad (18f)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0$ — импульс, переданный решетке. Для одномерной решетки условие дифракционного максимума означает, что скалярное произведение переданного импульса \mathbf{q} на вектор \mathbf{e}_1 должно быть целым кратным \hbar . Проекция переданного импульса на направление решетки «квантуется».

19. Мы молчаливо предполагали, что рассеяние является *упругим*; это означает, что энергия (или частота) рассеянной частицы

равна энергии (частоте) падающей на решетку частицы. Отсюда косвенно следует, что величина импульса в падающей и рассеянной волне одинакова. Таким образом, положение дифракционного максимума определяется двумя условиями:

$$\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = e_1 \cdot \mathbf{q} = m_1 h \quad (19a)$$

и

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0|, \quad (19b)$$

где m_1 — целое число.

Для бесконечной решетки условия (19a) и (19b) выполняются точно. Если размеры решетки конечны, то мы будем наблюдать некоторое рассеяние также в направлениях, не следующих из написанных условий. Острота дифракционного максимума (как функция угла) зависит от числа атомов в решетке. Предположим, что оно велико. Тогда направление рассеяния хорошо определено уравнениями (19a) и (19b). Эти уравнения дают последовательность конусов, определяемых целыми числами m_1 . На эти целые числа

m_1 , естественно, наложено ограничение

$$|m_1| \leq 2 |\mathbf{e}_1| |\mathbf{p}_1| / h, \quad (19c)$$

означающее, что импульс, переданный решетке, не может быть больше двойного значения первичного импульса.

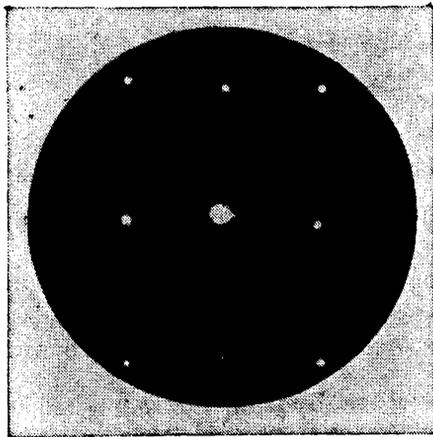


Рис. 20А. Дифракционная картина, образованная при обратном рассеянии электронов с энергией 76 эВ от поверхности кристалла никеля. Электроны падают перпендикулярно поверхности кристалла. Это типичный случай дифракции от двумерной решетки.

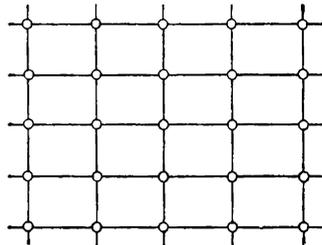


Рис. 20В. Плоская симметрия поверхности кристалла.

Небольшие кружки соответствуют атомам никеля в поверхностном слое. Дифракционная картина обнаруживает аналогичную прямоугольную симметрию. Правильно ли ориентированы друг относительно друга оба рисунка? Не нужно ли один из них повернуть на 90°?

20. Нетрудно получить условия образования дифракционных максимумов для двумерной ячейки. В этом случае условие (19a) должно выполняться для каждого направления решетки, т. е. для каждой линии, содержащей более одного атома. В частности, оно должно выполняться для направлений, определяющих еди-

ничную ячейку, и мы получаем условия

$$\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = m_1 h, \quad \mathbf{e}_2 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = m_2 h, \quad (20a)$$

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0|, \quad (20b)$$

где m_1 и m_2 — целые числа. Снова можно сказать, что проекция переданного импульса на оси решетки «квантуется». Чтобы показать это с большей ясностью, зададим два вектора \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 в плоскости $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$ следующими условиями:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_1 &= h, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_1 &= 0, \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_2 &= 0, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_2 &= h. \end{aligned} \quad (20c)$$

Написанные уравнения имеют единственное решение. Заметим, что направления векторов \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 совпадают с \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 лишь в случае прямоугольной решетки.

Условия (20a) теперь можно записать в виде

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0 = m_1 \mathbf{q}_1 + m_2 \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}^*, \quad (20d)$$

где m_1 и m_2 — целые числа; \mathbf{q}^* — произвольный вектор, перпендикулярный плоскости решетки. Квантуются лишь составляющие переданного импульса \mathbf{v} в плоскости решетки (но не перпендикулярная составляющая). Их величина определяется условием (20b), означаящим, что рассеяние упруго. Мы можем, таким образом, найти несколько решений уравнений (20a) и (20b), предположив, что первичный импульс не слишком мал (т. е. что длина волны не слишком велика). В этом случае рассеянные лучи испускаются в строго определенных дискретных направлениях, а не по конусам, как это происходит в случае одномерной решетки.

В опыте Дэвиссона и Джермера энергия электронов была невелика и они не проникали глубоко в кристалл. Дифракция происходила на атомах, лежащих на поверхности, когда применима теория дифракции на двухмерной решетке.

21. Для трехмерной решетки

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) &= m_1 h, \\ \mathbf{e}_2 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) &= m_2 h, \end{aligned} \quad (21a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_3 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) &= m_3 h, \\ |\mathbf{p}_i| &= |\mathbf{p}_0|, \end{aligned} \quad (21b)$$

где m_1 , m_2 и m_3 — целые числа. По аналогии со сделанным в предыдущем пункте, определим три вектора \mathbf{q}_1 , \mathbf{q}_2 и \mathbf{q}_3 с помощью следующих условий:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_1 &= h, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_1 &= 0, & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{q}_1 &= 0, \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_2 &= 0, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_2 &= h, & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{q}_2 &= 0, \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_3 &= 0, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_3 &= 0, & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{q}_3 &= h. \end{aligned} \quad (21c)$$

Эти уравнения всегда имеют единственное решение. Условия (21a)

можно записать в виде

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0 = m_1 \mathbf{q}_1 + m_2 \mathbf{q}_2 + m_3 \mathbf{q}_3. \quad (21d)$$

Переданный импульс \mathbf{q} «квантуется» в том смысле, что он должен быть линейной комбинацией (с целыми коэффициентами) трех векторов \mathbf{q}_1 , \mathbf{q}_2 и \mathbf{q}_3 , определяемых геометрией решетки. Из уравнения (21d) следует, что возможные значения переданного импульса образуют решетку в пространстве импульсов. Эта решетка называется *обратной решеткой* кристалла.

Условия (21d) и (21b) невозможно удовлетворить одновременно при любом значении первичного импульса. Уравнения (21a) и (21b) совместно образуют четыре уравнения для определения трех составляющих конечного импульса \mathbf{p}_0 . Их решение возможно лишь для соответствующим образом ориентированного кристалла.

22. Допустим теперь, что мы изучаем дифракцию на образце, который состоит из очень большого числа случайно ориентированных микрокристаллов. В нем всегда найдутся микрокристаллы, ориентированные так, чтобы удовлетворить уравнениям (21a) и (21b) (по крайней мере приблизительно). Для такого образца мы имеем два условия дифракционного максимума:

$$|\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0| = |m_1 \mathbf{q}_1 + m_2 \mathbf{q}_2 + m_3 \mathbf{q}_3|, \quad (22a)$$

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0|, \quad (22b)$$

где m_1 , m_2 и m_3 — целые числа; \mathbf{q}_1 , \mathbf{q}_2 и \mathbf{q}_3 — векторы, рассмотренные в предыдущем пункте, соответствующие определенной ориентации решетки. Написанные уравнения имеют решение, и мы видим, что дифрагировавшие лучи распространяются по конусам, оси которых совпадают с направлением проходящей волны.

На рис. 14А (стр. 191) показана схема дифракционного опыта, основанного на рассмотренной теории. При работе с рентгеновскими лучами образец часто представляет собой тонкую пудру, состоящую из большого числа очень малых микрокристаллов. Дифракционная картина рис. 14С (стр. 192) получена именно с таким образцом. Дуга на снимке представляет собой пересечение конусов [определенных условиями (22a) и (22b)] с поверхностью фотопленки.

Легко понять, что если образец слишком мал (в том смысле, что он не содержит достаточно большого числа кристаллов), то распределение дифрагировавших лучей по поверхности конуса может оказаться весьма неравномерным. Вместо непрерывных дуг или окружностей мы увидим на фотографии отдельные точки. Это явление прекрасно иллюстрируется фотографиями, приведенными на рис. 22А и 22С, которые следует сравнить с рис. 14В; на них показана дифракция электронов с энергией 100 кэВ на кристаллах олова. В этом случае электронные волны полностью проникают в небольшие кристаллы. В качестве прибора для изучения дифракции был использован электронный микроскоп. Фотографии образцов, показанные на рис. 22В и 22D, были получены с тем же микроскопом.

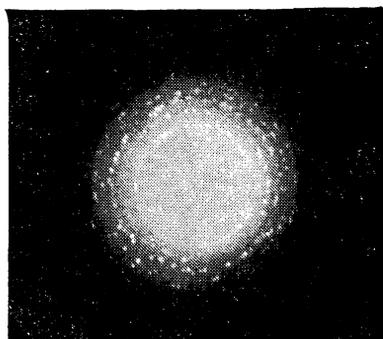


Рис. 22А

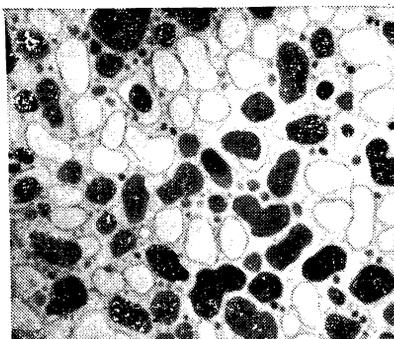


Рис. 22В

Кольца от дифракции электронов, полученные методом, схематически изображенным на рис. 14А. На рис. 22В показан вид мишени, рассматриваемой в электронный микроскоп (8 мкм соответствует 1000 Å). Мишень состоит, как в случае рис. 14В, из небольших кристаллов белого олова, осажденных на тонкую пленку SiO. Черные пятна отвечают кристаллам (величина почернения зависит от ориентации кристаллов), светлые пятна соответствуют тем областям в пленке SiO, которые были заняты кристаллами, исчезнувшими в процессе приготовления мишени. Средний размер кристаллов близок к 600 Å. Для получения дифракционного снимка пучок электронов был ограничен сравнительно небольшой частью мишени. В согласии с теорией, изложенной в п. 22, мы видим на снимке отдельные точки. Кольца также видны, но их интенсивность намного меньше.

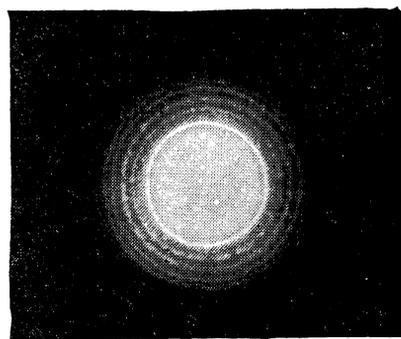


Рис. 22С

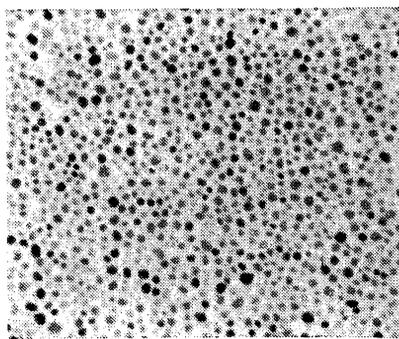


Рис. 22D

Снимки получены таким же образом, как и на рис. 22А и 22В. В данном случае мишень (см. рис. 22D) состоит из меньших кристаллов (средний размер около 200 Å) и в создании дифракционной картины участвует гораздо большее их число. Кольца видны отчетливее, но индивидуальные точки еще хорошо различимы. Снимки рис. 22А и 22С следует сравнить со снимком 14В, на котором отдельные точки вообще не видны, так как снимок рис. 14В получен с электронным пучком, проходящим через значительно большую часть поверхности пленки. В этом случае следует ожидать резко очерченных колец, так как в мишени одинаково хорошо представлены все ориентации кристаллов. Для снимков рис. 14В, 22А и 22С энергия электронов равна 100 кэВ, что отвечает длине волны 0,04 Å.

Существует лишь одна постоянная Планка

23. Этот заголовок, вероятно, удивит читателя. Постоянная Планка единственна по определению. Что же в этом удивительного и что нетривиального хочет этим сказать автор?

Абсолютно нетривиально то, что в физике не возникает необходимости в других постоянных «типа постоянной Планка». Рассмотрим соотношение де Бройля, написав его в виде

$$h = \lambda p, \quad (23a)$$

где p — импульс частицы; λ — длина волны де Бройля. Обе эти величины можно измерить независимо и, имея пару значений (λ, p) , определить постоянную Планка h . Замечательным экспериментальным фактом является то, что для любых частиц мы получаем одно и то же значение постоянной Планка.

Мы смогли вывести соотношение де Бройля, исходя из некоторых очень простых идей. Подвергнем теперь критическому рассмотрению основы этого вывода.

24. В пп. 3—5 мы предполагали, что с каждой материальной частицей связана волна и что ее групповая скорость равна скорости частицы. Кроме того, мы предполагали, что описание частицы-волны должно удовлетворять принципам специальной теории относительности. Это означает, что связь волнового вектора (и частоты) волны с импульсом (и энергией) частицы должна быть одной и той же в любой инерциальной системе. Исходя из этих идей, мы получили соотношение

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k, \quad (24a)$$

где E — энергия; p — импульс; ω — частота; k — волновой вектор; \hbar — константа, определяемая из равенства

$$E_0 = mc^2 = \hbar\omega_0 \quad (24b)$$

через энергию покоя E_0 и «частоту покоя» ω_0 .

На каком основании можно считать, что постоянная \hbar совпадает с постоянной Планка? Это догадка. Соотношение $E = \hbar\omega$ справедливо для фотонов, поэтому соблазнительно считать, что оно выполняется и для материальных частиц. Поэтому решающим является вопрос: справедливо ли первое из соотношений (24a) для всех материальных частиц?

Полученный в пп. 3—5 результат означает, что связь между энергией, импульсом, частотой и волновым вектором имеет вид

$$E = C\omega, \quad p = Ck, \quad (24c)$$

где C — постоянная, характеризующая частицу. Эта постоянная может быть определена, например, следующим образом:

$$C = \frac{E_0}{\omega_0}. \quad (24d)$$

Однако нет оснований считать, что постоянная C должна быть одной и той же для всех частиц. Наш мир мог бы быть другим,

и мы могли бы, например, обнаружить, что $C = \hbar$ для фотонов, $C = 7\hbar$ для электронов и $C = 17\hbar$ для протонов, а кроме того, могло бы оказаться, что электроны и протоны связаны с волнами де Бройля, тогда как с нейтронами *никакие* волны материи не связаны!

25. К счастью, доступные нам экспериментальные факты позволяют отбросить эти поистине страшные предположения: постоянная \hbar одинакова для всех частиц. Мы говорим «к счастью» потому, что эстетически привлекательная современная формулировка квантовой механики существенным образом зависит от предположения, что $C = \hbar$ является универсальной константой, не зависящей от типа частицы. В противном случае теория элементарных частиц и их взаимодействий оказалась бы, конечно, совершенно другой.

В какой мере гипотеза о единственном значении $C = \hbar$ для любых частиц подтверждена на опыте? Прямые опыты, аналогичные опытам Дэвиссона и Джермера или Томсона, сделаны лишь для частиц нескольких типов. Такие опыты можно считать проверкой универсальности соотношения $h = \lambda p$, но точность их ограничена. Они поддерживают нашу уверенность в универсальности соотношений (24а), но более реальной основой веры в универсальность постоянной Планка является успех квантовой теории в целом. Существует огромное количество экспериментальных фактов, являющихся косвенной поддержкой соотношений (24а). Их интерпретация не всегда столь же проста и прозрачна, как в случае электронов в кристалле, но в своей массе они чрезвычайно убедительны. Наше убеждение в *точности* соотношений (24а) в большой мере аналогично убеждению в *точности* соотношения $E_0 = mc^2$ между массой и энергией. Прямые данные о его справедливости весьма убедительны, но совокупность косвенных указаний на общую пригодность идей специальной теории относительности вселяет еще большую уверенность.

Во всех доступных нам экспериментальных данных нельзя найти ни малейших указаний на то, что соотношения (24а) или соотношение $E_0 = mc^2$ верны лишь приближенно. Мы предполагаем, что они выполняются совершенно точно, и считаем их краеугольными камнями физической теории.

Вспомним наши рассуждения в п. 12 гл. 2 (стр. 58). Там мы решили, имея в виду фундаментальную роль постоянных \hbar и c в релятивистской квантовой физике, выбрать систему единиц, в которой $\hbar = 1$ и $c = 1$. Такая система не имела бы большого смысла, если бы у каждой частицы была своя постоянная C типа постоянной Планка. Поскольку мы убеждены в единственности такой постоянной, это значит, что «масса», «энергия» и «частота» всегда находятся в одном и том же соотношении, и мы можем употреблять эти разные слова как синонимы *).

*) Автор предпочел бы использовать термин «масса» для обозначения «массы покоя» изолированной системы (т. е. для энергии покоя, деленной на c^2). В таком употреблении «масса частицы» означает ее массу покоя. Другие авторы иногда применяют слово «масса», понимая под ней полную энергию, деленную на c^2 .

26. Имея в виду соотношения (24а), можно придать другую форму закону сохранения энергии и импульса, выполняющемуся при процессах столкновения.

В общем случае процесс столкновения можно описать следующим образом. В некоторый начальный момент времени существует группа частиц, которые можно считать хорошо разделенными друг от друга.

Обозначим через p'_1, p'_2, \dots, p'_i их импульсы, а через E'_1, E'_2, \dots, E'_i — их энергии. Утверждая, что частицы вначале были «хорошо разделены», мы понимаем под этим, что в начале процесса всеми взаимодействиями между частицами можно пренебречь. Такая идея имеет смысл, если силы, действующие между частицами, быстро спадают до нуля при увеличении расстояния между ними. В начале каждая частица движется так, как если бы других частиц не было. С течением времени частицы сходятся в «область столкновения», где происходит взаимодействие, в результате которого частицы испытывают отклонение. Более того, некоторые частицы могут исчезнуть и могут возникнуть новые частицы.

Через некоторое, достаточно длительное время частицы покинут «область столкновения», и взаимодействие между ними прекратится просто потому, что они окажутся на далеком расстоянии друг от друга. Каждая частица через некоторое время опять будет двигаться так, как если бы других частиц совсем не было. Обозначим импульсы частиц после столкновения через $p''_1, p''_2, \dots, p''_i$, а энергии через $E''_1, E''_2, \dots, E''_i$.

Законы сохранения имеют вид

$$\sum_{r=1}^i E'_r = \sum_{s=1}^j E''_s, \quad \sum_{r=1}^i p'_r = \sum_{s=1}^j p''_s. \quad (26a)$$

Полная начальная энергия равна полной конечной энергии, то же верно и для полного начального и конечного импульсов. Условие, что частицы до и после столкновения не взаимодействуют, весьма существенно; в противном случае полная энергия не была бы равна сумме энергий отдельных частиц и мы должны были бы включить в выражение для полной энергии «энергию взаимодействия».

Заметим, что все эти частицы могут и не быть элементарными частицами. С равным успехом они могут быть сложными частицами, например атомами или ядрами. Рассматривая процессы столкновения, мы под «частицей» понимаем любой относительно стабильный объект, которому можно приписать импульс, энергию и массу (покой) и который можно отделить от других аналогичных объектов. Например, можно рассмотреть столкновение между нейтральным атомом гелия и электроном. Предположим, что атом гелия ионизируется при столкновении. Тогда в начале процесса мы имеем две частицы — электрон и нейтральный атом гелия, а в конце три частицы — два электрона и однократно ионизованный атом гелия. (Это, разумеется, не единственно возможный исход процесса столк-

новения. Атом гелия может потерять при столкновении оба электрона, а может вообще остаться неионизованным. Кроме того, в процессе столкновения могут быть испущены один или несколько фотонов.)

27. Заметим теперь, что благодаря соотношениям (24а) с каждой из исходных и конечных частиц связаны частота и волновой вектор. Поэтому законы сохранения можно записать в таком виде:

$$\sum_{r=1}^i \omega_r' = \sum_{s=1}^i \omega_s'', \quad \sum_{r=1}^i \mathbf{k}_r' = \sum_{s=1}^i \mathbf{k}_s''. \quad (27a)$$

Сумма начальных частот равна сумме конечных, и длина начальных волновых векторов равна сумме конечных. Эти законы сохранения полностью эквивалентны законам сохранения (26а). Из одних следуют другие, потому что существует лишь одна постоянная Планка *).

Можно ли «расщепить» волны материи?

28. В предыдущей главе мы говорили о том, в каком смысле можно или нельзя «расщепить» фотон. Здесь мы подвергнем такому же рассмотрению волны материи. Мы будем кратки, потому что свойства этих волн вполне аналогичны свойствам фотонов. В этом смысле природа позаботилась о простоте.

Для определенности будем говорить об электронах, но выводы, к которым мы придем, имеют совершенно общий смысл и в равной мере применимы к любым частицам.

В предыдущей главе было показано, что монохроматический фотон с частотой ω нельзя расщепить в том смысле, чтобы наблюдать, например, с помощью фотоэлемента «долю фотона», обладающую частью энергии $\hbar\omega$. В аналогичном смысле нельзя расщепить и электрон. Никто никогда не наблюдал «долю электрона».

29. Рассмотрим опыт по дифракции электронов, схематически показанный на рис. 29А. Электроны, падающие на поверхность кристалла, имеют вполне определенный импульс. Отраженные от поверхности электроны регистрируются счетчиками C_1 — C_4 . Положим, что счетчики C_1 и C_4 находятся в области дифракционных максимумов, а счетчики C_2 и C_3 расположены в области дифракционных минимумов.

*) *Замечание для читателя с более глубоким знанием квантовой механики.* Может показаться, что соотношения (27а) можно получить и другим путем, исходя из соображений об однородности физического пространства. Такой путь действительно возможен, если только принять некоторые основные принципы квантовой механики. С другой стороны, ясно, что никакие чисто логические доводы не могут убедить нас в существовании волн де Бройля, связанных с протонами, если нам известно, что электроны имеют волновые свойства. Точно так же чистая логика не может убедить нас в том, что постоянная C одинакова для всех частиц. Импульс и волновой вектор определяются принципиально независимыми способами, и нет никакой логической необходимости в том, чтобы они были связаны соотношением де Бройля.

Начнем со следующего экспериментального факта: скорость счета каждого из счетчиков остается пропорциональной интенсивности первичного пучка электронов при стремлении последней к нулю. Это обстоятельство не позволяет объяснить дифракцию какими-либо коллективными эффектами, т. е. совместным действием многих электронов: каждый *отдельный* электрон обладает волновыми свойствами. Для большей простоты допустим, что скорости счета счетчиков C_1 и C_4 равны между собой, а скорости счета счетчиков C_2 и C_3 равны нулю.

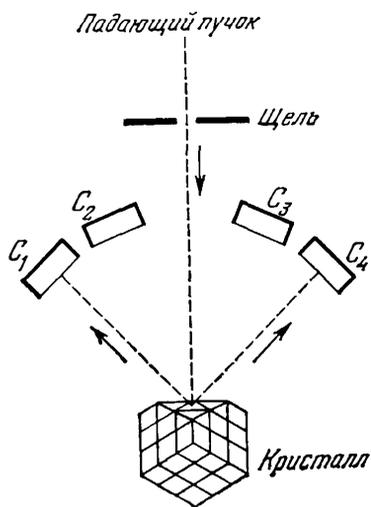


Рис. 29А. Схематическое изображение опыта для наблюдения дифракции электронов от поверхности кристалла. Падающая волна «расщепляется» кристаллом. Зарегистрирует ли счетчик C_1 половину электрона?

Будем теперь считать электрон *классическим* волновым пакетом. Можно ожидать, что такой пакет «расщепится» при отражении от кристалла: часть волны отразится в направлениях счетчиков C_1 и C_4 , а в направлениях C_2 и C_3 отражения не будет. Можно ожидать, что такое «расщепление» первичной волны скажется и в других явлениях. Например, энергия, переносимая отраженной к счетчику C_1 «частью» волны, должна в этом случае быть долей энергии первичного электрона. В действительности на опыте мы этого *не наблюдаем*, а из опыта Дэвиссона следует, что энергии падающего и отраженного электронов *равны*, и если счетчик регистрирует электрон, то это весь электрон, с полным электронным зарядом

и всей массой. Как мы говорили, никто еще не наблюдал трети электрона. Электрон обладает волновыми свойствами, но не является волной в классическом смысле: электронный волновой пакет нельзя расщепить, в противоположность классическому волновому пакету.

30. Возможно, что читатель не вполне ясно представляет себе, что мы подразумеваем под «классической волной»; поэтому утверждение, что электрон *не является* «классической волной», не производит на него большого впечатления. Говоря о «классической» волне, мы имеем в виду следующее ее свойство: квадрат абсолютного значения амплитуды волны в данный момент времени и в данной точке пространства определяет такие физические величины, как, например, плотность заряда или плотность энергии. Такая идея характерна, например, для классической электромагнитной теории, где квадрат электрического и магнитного поля определяет плотность энергии.

Допустим в качестве примера, что квадрат амплитуды волны пропорционален плотности заряда. Тогда можно вычислить поток заряда в один из счетчиков, и поскольку волна «делится» между счетчиками C_1 и C_4 , то мы ожидаем обнаружить счетчиком C_1 лишь половину электронного заряда. В действительности это утверждение верно лишь для *среднего* из большого числа измерений: выполнив дифракционный опыт с очень большим числом электронов, мы обнаружим, что поток заряда через счетчик C_1 действительно равен половине полного потока, падающего на кристалл*). Однако каждый отдельный электрон регистрируется либо счетчиком C_1 , либо счетчиком C_4 ; заряд отдельного электрона *не* расщепляется.

На языке квантовой механики мы объясняем происходящее следующим образом. Кристалл расщепляет падающую электронную волну на две части. Одна часть распространяется в направлении счетчика C_1 , другая — в направлении счетчика C_4 . *Интенсивность* волны в данном направлении пропорциональна квадрату абсолютного значения амплитуды волны. В квантовой механике *интенсивность* имеет смысл *вероятности*: величина, квадратично зависящая от амплитуды, всегда определяет *вероятность* какого-то процесса. Рассчитанный по квантовой теории поток через один из счетчиков пропорционален вероятности его срабатывания.

Вероятностная интерпретация интенсивностей является отличительной особенностью квантовой механики. Очевидно, что такая интерпретация противоречит духу классической волновой теории.

31. Вспомним рассуждения, приведенные в п. 47 гл. 4 (стр. 176). Рассмотрим мысленный опыт, аналогичный опыту, показанному на рис. 29А, но отличающийся от него тем, что счетчики отнесены на очень большое расстояние от кристалла, скажем на расстояние в один световой год. Предположим, что счетчик C_1 отметил прохождение электрона. На основе классической волновой теории трудно понять, каким образом такие физические величины, как заряд, энергия и масса, переносимые волной, могут внезапно сконцентрироваться на счетчике C_1 , хотя до этого они были распределены по большой области пространства. Эта трудность исчезает при квантовомеханической вероятностной интерпретации, которая дает согласованное описание происходящего.

32. Мы отмечали, что в дифракционном опыте, схема которого показана на рис. 29А, волна делится на две или несколько «частей». Возникает вопрос: можно ли волну, испущенную в направлении счетчика C_1 , заставить интерферировать с волной, испущенной в направлении счетчика C_4 ? В случае электромагнитных волн, расщепляемых полупрозрачным зеркалом, такая интерференция происходит. Мы ожидаем того же и для волн де Бройля. Иными

*) На практике это может оказаться неверным, но для простоты рассуждений мы предполагаем, что электрон может пройти либо в счетчик C_1 , либо в счетчик C_4 .

словами, увидим ли мы интерференционные явления, если каким-нибудь образом отклоним волну, идущую в направлении к S_1 , и «смешаем» ее с волной, идущей в направлении к S_4 ?

На этот вопрос следует дать положительный ответ. Мы будем наблюдать интерференцию. Но следует признать, разумеется, что практически выполнение такого опыта с электронами нелегкое дело. Впрочем, нам и нет необходимости выполнять этот опыт, потому что дифракция электронов на кристалле сама по себе служит ис-

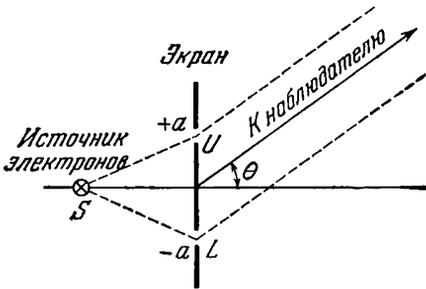


Рис. 33А. Воображаемый опыт: дифракция электронов от двух щелей. Этот рисунок повторяет рис. 39А гл. 4 (стр. 171), с тем лишь различием, что источник света S заменен источником электронов.

черпывающим доказательством существования интерференционных явлений. Каждый атом кристалла, «освещенный» приходящей электронной волной, есть источник дифрагировавших волн, и совокупность этих волн образует наблюдаемую с помощью кристалла дифракционную картину. Что означает «совокупность волн образует»? Под словом «образует» мы понимаем сложение амплитуд отдельных волн, в результате

чего получается полная амплитуда волны, исходящей из кристалла. Квадрат этой результирующей амплитуды представляет собой переменную интенсивности, описывающую отклик детектора.

33. В пп. 39—42 гл. 4 (стр. 171) мы обсуждали дифракцию фотонов на двух щелях. Предположим, что такой же опыт производится с электронами. Схема устройства показана на рис. 33А, который идентичен рис. 39А гл. 4 (стр. 171). В обоих случаях рассуждения совершенно идентичны и интенсивность $I(r, \theta)$, наблюдаемая на расстояниях, больших по сравнению с расстоянием между щелями, равна

$$I(r, \theta) = 4I_0(r, \theta) \cos^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right), \quad (33a)$$

где $I_0(r, \theta)$ — интенсивность при одной открытой щели.

Зависимость интенсивности от угла θ может быть определена счетчиками. Она пропорциональна скорости счета, если опыт выполняется с помощью пучка электронов.

Опыт, полностью аналогичный этому упрощенному мысленному опыту, был выполнен и подтвердил предсказания, следующие из формулы (33а) *).

*) Möllenstedt G., Düker H., Beobachtungen und Messungen an Biprisma-Interferenzen mit Elektronenwellen, Zs. f. Phys. 145, 377 (1956). См. также Chambers R. G., Shift of an Electron Interference Pattern by Enclosed Magnetic Flux, Phys. Rev. 5, 3 (1960). В последней работе сообщается об очень интересном явлении, не рассматриваемом в этой книге. Читатель может изучить его самостоятельно.

34. Чтобы наблюдать интерференционные явления, следует открыть *обе* щели, тогда каждый электрон сможет пройти через любую из них. Чтобы быть уверенным в том, что электрон прошел через данную щель, следует закрыть другую, но при этом мы, конечно, не сможем наблюдать дифракцию от двух щелей. Поместив счетчики непосредственно за щелями, мы можем сказать, через какую щель прошел электрон, но мы нарушим интерференционную картину. Скорость счега в обоих счетчиках будет одинаковой. От одного электрона может сработать один и только один счетчик. Регистрируемый электрон несет полный заряд и всю энергию первичного электрона. Нельзя предсказать заранее, какой из обоих счетчиков сработает, но можно вычислить и предсказать вероятность регистрации, найдя интенсивность волны, прошедшей через щель.

Читатель должен вернуться к рассуждениям п. 48 гл. 4 (стр. 177), где было показано, что при дифракции от двух щелей невозможно указать, через какую именно щель прошел фотон. Те же рассуждения применимы и к электронам. Нельзя создать прибор, который указал бы, через какую именно щель прошел электрон, не нарушив картину дифракции от двух щелей.

35. Несколько слов о терминологии. Обсуждая открытие волн де Бройля, мы говорили о «волнах, связанных с частицей». Это выражение нельзя считать удачным, ибо оно звучит так, будто бы мы имели классическую частицу, каким-то образом движущуюся вместе с волной. Некоторые называют волну де Бройля «ведущей волной», но и это не лучше. Волна де Бройля не является волной, движущейся вместе с классической частицей и «ведущей» ее. Волна де Бройля и частица — это *один и тот же объект*. Ничего другого нет. Реальность заключается в том, что частицы, созданные природой, имеют свойства волны. Если мы хотим подчеркнуть эту реальность, то говорим о дебройлевской волне электрона, но этот термин является синонимом слова «электрон». Извинением за использование плохих терминов на предыдущих страницах служит предварительный и отчасти исторический характер изложения. Этим оправдано, например, такое выражение, как «волна, связанная с частицей». Теперь пришло время уточнить терминологию.

Вернемся к опыту с двумя щелями. В этом опыте нет ничего, что указывало бы на классическую частицу, проходящую через одну из щелей и «управляемую» волной, проходящей через обе щели. Иначе говоря: наше описание происходящего ни в чем не выиграет от такой идеи. Достаточно рассмотреть одну лишь волну совместно с квантовомеханической интерпретацией интенсивностей как вероятностей. Всякие разговоры о «скрытой» частице не имеют смысла. Они были бы обоснованы, если бы мы имели экспериментальные доказательства, что такая частица имеет свойства, не объясняемые квантовой механикой. Таких указаний нет, и мы должны отказаться от идеи о классической частице, ведомой волной.

Волновое уравнение и принцип суперпозиции

36. Теперь мы постараемся привести доводы в пользу дифференциального уравнения, описывающего распространение волн материи в *пустом* пространстве и известного как уравнение Клейна — Гордона. Мы рассмотрим идеи, на которых оно покоится.

Наиболее общей идеей является предположение, что волновое уравнение, описывающее единичную частицу с массой m , должно быть *линейным* дифференциальным уравнением. Это означает, что решения такого уравнения удовлетворяют *принципу суперпозиции*: любая линейная комбинация двух решений также является решением. Кроме того, мы предполагаем, что каждое решение уравнения, удовлетворяющее некоторым разумным условиям, соответствует, по крайней мере в принципе, определенной физической ситуации. Эти предположения имеют далеко идущие физические следствия. Амплитуды волн материи могут складываться, подобно амплитудам электромагнитного поля. (Уравнения Максвелла — также *линейные* дифференциальные уравнения.)

Читатель мог заметить, что при рассмотрении дифракции волн материи от атомов на поверхности кристалла, или от двух щелей мы неявно предполагали линейность. Так, мы складывали амплитуды волн от каждой щели, чтобы получить результирующую амплитуду. Мы увидим, что эта операция является следствием общего физического принципа.

37. Попытаемся теперь найти дифференциальное уравнение, которому удовлетворяли бы *любые* волны материи, описывающие частицу с массой m . Начнем с дифференциального уравнения, которому удовлетворяют все *плоские* волны:

$$\psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}) = \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} - i\omega t). \quad (37a)$$

Мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$, и обозначаем импульс (равный волновому вектору) через \mathbf{p} , а энергию (равную частоте) — через ω . Каждая такая плоская волна задается (с точностью до постоянного множителя, определяющего амплитуду волны) импульсом \mathbf{p} .

Попробуем написать *линейное* дифференциальное уравнение (куда \mathbf{p} явно не входит), которому удовлетворяет *любая* плоская волна. Поскольку оно линейно, то ему удовлетворяет любая линейная комбинация плоских волн и, как мы покажем, любая волна де Бройля, описывающая частицу с массой m . Энергия ω и импульс \mathbf{p} частицы связаны равенством

$$\omega^2 - \mathbf{p}^2 = m^2. \quad (37b)$$

Дифференцируя волновую функцию дважды по времени, имеем

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}) = -\omega^2 \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}). \quad (37c)$$

Дифференцируя ее дважды по координате x_1 , получим

$$\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}) = -p_1^2 \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}), \quad (37d)$$

и аналогично по координатам x_2 и x_3 .

Принимая во внимание (37b), получаем

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}) - \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}) = -m^2 \psi(\mathbf{x}, t; \mathbf{p}), \quad (37e)$$

где через ∇^2 обозначен оператор Лапласа

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}. \quad (37f)$$

Уравнение (37e) и есть то, что мы ищем. Мы видим, что ему удовлетворяют *все* плоские волны вида (37a), т. е. волны с *любыми* значениями \mathbf{p} . Поэтому любые волны де Бройля, образованные суперпозицией плоских волн, также будут ему удовлетворять.

38. Волновое уравнение (37e) известно как уравнение Клейна — Гордона. Это простейшее дифференциальное уравнение, которому удовлетворяют волны де Бройля. Заметим, что электромагнитные волны в пустом пространстве также удовлетворяют этому уравнению (для фотона $m = 0$). Читатель легко проверит, что не существует такого уравнения *первого* порядка (т. е. уравнения, содержащего лишь первые производные по независимым переменным), которому удовлетворяли бы *все* волны де Бройля. Искомое уравнение должно быть не меньше чем второго порядка, и причина этого в том, что связь (37b) между энергией и импульсом является квадратичным выражением.

Повторяем снова, ибо это очень важно, уравнение (37e) описывает распространение частицы только в *пустом* пространстве, т. е. далеко от всех других частиц. Аналогично, *однородные* уравнения Максвелла, т. е. уравнения, в которых плотности тока и заряда равны нулю, описывают распространение электромагнитных волн в пространстве, свободном от токов и зарядов, т. е. вдали от других частиц.

39. Суперпозиция двух плоских волн, т. е. волна

$$\psi(\mathbf{x}, t) = A' \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}' - i\omega' t) + A'' \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}'' - i\omega'' t), \quad (39a)$$

где A' и A'' — две произвольные комплексные константы, тоже удовлетворяет уравнению (37e). Иными словами,

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{x}, t) - \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = -m^2 \psi(\mathbf{x}, t). \quad (39b)$$

Рассмотрим более сложную (непрерывную) суперпозицию плоских волн, имеющую вид

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} - i\omega t). \quad (39c)$$

Здесь $A(\mathbf{p})$ — комплексная функция вектора \mathbf{p} . Интеграл берется по всему трехмерному \mathbf{p} -пространству. Величина ω зависит от \mathbf{p} согласно (37b), причем $\omega > 0$. Иными словами,

$$\omega = \omega(\mathbf{p}) = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}. \quad (39d)$$

Волновая функция $\psi(\mathbf{x}, t)$, определяемая (39c), также удовлетворяет дифференциальному уравнению (39b). Это наиболее общий вид волны де Бройля. Мы предполагаем, что функция $A(\mathbf{p})$ ведет себя достаточно «разумно», так что интеграл в (39c) имеет смысл.

40. В теории интегралов Фурье доказывается следующая теорема. Если $\psi(\mathbf{x}, 0)$ — достаточно «разумно» ведущая себя функция \mathbf{x} и если мы определим функцию $A(\mathbf{p})$ через интеграл

$$A(\mathbf{p}) = (2\pi)^{-3} \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}, 0) \exp(-i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}), \quad (40a)$$

то

$$\psi(\mathbf{x}, 0) = \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}). \quad (40b)$$

Смысл и доказательство приведенной теоремы связаны с определением «разумно ведущей себя» функции. Мы не станем доказывать здесь эту теорему, и вообще нам не понадобится теория интеграла Фурье. Наша цель — выяснить физический смысл теоремы и показать огромное значение интеграла Фурье в физике.

41. Постараемся понять смысл этой теоремы. Предположим, что $\psi(\mathbf{x}, 0)$ — волновая функция де Бройля для момента времени $t = 0$. С помощью интеграла (40a) можно сопоставить этой волновой функции амплитуду $A(\mathbf{p})$ в пространстве импульсов. Имея эту амплитуду, можно определить новую волновую функцию $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ с помощью равенства

$$\psi_1(\mathbf{x}, t) = \int_{\infty} d^3(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} - i\omega t). \quad (41a)$$

Если мы положим в этом равенстве $t = 0$ и сравним его с (40b), то увидим, что $\psi_1(\mathbf{x}, 0) = \psi(\mathbf{x}, 0)$. Новая волновая функция удовлетворяет уравнению Клейна — Гордона (39b) и в «начальный момент» времени $t = 0$ совпадает с волновой функцией $\psi(\mathbf{x}, 0)$. Это значит, что мы получили метод для решения уравнений Клейна — Гордона, пригодный для того случая, когда *начальные условия* заданы в виде функции от \mathbf{x} в момент $t = 0$.

42. Рассмотрим вопрос о единственности полученного таким методом решения уравнения Клейна — Гордона. Этот метод, в соответствии с которым мы образуем функции $A(\mathbf{p})$ и $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ из данной функции $\psi(\mathbf{x}, 0)$, действительно дает функцию $\psi_1(\mathbf{x}, t)$, удовлетворяющую уравнению (39b). Вопрос в том, нет ли других решений дифференциального уравнения (39b), которые в момент $t = 0$ совпадают с функцией $\psi(\mathbf{x}, 0)$? Такое решение существует. Дифференциальному уравнению (39b) удовлетворяет также

волновая функция вида

$$\psi'(\mathbf{x}, t) = \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} + i\omega t), \quad \omega = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}.$$

Это решение мы называем «решением для отрицательной частоты», чтобы отличить его от «решения для положительной частоты», заданного выражением (37a).

Мы исключаем из рассмотрения решения с отрицательной частотой по физическим соображениям. Они не годятся для частиц с положительной энергией (т. е. с положительной частотой).

Однако ясно, что любому решению уравнения (39b) для положительной частоты соответствует решение для того же импульса \mathbf{p} , но отрицательной частоты, и уравнения Клейна — Гордона имеют поэтому в два раза больше решений, чем нам нужно. Происходит это потому, что уравнение (37b) имеет *два* решения ω для каждого \mathbf{p} : одно положительное, а другое отрицательное. Только положительное решение имеет физический смысл: энергия частицы — величина положительная.

Таким образом, уравнение Клейна — Гордона (39b) не определяет полностью волну де Бройля. Мы присоединим к нему условие, требующее *исключения решений с отрицательной частотой (отрицательной энергией)*. С этим ограничением можно показать, что каждое решение уравнения (39b) однозначно определяется значением этого решения при $t = 0$. Таков ответ на поставленный нами вопрос, но мы не будем заниматься доказательством этой теоремы.

43. Наиболее важный вывод из наших рассуждений заключается в том, что каждая имеющая физический смысл волновая функция де Бройля $\psi(\mathbf{x}, t)$ может быть представлена в форме (41a). Здесь амплитуда $A(\mathbf{p})$ однозначно определяется равенством (40a) по волновой функции в некоторый определенный момент времени, например при $t = 0$. Таким образом, любая волна материи может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн. Если угодно, мы можем считать это нашим основным предположением, что несколько снижает значение уравнения Клейна — Гордона. Оно не больше чем красивое дифференциальное уравнение, которому удовлетворяют физически приемлемые волновые функции.

44. Соответствующим выбором амплитуды $A(\mathbf{p})$ в импульсном пространстве интеграла Фурье (39c) [или (41a)] мы можем образовать волновые пакеты, которые будут в данный момент приближенно локализованы в некоторой ограниченной области пространства. Такие волновые пакеты будут обладать заметным значением лишь в этой области пространства, а за ее пределами при $|x|$, стремящемся к бесконечности, быстро уменьшаться до нулевого значения. Волновой пакет с такими свойствами соответствует частице, положение которой приблизительно ограничено определенной областью пространства. Ясно, что все исследуемые частицы могут быть описаны такими волновыми функциями. Мы предполагаем, конечно, что частицу легче всего обнаружить (если мы

наблюдаем ее с помощью счетчика) в той области пространства, где значение волновой функции велико. Такое предположение находится в согласии с нашей квантовомеханической интерпретацией квадрата абсолютного значения амплитуды как вероятности некоторого процесса. Пока что нам достаточно понимать, что «частицу легче всего найти там, где амплитуда волновой функции велика». Позже мы рассмотрим частный случай волновых функций, для которых можно будет указать точный рецепт вычисления вероятности обнаружить частицу в данной области пространства.

Уже сейчас можно сказать, что частица в любом реальном эксперименте не может быть описана простой плоской волной. У такой волны квадрат абсолютного значения амплитуды есть величина постоянная, не зависящая ни от x , ни от t , и вероятность найти частицу в любой области с единичным объемом одна и та же, т. е. не зависит от положения этой области. Поскольку все пространство образовано бесконечно большим числом таких единичных областей, то вероятность нахождения частицы в любой из них равна нулю. Вероятность нахождения частицы в пределах *любой* конечной области также равна нулю, и это лишено физического смысла.

Таким образом, строго монохроматических волн быть не может. Возможно, однако, что в произвольно большой области пространства волну приближенно можно считать плоской волной с постоянной амплитудой. За пределами этой области амплитуда должна падать до нуля. Если данная область включает и ту часть пространства, где происходит исследуемое нами явление, можно считать волновую функцию идеализированной плоской волной. В физике очень часто говорят о плоских волнах. При этом молчаливо предполагают, что волна является приближенно плоской: она похожа на плоскую волну в очень большой части пространства.

45. Любая волновая функция, описывающая состояние (движения) частицы с массой m , удовлетворяет уравнению Клейна — Гордона (39b). Положив $m = 0$, получим уравнение, которому удовлетворяют электрические и магнитные векторные поля. Уравнение Клейна — Гордона не идентично уравнениям Максвелла, и об этом не следует забывать. Можно ли считать, что в уравнениях Максвелла содержится больше, чем в уравнении Клейна — Гордона? На этот вопрос ответим утвердительно. Уравнения Максвелла описывают такое явление, как *поляризация* фотона. Состояние движения фотона не определено полностью, если известны энергия и импульс. Остается еще поляризация. Для каждого значения импульса мы имеем у фотона два линейно независимых состояния поляризации. Ими могут быть, например, состояние левой и правой круговой поляризации.

Возникает вопрос: может ли и материальная частица находиться в различных состояниях поляризации? Ответ заключается в том, что некоторые частицы могут быть поляризованы, а другие нет. Примерами частиц, не обладающих поляризацией, являются пионы и α -частицы. Электроны, протоны и нейтроны — примеры частиц,

которые можно поляризовать. У этих последних имеется внутренний момент количества движения, называемый *спином*. Различной ориентации спина соответствуют разным состояниям поляризации. Пионы и α -частицы спина не имеют; в их системе покоя нет ничего, что указывало бы направление. Эти частицы сферически симметричны.

Чтобы описать состояние поляризации частицы с нулевым спином, нужно, кроме переменных \mathbf{x} и t , иметь новую переменную, отвечающую спину. Поэтому волновое уравнение для частиц со спином, например для электронов, протонов и нейтронов, должно быть более сложным, чем уравнение Клейна — Гордона (39b), но тем не менее волновая функция этих частиц будет *также* удовлетворять уравнению Клейна — Гордона. Можно сказать, что это уравнение описывает пространственно-временные свойства частицы, не обращая внимания на спин. Мы не будем здесь рассматривать квантовомеханические методы описания спина. Они в значительной мере аналогичны описанию поляризации электромагнитных волн.

46. В заключение этой части главы перепишем волновое уравнение (39b) в системе единиц СГС (или СИ). При этом в нем появятся константы \hbar и c и оно примет вид

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{x}, t) - \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi(\mathbf{x}, t). \quad (46a)$$

Воспользовавшись соображениями размерности, читатель может проверить правильность этого уравнения. Заметим, что каждый член уравнения имеет размерность (волновая функция)/(длина)².

Дополнительная тема: векторное пространство физических состояний *)

47. Рассмотрим с новой точки зрения принцип суперпозиции, применимость которого к волнам материи была нашим главным предположением.

Обозначим через \mathcal{H}' совокупность всех волновых функций, представляющих возможные физические состояния частицы с массой m . Пусть ни одна из них не равна нулю. Присоединим к этой совокупности новую волновую функцию, которая равна нулю для всех координат и всех значений времени. Новую совокупность обозначим \mathcal{H} . Она обладает следующими свойствами.

а) Если ψ_1 и ψ_2 — две волновые функции из совокупности \mathcal{H} , то сумма ($\psi_1 + \psi_2$) также принадлежит этой совокупности.

б) Если ψ принадлежит \mathcal{H} , а c — любое комплексное число, то функция $c\psi$ также принадлежит \mathcal{H} .

Принцип суперпозиции волновых функций утверждает следующее: если ψ_1 и ψ_2 — две имеющие физический смысл волновые функции, а c_1 и c_2 — два любых комплексных числа, то функция

$$\psi = c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2 \quad (47a)$$

*) При первом чтении можно пропустить.

также имеющая физический смысл волновая функция при условии, что она не обращается тождественно в нуль.

48. Совокупность \mathcal{H} обладает характерными свойствами абстрактного математического объекта, называемого *абстрактным комплексным векторным пространством*. Перечислим постулаты, на которых основано существование таких объектов.

Линейное комплексное векторное пространство \mathcal{H} является совокупностью элементов (называемых векторами), которые обладают следующими свойствами:

1) Из любых двух векторов ψ_1 и ψ_2 в \mathcal{H} можно образовать единственный вектор ψ , принадлежащий \mathcal{H} , который называется суммой ψ_1 и ψ_2 и обозначается $\psi = \psi_1 + \psi_2$. Операция образования суммы двух векторов удовлетворяет следующим правилам:

а) $\psi_1 + \psi_2 = \psi_2 + \psi_1$ для любых двух ψ_1 и ψ_2 из \mathcal{H} .

б) $\psi_1 + (\psi_2 + \psi_3) = (\psi_1 + \psi_2) + \psi_3$ для любых трех векторов ψ_1 , ψ_2 и ψ_3 из \mathcal{H} .

в) В совокупности \mathcal{H} существует единственный вектор, называемый нулевым, который обладает следующим свойством:

$$\psi + 0 = \psi \text{ для любых } \psi \text{ из } \mathcal{H}.$$

2) Рассмотрим вектор ψ из \mathcal{H} и любое комплексное число c . В \mathcal{H} существует единственный вектор $c\psi$, называемый произведением вектора ψ на скаляр c . Операция умножения вектора на скаляр (= комплексное число) удовлетворяет следующим правилам:

а) $(c_1 c_2)\psi = c_1(c_2\psi)$ для всех векторов ψ и любых двух скаляров c_1 и c_2 .

б) $(c_1 + c_2)\psi = c_1\psi + c_2\psi$ для любого вектора ψ и любых двух скаляров c_1 и c_2 .

в) $c(\psi_1 + \psi_2) = c\psi_1 + c\psi_2$ для любых двух векторов ψ_1 и ψ_2 и любого скаляра c .

г) Для скаляра 1 мы имеем $1\psi = \psi$.

Эти постулаты определяют абстрактное линейное векторное пространство в поле комплексных чисел. Последняя фраза означает, что скаляры, на которые умножаются векторы, являются комплексными числами. Если мы ограничим значения этих скаляров вещественными числами, то получим определение линейного векторного пространства в поле вещественных чисел. Для краткости говорят: «комплексное векторное пространство» и «вещественное векторное пространство». Примером хорошо знакомого читателю вещественного векторного пространства является трехмерное евклидово «физическое пространство».

49. Постулат (1а) является переместительным законом сложения, а постулат (1б) — ассоциативным законом; постулат (1в) говорит о существовании и единственности нулевого вектора; постулат (2а) является ассоциативным законом умножения, а постулаты (2б) и (2в) — распределительными законами для умножения на скаляр; постулат (2г) говорит о том, что умножение «единицы» на вектор дает тот же вектор.

Из этих постулатов следует множество почти очевидных следствий, например, таких:

$$0\psi = 0, \quad (-1)\psi + \psi = 0, \quad (-c)\psi = -(c\psi) \text{ и т. п.}$$

Мы не будем перечислять здесь все тривиальные теоремы, надеясь, что читатель сам способен это сделать.

В чем значение введенного понятия об абстрактном комплексном векторном пространстве? Дело в том, что при изучении математических теорий мы постоянно встречаемся с различными совокупностями элементов, которые, помимо других возможных свойств, обладают еще свойством удовлетворять всем аксиомам, относящимся к абстрактному комплексному векторному пространству. Когда мы встречаемся с таким пространством, нет необходимости каждый раз рассматривать его свойства; зная перечисленные аксиомы, можно просто применить их к любой новой совокупности.

50. Теперь можно понять, что совокупность \mathcal{H} всех физически допустимых волновых функций совместно с волновой функцией, тождественно равной нулю, образует *конкретное* комплексное векторное пространство. Это пространство *конкретно*, потому что его векторы являются определенными комплексными функциями пространства и времени. Сравнивая постулаты п. 48 со свойствами совокупности волновых функций, перечисленными в п. 47, мы видим, что перечень постулатов занимает больше места. Однако большая часть этих постулатов абстрактного векторного пространства тривиально выполняется совокупностью конкретных волновых функций.

51. Заметим, что, определяя абстрактное комплексное векторное пространство, мы ничего не говорили о его *размерности*: оно могло быть конечно- или бесконечномерным. Уделим этому вопросу некоторое внимание.

Совокупность N векторов $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_N$ в комплексном векторном пространстве \mathcal{H} является *линейно независимой*, если равенство

$$\sum_{n=1}^N c_n \psi_n = 0 \tag{51a}$$

удовлетворяется лишь при $c_1 = c_2 = c_3 = \dots = c_N = 0$. В противном случае векторы *линейно зависимы*.

Комплексное векторное пространство имеет размерность N , если в этом пространстве можно определить совокупность N линейно независимых векторов, но нельзя определить большее число таких векторов. Векторное пространство бесконечномерно, если для *любого* целого N можно найти N линейно независимых векторов.

Векторное пространство \mathcal{H} всех физически разумных волн де Бройля является *бесконечномерным*: имеется бесконечно большое число линейно независимых волновых функций.

52. Мы имели дело с решениями уравнения Клейна — Гордона, но теперь можно сказать, что совокупность решений любого линейного дифференциального уравнения образует (комплексное) векторное пространство. В рамках квантовой механики существующие в природе частицы могут быть описаны различными типами дифференциальных уравнений. Совокупность физически приемлемых решений этих уравнений всегда образует векторное пространство.

Можно выразить это иначе. Чтобы описать частицы данного типа, необходимо ввести комплексное векторное пространство и связать вектор этого пространства с возможным состоянием (движения) частицы.

Это великая идея, и лежит она в основе математической теории квантовой физики. С первого взгляда это кажется непонятным; утверждение, что состояние (движения) частицы описывается вектором в комплексном векторном пространстве, может показаться лишь новой формулировкой принципа суперпозиции, которому удовлетворяет решение волнового уравнения. При дальнейшем изучении квантовой физики мы поймем, однако, сколь велико значение этой идеи. Например, благодаря тому, что волновые функции образуют векторное пространство, можно упростить многие практические вычислительные задачи. Для векторного пространства вычислительные методы являются, по существу, *алгебраическими*, поэтому становятся важными алгебраические аспекты решений дифференциальных уравнений. Следует заметить, что алгебраические методы имеют большое преимущество (в смысле экономии вычислений) перед прямым решением дифференциальных уравнений, особенно для задач, характеризующихся специальными симметриями. В этой книге мы не сможем привести соответствующие примеры, тем не менее важно обратить внимание на указанное обстоятельство: кажущаяся весьма абстрактной теория векторных пространств ведет к большому упрощению решений ряда практических задач. Одним из аспектов такого упрощения является упрощение обозначений. (Вопрос обозначений нельзя считать второстепенным. Неудачные обозначения могут затруднить, а удачные облегчить решение задачи.)

53. Матричная механика Гейзенберга является примером такой формулировки квантовой механики, в которой главное внимание уделено векторному аспекту теории, а волновые уравнения играют второстепенную роль. На первый взгляд кажется, что между теорией Гейзенберга и волновыми теориями, примером которых является волновая механика Шредингера, существует большое различие. В действительности же они совершенно эквивалентны и ведут к тем же самым физическим следствиям. Они имеют общую основу, которой является теория абстрактного векторного пространства. Мы не будем рассматривать теорию Гейзенберга, так как читатель еще не обладает достаточной математической подго-

товкой и не знает теории матриц, к тому же мы не хотим перегружать книгу отступлениями.

Первая работа Вернера Гейзенберга по квантовой механике относится к 1925 г.*). В этой работе матричная механика не была сформулирована в явной форме. В то время Гейзенберг еще не понимал, что его математический аппарат имеет матричное представление. Связь его теории с теорией матриц была вскоре выяснена в работе Макса Борна и Паскуаля Йордана, имевшей большое значение**).

54. Читатель может заметить, что исторически матричная механика *предшествовала* волновой механике Шредингера. Нет сомнения, что если бы историческая последовательность открытий была обратной, то вскоре за волновой механикой Шредингера появилась бы и матричная механика как другая формулировка волновой теории. Однако этого не произошло. Действительная последовательность открытий в настоящее время кажется почти невероятной, так как матричная механика была одним из наиболее удивительных свершений в физической теории.

Физическая эквивалентность матричной и волновой механики была показана Шредингером в 1926 г.***).

Задачи

1. Разрешающая сила микроскопа определяет предел возможности рассмотреть с его помощью детали исследуемого объекта. Можно выразить разрешающую силу через наименьшее расстояние между двумя точками объекта, при котором они еще видны как две отдельные точки. В оптическом микроскопе максимально возможное разрешение ограничено длиной волны используемого для освещения света; невозможно рассмотреть детали объекта, размеры которого много меньше длины волны. Значительно увеличить разрешающую силу позволяет электронный микроскоп. Вместо стеклянных линз в нем используются электрические и магнитные поля соответствующей конфигурации. Рассмотрим типичный электронный микроскоп, в котором освещение объекта производится пучком электронов с энергией 50 кэв. Сравните максимальную разрешающую силу такого электронного микроскопа с оптическим микроскопом.

Следует заметить, что в действительности разрешающая сила, достижимая в микроскопе (электронном или оптическом), зависит от особенностей его конструкции, в частности от угла, под которым свет, рассеянный объектом, попадает в микроскоп. По техническим причинам этот угол гораздо меньше для электронного микроскопа, нежели для оптического, поэтому разрешающая сила электронного микроскопа гораздо ниже максимального теоретического значения. Несмотря на это, разрешающая сила электронного микроскопа во много раз больше, чем у оптического.

2. Рассмотрим газообразный гелий при комнатной температуре. Гелий — одноатомный газ, и средняя энергия его атомов при температуре T равна $E_k = \frac{3}{2} kT$. Это выражение позволяет найти среднюю скорость (и импульс) атомов гелия.

*) Heisenberg W., Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen, Zs. f. Phys. 33, 879 (1925).

**) Born M., Jordan P., Zur Quantenmechanik, Zs. f. Phys. 34, 858 (1925). Дальнейшее развитие принципов квантовой механики произведено этими авторами и Гейзенбергом в работе: Born M., Heisenberg W., Jordan P., Zur Quantenmechanik, II, Zs. f. Phys. 35, 557 (1926).

***) Schrödinger E., Über das Verhältnis der Heisenberg-Born-Jordanschen Quantenmechanik zu der meinen, Ann. d. Phys. 79, 734 (1926).

а) Вычислите среднюю скорость (в см/сек) атомов гелия.

б) Вычислите (в см) длину волны де Бройля для этой средней скорости. Сравните длину волны со средним расстоянием между атомами газа. (Предположим, что давление равно 1 атм, и определим среднее расстояние по известной плотности.)

Можно ожидать, что квантовые эффекты играют роль, если длина волны де Бройля будет больше среднего расстояния. Классическое описание годится в противоположном случае. В классическом представлении газ — это некое количество «биллиардных шаров», непрерывно сталкивающихся друг с другом, тогда как с точки зрения квантовой механики газ есть совокупность взаимодействующих волн. Поэтому интересно выполнить указанное сравнение для различных температур.

в) Плотность жидкого гелия около $0,15 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Температура сжижения гелия при атмосферном давлении является наименьшей достижимой температурой. По аналогии с задачей б) сравните длину волны де Бройля со средним расстоянием между молекулами при очень низкой температуре — в $0,01 \text{ }^\circ\text{K}$.

3. Выполните то же сравнение длины волны де Бройля и среднего расстояния для электронного «газа» в куске меди. Существуют модели металла, в которых электроны рассматриваются как газ, заполняющий объем металла, подобно тому как атомы гелия заполняют сосуд. Допустим, что в кристаллической решетке меди на каждый атом приходится один свободный электрон. В этом случае расстояние между атомами равно среднему расстоянию между электронами.

4. Рассмотрим трехмерную задачу о косом падении частицы на плоскость, разделяющую две области R_1 и R_2 . Допустим, что в большей части областей R_1 и R_2 потенциальная энергия частицы постоянна и равна V_1 и V_2 соответственно. В области, примыкающей к границе раздела, потенциал быстро меняется от V_1 до V_2 . Таким образом, в областях R_1 и R_2 на частицу не действуют никакие силы, но вблизи поверхности раздела она испытывает большую силу, перпендикулярную поверхности. Пусть полная энергия частицы равна E , причем $E > V_1$ и $E > V_2$.

Траектория частицы будет испытывать «преломление» на границе раздела, и мы рассмотрим это преломление с классической и квантовомеханической точек зрения.

а) Получите закон преломления с помощью классической механики. В этом случае при прохождении через поверхность раздела изменяется нормальная компонента импульса частицы, но касательная к поверхности компонента остается неизменной. Закон сохранения энергии дает нам импульс в области R_2 , если мы знаем импульс в области R_1 , что позволяет найти закон преломления.

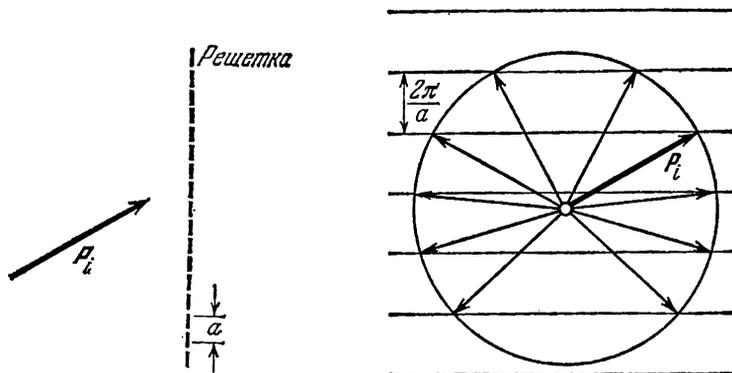
б) Получите закон преломления с помощью волновой механики и покажите, что он совпадает с классическим результатом. Вам нужно найти связь между энергией E , импульсом p , частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} частицы. Наши предыдущие рассуждения в тексте относились к области, для которой потенциал равен нулю, и в данном случае не годятся. Подумайте, как нужно дополнить теорию в нашем случае. Здесь возникают следующие вопросы: будет ли частота одинаковой по обе стороны поверхности? Будет ли непрерывна тангенциальная составляющая волнового вектора вблизи поверхности? Всегда ли верны соотношения $p = \hbar \mathbf{k}$ и $E = \hbar \omega$?

Вы знаете ответы на эти вопросы: классический закон преломления, полученный в задаче а), должен быть верен. Таким образом, вам известен результат, который должна дать квантовая теория в этом случае.

в) Согласно классической динамике, частица не может быть отражена на поверхности раздела; возможно только преломление. Свет, падающий на поверхность раздела двух диэлектриков, преломляется и отражается. Что будет происходить в квантовомеханической теории, т. е. в случае реальных частиц?

5. Рассмотрим дифракционную решетку, показанную на прилагаемом рисунке. Такая решетка состоит из большого числа тонких параллельных щелей, нанесенных на плоской поверхности (стекло, металл, пластик и т. п.) на равном расстоянии одна от другой. Для простоты рассмотрим двухмерную задачу. Пусть падающая на решетку плоская волна распространяется в направлении, которое лежит в плоскости чертежа (перпендикулярной плоскости решетки).

Пусть частота (= энергия) волны равна ω , а волновой вектор (= импульс) p_i . Найдите возможные направления дифрагировавших волн и покажите, что это можно сделать следующим образом. Частица с импульсом p_i сталкивается с решеткой. После столкновения ее импульс будет p_0 . В этом столкновении энергия частицы не меняется, но решетке передается импульс $q = p_i - p_0$. Покажите, что возможные направления дифрагировавших волн определяются следующим простым условием. Компонента переданного импульса q в направлении решетки (вертикальная компонента на рисунке) должна быть кратна величине $2\pi/a$, где a — расстояние между штрихами. Таким образом, вертикальная компонента переданного импульса «квантуется».



К задаче 5. Схематически показанная дифракционная решетка.

Импульс падающей на решетку волны обозначен вектором p_i . Расстояние между соседними штрихами решетки равно a . Справа показано простое геометрическое построение, позволяющее найти направления дифракционных максимумов. Конечный импульс определяется пересечением окружности, радиус которой равен величине импульса, с семейством параллельных линий, соответствующих разрешенным значениям вертикальной составляющей переданного решетке импульса. Показанные на рисунке векторы соответствуют десяти возможным конечным импульсам, включая начальный.

6. а) Рассмотрим дифракцию видимого света на решетке, показанной в предыдущей задаче. Пусть постоянная решетки a равна двум длинам волн света, а угол падения волны равен 45° . Найдите все углы, под которыми выходят дифрагировавшие волны. Сделайте чертёж.

б) Изменим наш мысленный опыт, поместив решетку между двумя пластинами из стекла, имеющего показатели преломления соответственно 1,51 и 1,74. Толщина каждой пластины 5 мм. Свет падает справа на верхнюю пластину. Длина волны, постоянная решетки и угол падения те же, что и в части а) этой задачи. Найдите направления выхода дифрагировавших лучей из нашей двухслойной пластинки и сравните результат с первой частью задачи.

7. В опыте Дэвиссона — Джермера электроны с энергией 88 эВ падают нормально к поверхности металлического кристалла, атомы которого расположены в квадратной решетке с периодом $a = 2,9 \text{ \AA}$. Начертите схему, на которой нанесены точки пересечения дифрагировавших лучей с плоскостью, параллельной поверхности кристалла и находящейся от нее на расстоянии 5 см. Чертеж должен быть в соответствующем масштабе, чтобы показать все дифрагировавшие лучи.

8. Некогда жил физик, который выполнил описанные выше опыты для ряда металлов. В своем отчете он написал: «С металлом A я наблюдал дифракционную картину трехкратной симметрии, с металлом B — четырехкратной, с металлом C — пятикратной, с металлом D — шестикратной». (Картина имеет n -кратную симметрию, если она не меняется при повороте на угол $2\pi/n$.) Обсудите подробно этот отчет.

9. Нейтроны из реактора проходят через колонну из поликристаллического бериллия. Это вещество выбрано потому, что оно слабо поглощает нейтроны. Окажется, что нейтроны, вышедшие из колонны, «холодные», их кинетическая энергия соответствует температуре, меньшей 50°K . «Тепловые» нейтроны, кинетическая энергия которых отвечает комнатной температуре, сильно рассеиваются бериллием. Можете ли вы объяснить это явление?

10. Предположим, что волновая функция $\psi(\mathbf{x}, t)$ является решением уравнения Клейна — Гордона для положительного значения частоты (масса частицы m). Пусть это решение описывает частицу (волновой пакет), достаточно четко ограниченную в пространстве и движущуюся в более или менее хорошо определенном направлении. Рассмотрим функцию $\psi_R(\mathbf{x}, t)$, заданную следующим образом:

$$\psi_R(\mathbf{x}, t) = \psi(-\mathbf{x}, t).$$

а) Покажите, что $\psi_R(\mathbf{x}, t)$ также является решением уравнения Клейна — Гордона для положительной частоты.

б) Волновая функция $\psi_R(\mathbf{x}, t)$ отвечает другому состоянию движения частицы. Поясните *физически*, как это состояние движения $\psi_R(\mathbf{x}, t)$ связано с состоянием движения, описываемым волновой функцией $\psi(\mathbf{x}, t)$. (Здесь может быть высказано ясное и простое положение. Подумайте сперва о «средних» траекториях в обоих случаях.)

11. Эта задача аналогична предыдущей, но труднее. Рассмотрим функцию $\psi_T(\mathbf{x}, t)$, заданную условием

$$\psi_T(\mathbf{x}, t) = \psi^*(\mathbf{x}, -t),$$

где звездочка означает комплексное сопряжение.

а) Покажите, что $\psi_T(\mathbf{x}, t)$ также является решением уравнения Клейна — Гордона для положительной частоты.

б) Поясните *физически*, как связаны друг с другом состояния движения, описываемые волновыми функциями $\psi_T(\mathbf{x}, t)$ и $\psi(\mathbf{x}, t)$.

Дополнительная литература

1. Существует огромная литература по теории линейных дифференциальных уравнений в частных производных. Читатель познакомится с ней в свое время, но сейчас мы обращаем его внимание на монографию, сыгравшую большую роль в физике:

Курант Р., Гильберт Д., Методы математической физики, т. 1 и 2, Гостехиздат, 1951; изд. 2-е, изд. «Мир», 1964.

Во втором томе рассмотрены дифференциальные уравнения в частных производных. Первый том посвящен разделам математики, особенно важным для физиков: фурье-анализу, теории матриц и векторных пространств, теории некоторых обычных линейных дифференциальных уравнений.

Важнейшие области математики, которые позже сыграли большую роль в придании математической строгости квантовой механике, были развиты почти одновременно с ней. Д. Гильберт из Гёттингенского университета был одним из ведущих математиков в этой области. Бесконечномерное векторное пространство, столь важное для современной формы квантовой механики, названо в его честь *гильбертовым пространством*. Первоначально Гильберт не имел в виду физические применения своей теории линейных пространств, но открытие квантовой механики стимулировало дальнейшие математические исследования, связанные с физическими применениями. Этот период характерен плодотворным взаимодействием между математиками и физиками.

Квантовая механика с математической точки зрения рассмотрена в книге: фон Нейман И., Математические основы квантовой механики, изд. «Наука», 1964.

2. Матричная механика рассмотрена во многих учебниках по квантовой механике. В качестве вводной книги, в которой рассмотрен и применен алгебраический подход к квантовой механике, можно всячески рекомендовать:

Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, вып. 8 и 9, «Квантовая механика», изд. «Мир», 1966, 1967.

3. В данной книге очень слабо затронута физика твердого тела. Из вводных мы рекомендуем:

Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, Физматгиз, 1962. В ней рассмотрено, в частности, строение кристаллов, теория дифракции рентгеновских лучей, теория фононов.

4. Представляют интерес также следующие статьи из «Scientific American»:

Darrog K., The Quantum Theory, March, p. 47 (1952).

Darrog K. Devisson and Germer, May, p. 50 (1948).

Schrödinger E. What is Matter, Sept., p. 52 (1953).

Morrison P., Morrison E., The Neutron, Oct., p. 44 (1951).

Gamov G., The Principle of Uncertainty, Jan., p. 51 (1958).

ПРИНЦИП НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ И ТЕОРИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Принцип неопределенности Гейзенберга

1. В двух предыдущих главах мы узнали, что все частицы обладают волновыми свойствами. Движущаяся частица, импульс которой равен p , ведет себя подобно волне, причем соотношение между длиной волны и импульсом частицы $\lambda = h/p$ является *универсальным* соотношением, справедливым для любых частиц. Мы обращаем внимание читателя на то, что волновые свойства частицы нельзя свести к представлению о некоторой «ведущей волне», каким-то образом связанной с классической частицей. Свойство реальной физической частицы нельзя свести к свойствам более привычных нам объектов. Волновые и корпускулярные свойства физических частиц являются различными аспектами их внутренней природы.

2. Мы показали, что состояние движения частицы может быть описано комплексной волновой функцией $\psi(\mathbf{x}, t)$. Для изолированной частицы эта волновая функция удовлетворяет уравнению Клейна — Гордона с тем дополнительным условием, что в фурье-представлении волновой функции входят только положительные частоты. Мы показали, что удовлетворяющее этому условию решение можно получить, если задать решение уравнения Клейна — Гордона $\psi(\mathbf{x}, 0)$ в момент времени $t = 0$ (или в любой другой произвольный момент времени). Эта начальная волновая функция совершенно произвольна, и мы имеем поэтому чрезвычайно большое разнообразие волн, соответствующих различным состояниям движения частицы.

Важно представлять себе, что волна в квантовой механике не должна быть подобна синусоидальной волне. Такое подобие является совершенно частным случаем. Уравнение Клейна — Гордона не накладывает никаких ограничений на вид волны в *данном моменте*, но определяет зависимость волновой функции от времени. Это ограничивает, однако, возможный характер волны для двух различных моментов времени. Волновая функция $\psi(\mathbf{x}, t_1)$ в момент времени $t = t_1$ однозначно определяет волновую функцию во все

другие времена и тем самым однозначно определяет состояние движения частицы. В этом смысле квантовая механика является детерминированной теорией.

3. Рассмотрим теперь состояние движения частицы, описываемое начальной волновой функцией $\psi(x, 0)$. Что можно сказать о положении и импульсе частицы в момент времени $t=0$?

Мы говорили, что амплитуда волны должна быть истолкована в понятиях вероятности. Частицу вероятнее всего обнаружить там, где амплитуда волновой функции велика. Более точно, квадрат абсолютного значения волновой функции в данной точке является мерой вероятности обнаружить частицу (например, с помощью «небольшого» прибора) вблизи этой точки. Если начальная волновая функция такова, что ее амплитуда равна нулю всюду за пределами малой области, то можно утверждать, что (в момент $t=0$) частица находится в пределах этой области и ее положение известно довольно точно. С другой стороны, если начальная волновая функция распространяется на большую область, в пределах которой ее амплитуда мало меняется, то нельзя приписать частице определенное положение; ее положение в момент времени $t=0$ известно с большой неопределенностью.

Итак, из волновых представлений естественно следует, что точное положение частицы (в данный момент) в общем случае не может быть задано. Точность, с которой известно положение частицы, зависит от ее состояния движения. Возможны волновые функции (состояния движения), которые определяют положение частицы с большой точностью, но возможны и волновые функции другого типа, определяющие положение частицы с точностью, не лучшей, например, светового года.

4. Аналогичные соображения справедливы и для другой переменной, т. е. для импульса. Импульс и длина волны связаны соот-

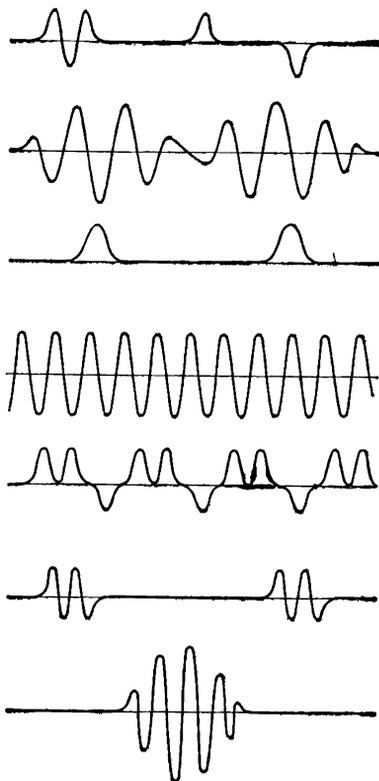


Рис. 2А. Различные типы волн в пространстве.

Рисунок должен напомнить читателю, что волны в квантовой механике, как правило, не синусоидальны в данный момент времени. Произвольная волна является произвольной функцией положения и может не походить на гармоническую волну. На графиках показана реальная часть волновой функции. (В общем случае волновая функция является комплексной.)

ношением де Бройля, поэтому интуитивно ясно, что нельзя точно знать импульс, если плохо определена длина волны. Чтобы указать длину волны, необходимо, чтобы волновая функция имела хотя бы некоторые свойства периодичности.

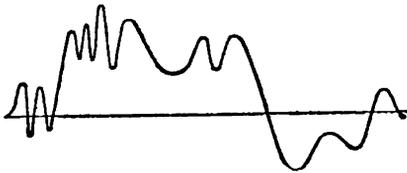


Рис. 4А. Пример волнового цуга, для которого понятие длины волны не имеет смысла. Для такого цуга импульс определен очень плохо. Это справедливо и для всех волн на рис. 2А, за исключением четвертой волны сверху.

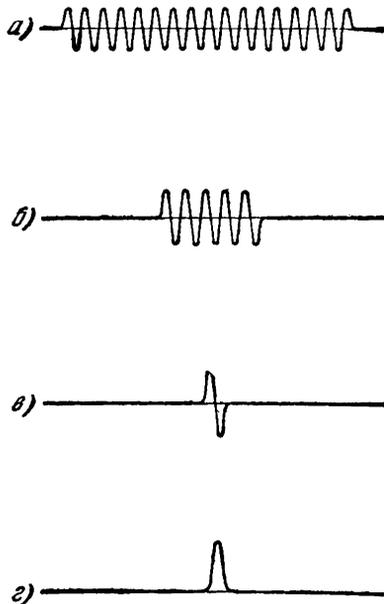


Рис. 5А. К соотношению неопределенности для координаты и импульса.

Точно определенное положение требует короткого цуга волн. Точно известный импульс требует протяженного цуга синусоидальных волн. Оба требования исключают друг друга. а) Положение определено плохо; импульс определен хорошо; б) положение определено лучше; импульс определен хуже; в) положение определено хорошо; импульс определен плохо; г) положение определено очень хорошо, импульс определен очень плохо.

Протяженная синусоидальная волна имеет определенную длину волны, но для нерегулярной волны произвольной формы понятие длины волны вообще неприменимо. Таким образом, точность определения импульса зависит от состояния движения частицы: импульс может быть определен весьма точно в одном состоянии и лишь очень грубо в другом.

Гейзенберг показал, что, хотя не существует пределов точности, с которой можно определить *либо* импульс, *либо* положение частицы, имеется принципиальный предел для точности определения этих величин *в один и тот же момент времени* (т. е. для данной волновой функции). Это утверждение имеет точную математическую формулировку в виде знаменитого *принципа неопределенности* Гейзенберга, сформулированного им в 1927 г. *). Мы получим этот принцип с помощью простых интуитивных соображений.

5. Начнем с волн де Бройля в одномерном пространстве. Для простоты возьмем систему единиц, в которой $\hbar = 1$. В этом случае длина волны и импульс будут связаны формулой $\lambda \approx 2\pi/p$ и понятия волнового вектора и импульса совпадают.

Наши рассуждения будут основаны на графическом изображении волн. На рис. 5А изобра-

*) Heisenberg W., Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik, Zs. f. Phys. 43, 172 (1927).

жены четыре различных волновых цуга конечной протяженности (независимой переменной является координата x). В общем случае волновая функция является комплексной величиной и ее графическое изображение вызывает трудности. Мы можем, однако, изобразить в отдельности вещественную и мнимую части волновых функций, и читатель может считать, что на рис. 5А изображена одна из них.

На всех графиках показаны «прерванные» синусоидальные волны, описываемые функцией $\sin(\rho x)$ в той области, где они не исчезают. Такие волны, «обрезанные» с обоих концов, разумеется, не являются истинно синусоидальными. Поэтому отвечающая им длина волны (и импульс) не может быть точно определена; точным значениям этих величин отвечает «чистая» синусоида, простирающаяся от $-\infty$ до $+\infty$.

Обращаясь к рис. 5А, замечаем, что чем точнее известно положение частицы, тем хуже мы знаем ее импульс. Обозначим неопределенность в положении x через Δx . В качестве грубой меры неопределенности положения можно принять длину волнового цуга; если он состоит из n полных волн, то

$$\Delta x \sim n\lambda = \frac{2\pi n}{\rho}, \quad (5a)$$

где λ — длина волны. Однако ясно, что чем больше число полных колебаний в волновом цуге, тем точнее известна длина волны. В качестве грубой меры *относительной* неопределенности для длины волны можно принять величину

$$\frac{1}{n} \sim \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\rho}{\rho}, \quad (5b)$$

где $\Delta\rho$ — неопределенность в импульсе (поскольку $\lambda = \frac{2\pi}{\rho}$, то $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\rho}{\rho}$).

Из (5a) и (5b) получаем следующее утверждение о порядке величины произведения $\Delta x \cdot \Delta\rho$:

$$\Delta x \cdot \Delta\rho \sim 1. \quad (5c)$$

Мы опустили множитель 2π , так как нас интересует лишь оценка порядка величины. Наше определение Δx и $\Delta\rho$ не точное, а лишь качественное, поэтому и результат лишь качественный.

6. Выражение (5c) является соотношением неопределенности для частного случая волн, показанных на рис. 5А. Соотношение неопределенности, справедливое для общего случая *любых* волн, имеет форму *неравенства*. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим волну другого типа, показанную на рис. 6А. Очевидно, что у этой волны приблизительно та же неопределенность в положении, что и у волны a) на рис. 5А, но неопределенность в импульсе (в длине волны) здесь значительно больше. Поэтому более правильное выра-

жение принципа неопределенности имеет вид

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq 1. \quad (6a)$$

Это то же самое соотношение неопределенности, которое мы весьма кратко обсуждали в гл. 1.

7. Рассмотрим теперь волны в трехмерном пространстве. Заметим прежде всего, что все сказанное об одномерной волне применимо к каждой координате отдельно. Таким образом, если x_α и p_α ($\alpha = 1, 2, 3$) — декартовы координаты и импульсы частицы, то

$$\Delta x_\alpha \Delta p_\alpha \geq 1, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (7a)$$

С другой стороны, частица может быть весьма точно локализована в *пространстве*, скажем, в направлении 1, а ее импульс может быть известен с большой точностью для направления 2. Читатель должен вообразить волновой пакет, стянутый в узкую область, параллельную оси 2, но далеко распространившийся вдоль этой оси. В этом случае координата x_1 частицы известна точно. В направлении оси 2 мы можем иметь почти



Рис. 6А. Для этого волнового дуга положение задано столь же плохо, как и на рис. 5А, а. В данном случае плохо определен и импульс, во всяком случае гораздо хуже, чем на рис. 5А,а.

Соотношение неопределенности имеет вид неравенства; можно представить себе волну, для которой неопределенность как положения, так и импульса произвольно велика.

периодическую волну, распространившуюся на большое расстояние, а это означает точное знание импульса p_2 . При этом точность определения координаты x_1 частицы никак не ограничена точностью определения компоненты импульса p_2 , а это означает, что в общем случае

$$\Delta x_\alpha \Delta p_\beta \geq 0 \quad \text{для } \alpha \neq \beta. \quad (7b)$$

Неравенства (7а) и (7b) являются соотношениями неопределенности для волн (= частиц) в трехмерном пространстве.

8. Чтобы развить эти идеи, вернемся к представлению произвольной волны в виде суперпозиции плоских волн:

$$\psi(\mathbf{x}, 0) = \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}), \quad (8a)$$

где

$$A(\mathbf{p}) = (2\pi)^{-3} \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}, 0) \exp(-i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}). \quad (8b)$$

Мы обсуждали это представление в пп. 39—44 гл. 5 (стр. 209—211), где было сказано, что из любого из этих выражений следует другое.

Допустим теперь, что функция $A(\mathbf{p})$ локализована в очень узкой области пространства импульсов. Это означает, что $A(\mathbf{p})$ велика лишь в непосредственной близости к некоей точке $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0$, а повсюду

в другом месте мала. Для простоты можно даже считать $A(\mathbf{p})$ *исчезающе малой* всюду, за исключением узкой области около \mathbf{p}_0 . Обращаясь к интегралу (8а), мы интуитивно ожидаем, что функция $\psi(\mathbf{x}, 0)$ не будет ограничена малой областью пространства, а будет иметь вид приближенно плоской волны с импульсом \mathbf{p}_0 . Действительно, рассмотрим крайний случай, когда ширина области, где $A(\mathbf{p})$ отлична от нуля, стягивается к нулю. [При переходе к такому пределу амплитуда $A(\mathbf{p})$ должна возрастать, в противном случае интеграл, дающий значение $\psi(\mathbf{x}, 0)$, обратится в нуль.]

Читатель видит, что чем лучше локализована функция $A(\mathbf{p})$, тем шире область функции $\psi(\mathbf{x}, 0)$. Существует, однако, замечательная симметрия между уравнениями (8а) и (8б), из которой следует, что чем лучше локализована функция $\psi(\mathbf{x}, 0)$, тем более размыта функция $A(\mathbf{p})$. Если функция $\psi(\mathbf{x}, 0)$ хорошо локализована, т. е. исчезает за пределами узкой области вблизи значения \mathbf{x}_0 , то положение частицы хорошо определено. В этом случае плохо определен ее импульс, как это можно видеть из формулы (8а).

9. Эти идеи допускают более точное выражение, и можно связать степень «концентрации» функции $A(\mathbf{p})$ со степенью «концентрации» функции $\psi(\mathbf{x}, 0)$. Результатом является *соотношение неопределенности*: точность определения положения обратно пропорциональна точности определения координаты. Мы обещали читателю, что в этой книге он не будет иметь дела с теорией интеграла Фурье, поэтому лишены возможности произвести строгий вывод соотношения неопределенности *). Нашей целью было лишь качественное понимание этого соотношения. Как мы видим, сама идея предельно проста. Если положение частицы задано точно, волновой цуг должен быть очень коротким. Но это условие несовместимо с точным знанием импульса, когда волновой цуг должен содержать большое число полных периодов синусоидальной волны. Из волнового описания частицы немедленно следует, что ее положение и импульс нельзя *одновременно* определить с неограниченной точностью.

Вернемся к краткому рассмотрению физического значения соотношений неопределенности в пп. 20—26 гл. 1 (стр. 26—30). Теперь должно быть совершенно ясно, что эти соотношения не связаны с неучитываемыми «возмущениями», которые наши измерительные приборы вносят в классическое движение классической частицы. Смысл соотношений неопределенности в том, что они устанавливают пределы, за которыми классические идеи перестают действовать. Для квантовомеханической частицы (= волнового пакета) такие понятия, как одновременно измеренное *точное* положение частицы и *точное* значение импульса, просто не имеют смысла.

*) Обычный вывод соотношения неопределенности см. в книге: Шифф Л., Квантовая механика, ИЛ, 1957.

10. При каких условиях электрон можно считать классической частицей, подобной заряженному «бильярдному шару»? Эти условия аналогичны условиям справедливости «геометрической», или «лучевой», оптики: линейные размеры прибора, через который проходит частица, должны быть гораздо больше длины волны. В противном случае мы будем наблюдать характерные для волн дифракционные явления. Обозначим через d линейный размер прибора, которым может быть диаметр линзы или ширина щели, а через λ — дебройлевскую длину волны частицы. Чтобы классическое описание было достаточно точным, необходимо, чтобы $d \gg \lambda$. Так как $\lambda = 2\pi/p$, то это соотношение можно записать в форме

$$dp \gg 1. \quad (10a)$$

В гауссовой системе единиц написанное соотношение имеет вид $dp \gg \hbar$. Это тот же критерий, который мы обсуждали в пп. 20—26 гл. 1.

11. Для иллюстрации применений соотношения неопределенности попробуем выяснить, с какой точностью можно задать классическую траекторию в частном случае электрона. Рассматриваемая ситуация показана на рис. 11А и 11В. Слева на экран падает пучок электронов, каждый из которых описывается плоской волной. Экран имеет щель шириной d . Мы хотим выбрать такое значение d , чтобы пятно на расположенном справа экране, созданное прошедшим через щель пучком, было возможно меньше. Расстояние между обими экранами равно L .

Предположим, что все электроны имеют один и тот же начальный импульс p . У электрона, проходящего через левый экран, неопределенность в положении в пространстве равна d . Поэтому неопределенность Δp в импульсе равна

$$\Delta p \sim \frac{1}{d}. \quad (11a)$$

Предположим, что Δp мало по сравнению с p . В этом случае мы можем выразить (11a) через неопределенность $\Delta \theta$ в значении угла θ (угол отсчитывается от направления первичного пучка), под которым электрон выходит из экрана, и

$$\Delta \theta \sim \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{pd}. \quad (11b)$$

Пусть Δx измеряет размер пятна на правом экране. Величина Δx определяется двумя факторами — размером отверстия в левом экране и расширением волны вследствие дифракции на щели (см. рис. 11А).

Таким образом,

$$\Delta x \sim d + L \Delta \theta \sim d + \frac{L}{pd}. \quad (11c)$$

Поскольку длина волны $\lambda = 2\pi/p$, то можно записать (11 с) в виде

$$\Delta x \sim d + \frac{\lambda L}{d}, \quad (11d)$$

если пренебречь множителем 2π в последнем слагаемом. Здесь

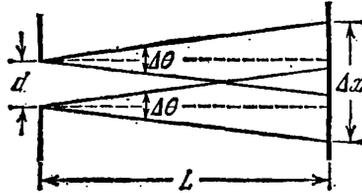


Рис. 11А. Попытка создать узкий пучок электронов, ограничив щелью широкий пучок, падающий на экран слева.

Пучок дифрагирует на щели, и неопределенность $\Delta\theta$ в угле, под которым электроны выходят из щели, обратно пропорциональна ее ширине d . Размер пятна на экране справа $\Delta x \sim d + L \Delta\theta$.

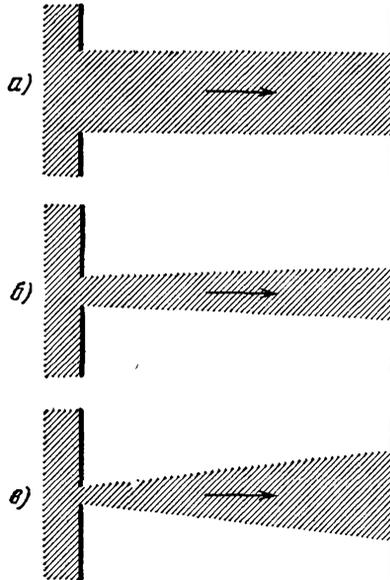


Рис. 11В. Эти три схемы показывают, как ширина пучка зависит от ширины d входной щели. (Заметим, что на этих схемах длина волны электрона меньше, чем на рис. 11А.)

В случае *a* пятно на экране велико, так как велика входная щель. Если сильно уменьшить размер входной щели, как это показано в случае *в*, пятно все же остается большим за счет дифракции пучка. Наименьшее пятно мы получим, выбрав $d \sim \sqrt{\lambda L}$. В этом случае размер пятна будет того же порядка. Такой оптимальный выбор показан в случае *б*.

мы хотим оценить только порядок величины, и поскольку конечный результат имеет более удобный вид без множителя 2π , то мы его опускаем.

Итак, если величину d сделать очень малой, то второе слагаемое в (11d), возникающее вследствие дифракции, станет очень большим, а если d велико, то велико первое слагаемое. Нетрудно вычислить оптимальное значение d_0 , для которого величина Δx , оцененная по (11d), проходит через минимум. Мы находим

$$d_0 = \sqrt{\lambda L}, \quad \Delta x_{\min} = 2d_0 = 2\sqrt{\lambda L}. \quad (11e)$$

В оптимальном случае размер пятна на экране будет в два раза больше ширины щели. (Множитель 2 не следует понимать буквально. Вспомним, что мы оцениваем порядок величины и считаем $2\pi \sim 1$.) Пусть $L = 1$ м, а энергия электронов равна 150 эв. Этой энергии отвечает длина волны $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$, и из оценки (11e) следует, что размер пятна на правом экране может быть порядка 0,02 мм. Таким образом, с макроскопической точки зрения траектория электрона между двумя экранами оказывается достаточно узкой.

12. Подробное изучение условий, при которых физическую систему можно описывать законами классической физики, — интересная, но не простая задача. Иногда поступают следующим образом. Начинают с того, что решают задачу квантовомеханически, а затем полагают $\hbar = 0$, чтобы перейти к классическому пределу. Такой подход недостаточно строг. Мы не можем полагать $\hbar = 0$, так как знаем, что в действительности $\hbar = 1$ (в соответствующих единицах). *Истинная* проблема в том, чтобы показать, каким образом система, в действительности управляемая законами квантовой механики (как вообще *все* системы), *кажется* с достаточной точностью управляемой классическими законами. При рассмотрении этой проблемы естественно пользоваться системой единиц, в которой $\hbar = 1$, как было сделано в нашем примере.

Вопрос о достижении классического предела имеет много аспектов. Его нельзя исчерпать с помощью какого-либо одного утверждения. Если, например, понимать под «классическим пределом» классическую динамику частиц, то условием его достижения является ненаблюдаемость дифракционных явлений. Мы обсуждали это условие в предыдущем пункте. Чтобы волновой пакет был хорошо локализован и мы могли бы указать его траекторию (интерпретируемую как траектория частицы), линейные размеры щелей, определяющих траекторию, должны быть велики по сравнению с длиной волны де Бройля. Классической динамикой не исчерпывается, однако, «классический предел». Важно также выяснить условия применимости классической электромагнитной теории. Они обычно не сводятся к отсутствию дифракционных явлений, а заключаются в том, чтобы отдельные фотоны не проявляли себя как *частицы*.

Мы не станем больше заниматься вопросом о классическом пределе. Для дальнейшего достаточно грубых качественных представлений. Читатель должен сам обдумать этот вопрос. Наши рассуждения показывают, что условия осуществления «классического

предела» зависят от рассматриваемой системы, и это обстоятельство нельзя забывать.

13. В качестве нового примера плодотворного применения соотношения неопределенности попытаемся оценить с его помощью энергию связи атома водорода. Мы обещали сделать это в п. 26 гл. 2 (стр. 67). Воспользуемся системой единиц СГС, в которой соотношение неопределенности имеет вид

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar. \quad (13a)$$

Допустим, что классическое выражение для полной энергии электрона в электростатическом поле протона

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} \quad (13b)$$

имеет смысл и в квантовой механике. Переменная p характеризует импульс в электронной волне, а переменная r является некоторой «координатой положения» для волны.

Первый член в (13b) всегда положителен, второй — отрицателен. В основном состоянии системы энергия имеет минимальное из возможных значений. Мы знаем, что она должна быть отрицательной, в противном случае не будет связанного состояния. В *классической* теории, выбрав орбиту электрона достаточно малого радиуса, можно обеспечить сколь угодно малое значение энергии связи. Для такого состояния неопределенность в *положении* будет мала, и из квантовомеханического принципа неопределенности немедленно следует, что в этом состоянии должна быть велика неопределенность в значении импульса, что означает, что величина $p^2/2m$ велика. Иными словами, сделав подходящим выбором малого r потенциальную энергию большой (и отрицательной), мы получим большое значение кинетической энергии, и если последняя «перевесит», то значение полной энергии будет большим. С другой стороны, взяв малое значение p , мы будем иметь небольшую кинетическую энергию, но тогда r будет велико и отрицательная потенциальная энергия мала. Легко понять, что существует некое оптимальное значение радиуса, для которого полная энергия принимает минимальное значение.

14. Чтобы увидеть, каким образом «баланс» между кинетической и потенциальной энергией приводит к установлению связанного состояния, сделаем некоторые *грубые* приближения. Заменяем неопределенность в положении на радиус r , а неопределенность в импульсе на сам импульс p и перепишем соотношение неопределенности в виде

$$rp \sim \hbar. \quad (14a)$$

Для определенности предположим, что

$$rp = \hbar. \quad (14b)$$

Воспользуемся теперь равенством (14b), чтобы исключить r из выражения (13b) для полной энергии. Получаем

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 p}{\hbar}. \quad (14c)$$

Полная энергия имеет минимум в точке $p = p_0$, которую мы получим, приравняв нулю производную $\partial E/\partial p$:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_{p=p_0} = \frac{p_0}{m} - \frac{e^2}{\hbar} = 0. \quad (14d)$$

Решая это уравнение относительно p_0 и полагая $r_0 = \hbar/p_0$, имеем

$$p_0 = \frac{e^2 m}{\hbar}, \quad r_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m}, \quad (14e)$$

а также

$$E = \frac{p_0^2}{2m} - \frac{e^2 p_0}{\hbar} = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2} = -R_\infty. \quad (14f)$$

Сравним этот результат со значением энергии, полученным в п. 23 гл. 2 (стр. 65). Мы видим, что оба результата совпадают. То же следует сказать и о радиусе r_0 , совпадающем со значением боровского радиуса $r_0 = a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см.

15. Разумеется, совпадение наших грубых оценок с



Рис. 15А. Если электрон локализован в небольшой области около ядра, неопределенность его положения мала.

В этом случае велика неопределенность импульса, что означает большую кинетическую энергию электрона. Его потенциальная энергия при этом будет отрицательной и большой по абсолютному значению.

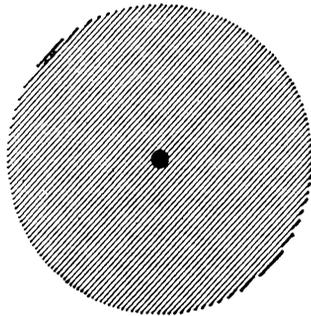


Рис. 15В. Чтобы кинетическая энергия была небольшой, электрону должна быть доступна значительная область пространства.

У электрона должна быть большая неопределенность в положении. В этом случае его среднее расстояние от ядра велико и потенциальная энергия мала по абсолютной величине. Основное состояние определяется компромиссом, при котором полная энергия имеет наименьшее возможное значение, допускаемое принципом неопределенности.

точным значением энергии связи нужно считать «случайным». Важно лишь то, что мы получили верный порядок величины как для энергии связи, так и для размера атома и что, *основываясь на волновых представлениях, можно понять, почему атомный электрон не падает на ядро*. Структура атома является результатом компромисса. Энергия основного состояния — это наименьшая энергия, при которой возможно существование атома, и она является суммой двух слагаемых противоположного знака. Если мы сделаем отрицательное слагаемое (потенциальную энергию) больше, сконцентрировав электронную волну в небольшой области вблизи ядра,

то увеличим кинетическую энергию, ибо такая волна отвечает большому импульсу. С другой стороны, нельзя слишком сильно увеличить размеры волнового пакета, так как при этом слагаемое с потенциальной энергией станет несущественным. Основное состояние отвечает «наилучшему» возможному компромиссу. Эти рассуждения иллюстрируют рис. 15А и 15В.

Наши рассуждения показывают также, что идея о классической орбите электрона в атоме несовместима с волновыми представлениями. В предыдущем пункте мы показали, что неопределенность положения электрона в атоме водорода должна быть порядка борновского радиуса a_0 . Эта оценка координаты в равной мере применима для всех возможных направлений в пространстве, и поэтому понятие о круговой орбите с радиусом a_0 теряет смысл.

16. Воспользуемся теперь принципом неопределенности для грубой оценки величины ядерных сил. Рассмотрим нуклон, входящий в состав ядра, которое мы представляем себе в виде сферы радиуса $r_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-13}$ см. Из соотношения неопределенности следует, что импульс нуклона имеет порядок $p \sim \hbar/r_0$; таким образом, его кинетическая энергия должна быть порядка

$$E_k \sim \frac{1}{2M_p} \left(\frac{\hbar}{r_0} \right)^2 \sim 10 \text{ Мэв.} \quad (16a)$$

Поскольку нуклон связан в ядре, среднее значение потенциальной энергии $\langle U \rangle$ должно быть отрицательно и по величине больше кинетической энергии:

$$-\langle U \rangle \geq 10 \text{ Мэв.} \quad (16b)$$

Выполненная оценка *очень груба*, но дает, однако, представление о порядке величины ядерных сил.

17. Те же доводы, основанные на принципе неопределенности, показывают, что ядро не может состоять из протонов и электронов. Из равенства (16a) следует, что кинетическая энергия обратно пропорциональна массе частицы. Поэтому средняя потенциальная энергия электронов в ядре была бы приблизительно в 2000 раз больше оценки (16b). Это совершенно несовместимо с хорошо известным экспериментальным фактом, что электрон слабо взаимодействует с ядром и что доминирующим взаимодействием электрона является электромагнитное взаимодействие.

18. Покажем, что время и частота связаны соотношением неопределенности, которое совершенно аналогично принципу неопределенности, связывающему координату и импульс. Обозначим через $f(t)$ амплитуду (комплексную) некоторого физического процесса. Например, $f(t)$ может быть амплитудой электромагнитной волны в заданной точке пространства в любой момент времени t . Если волна испускается атомом, она представляет собой волновой цуг конечной длины, и амплитуда стремится к нулю при t , стремящемся к $+\infty$ или $-\infty$. Такую волну можно представить как результат суперпозиции *мономатических* волн. Разложение волны

на монохроматические компоненты выражается с помощью интеграла Фурье

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (18a)$$

где функция $g(\omega)$ равна

$$g(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} dt f(t) e^{i\omega t}. \quad (18b)$$

Как было указано в гл. 5, существует теорема, по которой для большого класса «хорошо ведущих себя» функций $f(t)$ и $g(\omega)$ существование одного из этих

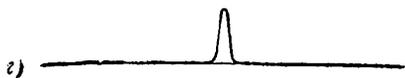


Рис. 18А. К соотношению неопределенности для частоты и времени.

Этот рисунок идентичен рис. 5А, но ось абсцисс в данном случае является осью времени. а) Время определено плохо; частота определена хорошо; б) время определено лучше; частота определена хуже; в) время определено хорошо; частота определена плохо; г) время определено очень хорошо; частота определена очень плохо.

интегралов означает существование другого. Таким образом, указанная теорема позволяет рассматривать любой зависящий от времени процесс через его гармонические компоненты.

Если функция $g(\omega)$ в интеграле (18а) велика лишь в непосредственной близости от точки $\omega = \omega_0$, то можно утверждать, что частота процесса хорошо определена: амплитуда $f(t)$ соответствует почти монохроматическому процессу. Для большого интервала времени эта амплитуда приближенно имеет вид $f(t) = Ae^{-i\omega t}$. Если, с другой стороны, амплитуда $f(t)$ велика только в небольшом интервале времени вблизи $t = t_0$, то она соответствует резкому импульсу, и частота определена очень плохо. В этом случае функция $g(\omega)$, определяемая (18b), задана в большом интервале частот. Частота, связанная с процессом, и момент времени, в котором он происходит, не могут быть определены с произвольной точностью. Неопределенность $\Delta\omega$ в частоте и неоп-

ределенность Δt в моменте времени связаны соотношением

$$\Delta\omega \Delta t \geq 1, \quad (18c)$$

которое также носит название соотношения неопределенности. Причина возникновения этого соотношения совершенно аналогична

причине появления соотношения неопределенности для координаты и импульса. Эти идеи иллюстрируются рис. 18А.

19. Напомним, что в пп. 20—23 гл. 3 (стр. 110—113) мы обсуждали вопрос о связи между средним временем τ жизни возбужденного состояния и конечной шириной ΔE соответствующего уровня энергии. Мы пришли к выводу, что ширина ΔE обратно пропорциональна среднему времени τ . Рассмотрим эту связь с точки зрения соотношения неопределенности для времени и частоты.

Предположим, что распад системы заключается в переходе из возбужденного состояния в основное, сопровождающемся испусканием фотона. В этом случае неопределенность в частоте фотона равна $\Delta\omega = \Delta E/\hbar$, если ΔE — ширина возбужденного уровня. Продолжительность процесса испускания имеет порядок среднего времени τ , и неопределенность в моменте испускания также порядка τ . Имея в виду (18с), можно написать

$$\tau \Delta\omega \approx 1 \quad \text{или} \quad \tau \Delta E \approx \hbar. \quad (19a)$$

Мы написали приближенное равенство вместо неравенства. В данном случае мы имеем дело как бы с экспоненциально затухающим гармоническим осциллятором, амплитуда колебаний которого схематически показана на рис. 19А. Временная зависимость амплитуды в этом случае больше похожа на амплитуду a на рис. 18А, для которой неопределенности в частоте и времени достигают крайних значений, чем на амплитуду b на рис. 18А, для которой как время, так и частота известны весьма грубо.

В пп. 20—23 гл. 3 мы получили соотношение (19а) с помощью рассуждений, которые могут казаться отличными от приведенных здесь. Вдумавшись в проблему, читатель, однако, обнаружит, что между основными идеями обоих выводов нет существенного различия. Рассуждения, приведенные в гл. 3, можно назвать «замаскированным фурье-анализом».

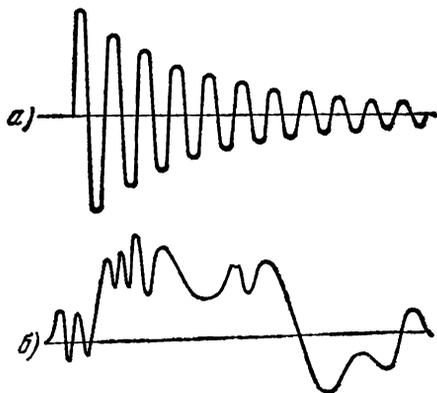


Рис. 19А. Колебания экспоненциально затухающего гармонического осциллятора (а).

Интуиция подсказывает нам, что частота для такого процесса определена гораздо лучше, чем для «нерегулярного» процесса (б). Разумно предположить, что в случае а неравенство в соотношении неопределенности можно заменить приближенным равенством.

Измерения и статистические ансамбли

20. Оставшуюся часть главы мы посвятим проблеме измерений в физике. Для этого подвергнем анализу с точки зрения известных нам законов некоторые простые физические ситуации. Нашей

целью является выяснение характерных особенностей квантовомеханического мышления, а отнюдь не полная теория измерений. Физические измерения чрезвычайно разнообразны по своей природе, и их нельзя охватить в кратком рассмотрении. Естественно, что, желая понять основные идеи теории, мы обратимся к идеализированной экспериментальной ситуации, в которой интересующие нас характерные особенности выражены наиболее сильно. В частности, мы совершенно отвлекаемся от реальных *методических* трудностей, с которыми имеют дело в любом эксперименте. Наше *теоретическое* обсуждение измерений не может, таким образом, считаться верным отображением того, что реально происходит в лаборатории.

21. Процесс измерений часто удобно представить в виде двух этапов: *приготовление* системы к измерению, за которым следует само *измерение*. Это лишь схематическое описание, так как в

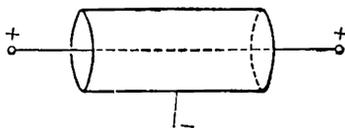


Рис. 21А. Схема устройства счетчика Гейгера — Мюллера.

Он состоит из двух электродов, помещенных в газ. Один из электродов — тонкая нить, присоединен к положительному полюсу источника напряжения (около 1000 в). К отрицательному полюсу присоединен другой, цилиндрический электрод. Заряженная частица, пересекая пространство между электродами, ионизует молекулы газа на своем пути. Возникшие электроны и ионы ускоряются к соответствующим электродам, и если разность потенциалов достаточно велика, то в результате вторичной ионизации образуется лавина электронов. Результирующий импульс тока может быть усилен и зарегистрирован. Такое устройство считает отдельные заряженные частицы. Для его успешной работы необходимо, чтобы после каждого импульса разряд «обрывался». Этого можно достичь либо с помощью внешней электронной схемы, уменьшающей после импульса разность потенциалов на электродах, либо наполняя счетчик газом, способным оборвать разряд. Счетчики последнего типа называются самогасящимися.

действительности часто нет резкого различия между приготовлением и измерением; многие процессы приготовления системы могут с равным основанием считаться процессом измерения, и наоборот.

Анализ, основанный на разбиении процесса на две стадии, иногда очень удобен, в частности, это относится к опытам по рассеянию. Мы изучаем взаимодействие частицы из пучка с частицей в мишени. Стадия приготовления заключается в установке мишени и создании пучка в ускорителе. Стадия измерений заключается в наблюдении частиц, испускаемых из той области мишени, где происходит взаимодействие. К тому же классу принадлежат опыты с пучками света. «Приготовление» фотонов происходит в источнике, который может быть какой-нибудь «лампой» с системой линз, призм, поляризаторов, щелей и т. п. Измерения производятся в некоторой области наблюдения, физически отделенной от источника. Измерительным прибором может служить, например, фотоумножитель, соединенный с некоторыми оптическими устройствами.

22. Характерной особенностью измерений в микрофизике является то, что мы можем их многократно повторять, каждый раз

приводя систему в одно и то же состояние. Поэтому результат измерений имеет статистический характер: мы говорим, что из N упавших на мишень фотонов в среднем N' фотонов регистрируется фотоумножителем. *Одиночный опыт*, или *однократное измерение* имеет дело лишь с одним фотоном, но в окончательном результате производится статистическое усреднение по большому числу идентичных экспериментов.

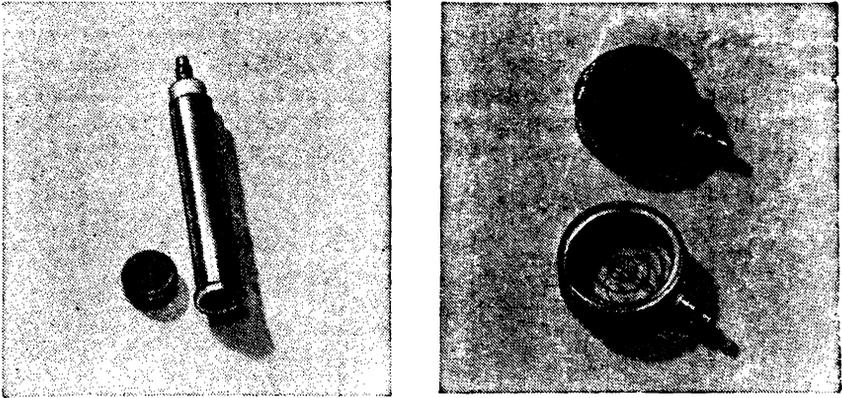


Рис. 21В. Два типа счетчиков Гейгера — Мюллера промышленного изготовления.

Чтобы частицы могли проникнуть в активную область счетчиков, они снабжены окнами из очень тонкой слюды. Слева показан самогасящийся счетчик для регистрации α -частиц, β -частиц и γ -квантов. Его длина около 12 см, диаметр около 18 мм. На нижнем конце счетчика видно слюдяное окно. Эффективность такого счетчика для счета заряженных частиц близка к 100%. При конструировании счетчика, показанного справа, было желательно получить возможно большее входное окно (его диаметр около 4,5 см). Металлическая оболочка служит одним из электродов, другой электрод виден через слюдяное окошко.

Конечно, два одинаковых опыта в принципе не идентичны, потому что они произведены в разные моменты времени. Однако мы верим, что законы природы инвариантны относительно смещения во времени, и поэтому момент времени, в который произведены измерения, безразличен. По этой причине последовательность *повторенных* одиночных экспериментов можно считать последовательностью идентичных экспериментов (в том смысле, что предварительное состояние системы в каждом опыте одно и то же).

23. Пучок состоит из очень большого числа частиц, но если его интенсивность не слишком велика, в каждом индивидуальном рассеянии участвует лишь *одна* частица из пучка. Это условие всегда выполняется при рассеянии материальных частиц и почти всегда при рассеянии фотонов. Поэтому можно считать, что пучок состоит из *одной частицы*. Практическим способом многократного повторения одиночного опыта (в котором участвует одновременно одна частица) является опыт с пучком частиц.

В опытах по рассеянию служить мишенью может как тонкая пластина или фольга твердого вещества, так и газ или жидкость,

заклученные в контейнер. Если интенсивность пучка достаточно велика, то может случиться, что в мишени одновременно произойдут два или больше взаимодействия. Это не мешает считать пучок состоящим из одной частицы, так как два (или несколько) одновременных взаимодействия в мишени полностью друг от друга независимы. Они соответствуют двум элементарным и независимым опытам, выполненным в одно и то же время.

В принципе можно осуществить опыт с пучком *очень* малой интенсивности, равной, скажем, одной частице в минуту. В этом случае мы уверены, что с мишенью одновременно взаимодействует лишь одна частица. Опыты по рассеянию методически проще описывать как последовательность элементарных опытов, выполняемых с пучком интенсивностью в одну частицу. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что имеем дело с пучком столь малой

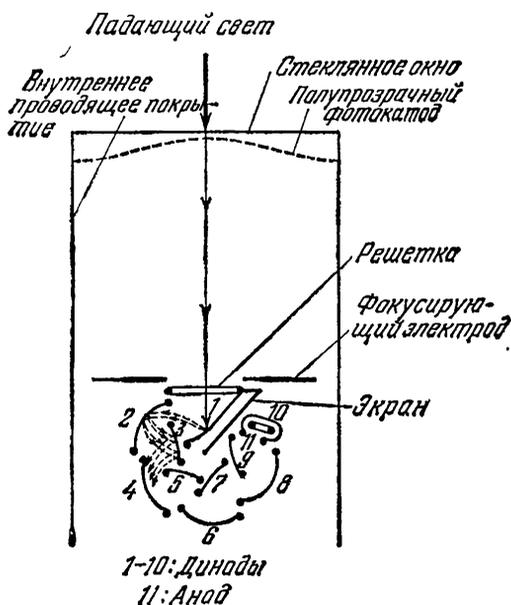


Рис. 24А. Схема фотоумножителя, широко используемого в качестве детектора фотонов.

Фотоны попадают в трубку через стеклянное входное окно и выбивают электроны из очень тонкой пленки щелочного металла, нанесенного на внутреннюю поверхность окна. Электроны ускоряются к первому диноду (он обозначен цифрой 1) и фокусируются на нем. Каждый электрон, достигший первого динода, образует несколько вторичных электронов. Они ускоряются и фокусируются на втором диноде, из которого в свою очередь выбивают вторичные электроны, и т. д. Каждому фотону соответствует лавина электронов, достигающая анода. Все устройство аналогично, таким образом, фотоземеленту с усилителем, заключенным в общий стеклянный сосуд. В фотоумножителе легко достичь усиления тока $\sim 10^8$.

интенсивности. В действительности в реальном опыте мы не только не ограничиваем интенсивность пучка, но почти всегда стремимся работать с наибольшей из доступных интенсивностей.

24. Для иллюстрации этих идей рассмотрим опыт с пучком света. Проанализируем единичный опыт, т. е. последовательность

явлений, происходящих после того, как фотон покидает источник. Допустим, что регистрирующая система представляет собой некоторое оптическое устройство, снабженное счетчиком фотонов (например, фотоумножителем). После испускания фотона мы замечаем, что некоторые счетчики «срабатывают», а другие нет, и отмечаем сработавшие счетчики. Представим себе, что еще до появления следующего фотона все регистрирующие устройства приводятся в исходное состояние, и ждем следующего фотона. После восстановления исходного состояния могут сработать счетчики, но совсем не обязательно те самые, которые сработали в предыдущем опыте. Вновь регистрируем этот факт, восстанавливаем исходное состояние и ждем следующего фотона. Продолжая в таком роде, мы накапливаем достаточно большое число, например N , прохождений фотонов через нашу систему.

Одиночный опыт над системой заключается, таким образом, в наблюдении за всеми счетчиками, и регистрируемое событие заключается в срабатывании или несрабатывании данного счетчика. Производя N одиночных опытов, можно сделать, например, следующие утверждения:

а) Счетчик 1 срабатывает в среднем p_1 раз за каждое прохождение фотона. Это среднее определяется на опыте следующим образом:

$$p_1 = \frac{N_1}{N}; \quad (24a)$$

здесь N_1 — число срабатываний счетчика в N одиночных опытах.

б) Среднее число срабатываний счетчиков 1 и 2 равно p_{12} на каждый фотон. Это среднее экспериментально определяется следующим образом:

$$p_{12} = \frac{N_{12}}{N}; \quad (24b)$$

здесь N_{12} — число срабатываний обоих счетчиков 1 и 2 в N одиночных экспериментах.

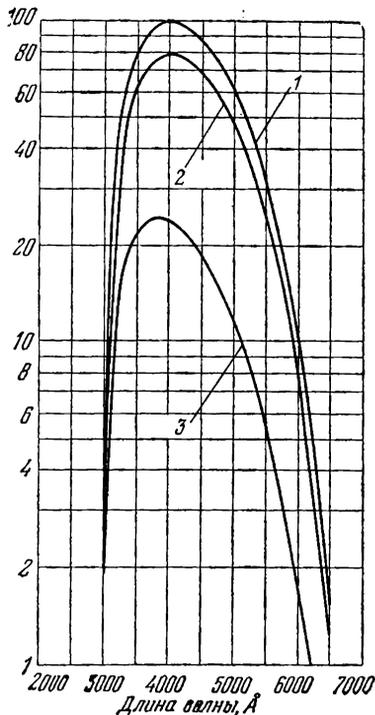


Рис. 24В. График эффективности фотоумножителя.

1 — относительная чувствительность, %; 2 — абсолютная чувствительность, $мквт$; 3 — квантовая эффективность, %. Обратите внимание на кривую 3. Она дает вероятность регистрации фотона в зависимости от длины волны. Максимальная вероятность близка к 25%, что означает очень высокую эффективность фотоумножителя.

в) Среднее число срабатываний счетчика 1 на одно срабатывание счетчика 2 равно $p(1; 2)$. Эта величина определяется следующим образом:

$$p(1; 2) = \frac{N_{12}}{N_2}, \quad (24c)$$

где N_2 — число срабатываний счетчика 2; N_{12} определено выше.

25. Представляя опыт в указанном выше виде, мы приводим непосредственные результаты наших измерений; указанные выше числа являются нашими первичными данными. Можно, однако, сообщить о результатах измерений в другой, более абстрактной, форме:

а) *Вероятность* срабатывания счетчика 1 в условиях нашего опыта равна p_1 .

б) *Вероятность* срабатывания *обоих* счетчиков 1 и 2 (в одном опыте) равна p_{12} .

в) *Вероятность* того, что счетчик 1 срабатывает при срабатывании счетчика 2, равна $p(1; 2)$.

Представляя данные в таком виде, мы делаем одно допущение, которое заключается в следующем. Если продолжить опыт сколь угодно долго, то отношения p_1 , p_{12} и $p(1; 2)$ должны стремиться к определенным пределам. Эти гипотетические пределы и являются целью наших измерений. Мы обозначаем их p_1 , p_{12} и $p(1; 2)$. В каждой реальной последовательности число опытов N по необходимости конечно. Предположение о том, что такие пределы существуют и их можно определить с желаемой точностью и степенью достоверности при достаточно большом значении N , нуждается в доказательстве, которое завело бы нас далеко в философские основы теории вероятности. Мы будем считать существование этих пределов, являющееся свойством природы, эмпирическим фактом.

Итак, результаты последовательности N простых опытов могут быть выражены через вероятности. Простейшим примером являются рассмотренные нами числа p_1 , p_{12} , $p(1; 2)$. Число p_1 есть вероятность срабатывания счетчика 1; p_{12} — вероятность одновременного наступления двух событий, заключающихся в срабатывании счетчиков 1 и 2; $p(1; 2)$ — условная вероятность возникновения одного события (срабатывание счетчика 1) при наступлении другого (срабатывание счетчика 2). Можно рассмотреть множество других простых вероятностей, например вероятность срабатывания счетчика 1 при условии срабатывания счетчиков 2 и 3, но никаких других, и т. д.

26. Наши измерения можно описать как последовательность опытов, выполненных с большим числом фотонов, приготовленных в источнике *одинаковым образом*. Подумаем, однако, над тем, что значит приготовить фотоны «одинаковым образом». Допустим, что в нашем источнике находятся *две* независимые лампы, скажем натриевая лампа, испускающая «желтые» фотоны, и ртутная, которая испускает «голубые» фотоны. Таким образом, в каждом

из одиночных опытов фотон может быть либо «желтым», либо «голубым», и «цвет» фотона есть одна из переменных, определяемая в опыте и характеризующая свойства фотона. Допустим, что такое определение «цвета» выполнено для большой последовательности фотонов. Тогда можно определить вероятность испускания «желтого» фотона (она равна p_1) и вероятность испускания «голубого» (она равна p_2). Мы предполагаем, что интенсивность обеих ламп постоянна и что измеренные вероятности воспроизводимы: повторив наши измерения несколько раз, мы каждый раз будем получать те же значения вероятностей p_1 и p_2 .

Можно ли в этих условиях считать, что в каждом одиночном опыте фотоны в источнике готовятся «одинаковым образом»? Трудно сразу ответить на этот вопрос. Можно возразить, что наш источник света с двумя лампами вводит в процесс приготовления системы элемент случайности и чтобы его исключить, следовало бы работать лишь с какой-нибудь одной из ламп. Может быть, нельзя утверждать, что фотоны приготовлены одинаковым образом, если мы не уверены в том, что они идентичны в возможно большей степени?

Трудность такой концепции в том, что в каждом опыте нужно было бы решать, имеет ли место «идентичность в возможно большей степени» или такой идентичности нет. Очевидно, что такая проблема не может считаться тривиальной. Кроме того, опыт с двумя лампами ничем не хуже опыта с одной, если только вероятности p_1 и p_2 , как и любые другие вероятности, описывающие свойства детекторов, будут *стабильны и воспроизводимы*. Это условие существенно, разумеется, для любых опытов, в которых мы имеем дело со скоростями счета и определением вероятностей. В противном случае все рассуждения п. 25 теряют смысл.

Таким образом, кажется более естественным (и практичным) принять, что во всех экспериментах, когда источником служит стационарное устройство, так что все вероятности постоянны и воспроизводимы, фотоны приготовлены одинаковым образом. Этой точки зрения мы будем придерживаться в дальнейшем.

27. В определенном смысле опыт с двумя лампами больше соответствует действительности, чем опыт с одной. В качестве идеального случая можно предпочесть опыт с одной, скажем с голубой, лампой. Но в лаборатории природа всегда включает и вторую лампу (хотя ее интенсивность может быть очень небольшой). Два примера разъяснят, что мы имеем в виду.

На рис. 27А показан идеализированный опыт по наблюдению дифракции электронов на двух щелях в экране S_2 . Электроны испускаются нитью F и ускоряются к экрану S_1 , в котором имеется щель. Допустим, что, пройдя через эту щель, они обладают импульсом p . Для наблюдения дифракционной картины воспользуемся счетчиком D , находящимся на очень большом расстоянии от второго экрана S_2 . Этот счетчик может перемещаться по дуге окружности, показанной на рисунке. Допустим для простоты, что

расстояние от счетчика до щелей столь велико, что лучи, соединяющие входное отверстие счетчика с обеими щелями в экране S_2 , можно считать *параллельными*. (На рисунке это не видно; выдержав масштаб, мы не могли бы показать щели. Впрочем, смысл наших рассуждений мало зависит от того, параллельны ли эти лучи.)

Пусть расстояние между обеими щелями в S_2 равно $2a$. В п. 40 гл. 4 (стр. 172) было показано, что угловое распределение $I(\theta, p)$ излучения, регистрируемого детектором D , имеет вид

$$I(\theta, p) = 4I_0(\theta) \cos^2(ap \sin \theta), \quad (27a)$$

где $I_0(\theta)$ — угловое распределение, которое мы наблюдали бы с *одной щелью* *).

28. Мы записали интенсивность в виде $I(\theta, p)$, чтобы подчеркнуть ее зависимость от импульса p . Будем предполагать, что щели в экране S_2 имеют одинаковую ширину, которая очень мала по сравнению с длиной волны проходящих электронов. Пусть также для интервала значений p , с которыми мы имеем дело в данном опыте, интенсивность $I_0(\theta)$ *не зависит* от p . Предположим также, что расстояние между

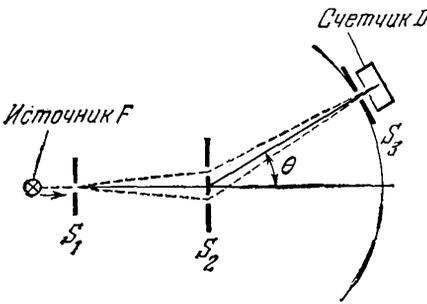


Рис. 27А. К опыту по дифракции электронов на двух щелях (пп. 27—30).

Регистрируется скорость счета в зависимости от угла θ . Для этого счетчик вместе со входной щелью S_3 перемещается по дуге окружности. Если расстояние между щелями в S_2 велико по сравнению с длиной волны, а источник испускает монохроматические электроны, то скорость счета будет быстро меняться функцией угла θ . Для наблюдения дифракционной картины угловое разрешение, определяемое входной щелью S_3 , должно быть очень хорошим. Если электроны не монохроматичны (например, в случае, когда источником служит нить накаливания), дифракционные картины от различных энергий перекрываются и максимумы размываются до такой степени, что вообще перестают быть наблюдаемы.

щелями $2a$ очень велико по сравнению с длиной волны; более конкретно, пусть для *среднего импульса* электронов p_0 мы имеем $ap_0 = \pi \cdot 10^5$. Для такого среднего импульса имеем:

$$I(\theta, p_0) = 4I_0(\theta) \cos^2[(\pi \cdot 10^5) \sin \theta] = 2I_0(\theta) \{1 + \cos[(2\pi \cdot 10^5) \sin \theta]\}. \quad (28a)$$

Исследуя это выражение для интенсивности, замечаем, что оно является очень быстро меняющейся функцией угла θ . Расстояние между двумя последовательными максимумами определяется из приближенного равенства $\delta \approx 10^{-5}/\cos \theta$.

Таким образом, чтобы ясно видеть дифракционную картину, необходимо иметь аппаратуру с очень хорошим *угловым разрешением*. Угол, под которым входная щель детектора D видна из центра S_2 , должен быть много меньше δ , т. е. много меньше 10^{-5} . Допустим, что это условие выполнено. В противном случае, т. е. если угловое разрешение много хуже 10^{-5} , второй член в правой

*) В этих рассуждениях мы полагаем $\hbar = c = 1$.

части (28а) окажется усредненным до нулевого значения, и мы будем наблюдать интенсивность, в два раза большую интенсивности от одной щели.

29. Допустим теперь, что детектор обладает очень хорошим угловым разрешением, так что можно наблюдать дифракцию от двух щелей для электронов с импульсом p_0 . Такой пучок, однако, нереален. При выходе из нити F электроны не имеют строго *одинаковой* энергии, поэтому на выходе из щели их импульсы не будут одинаковыми. Причина заключается в тепловом движении электронов в нити. Мы уже говорили, что хаотическое тепловое движение представляет собой «шум в чистой квантовомеханической симфонии». Теперь посмотрим, в какой степени этот шум мешает музыке.

В реальном опыте импульсы электронов в пучке имеют конечный разброс. Для простоты допустим, что каждое значение импульса в интервале $(p_0 - q; p_0 + q)$ равновероятно. Величина q характеризует разброс импульсов. Для определенности допустим, что $q = 10^{-2} p_0$, т. е. импульс определен с точностью в 1%.

Наблюдая дифракционную картину для такого пучка, мы увидим не распределение $I(\theta, p_0)$, а его *среднее* значение по всему интервалу возможных значений импульса. Обозначим это среднее через $\bar{I}(\theta)$. Его легко вычислить:

$$\begin{aligned} \bar{I}(\theta) &= \frac{1}{2q} \int_{p_0 - q}^{p_0 + q} dp I(\theta, p) = \\ &= 2I_0(\theta) \left(1 + \frac{\cos(2ap_0 \sin \theta) \sin(2aq \sin \theta)}{2aq \sin \theta} \right). \end{aligned} \quad (29a)$$

Заметим, что, устремляя в этом выражении q к нулю, мы возвращаемся к выражению (28а).

В соответствии с нашими конкретными условиями $ap_0 = \pi \cdot 10^5$ и $q = 10^{-2} p_0$ из (29а) получаем

$$|\bar{I}(\theta) - 2I_0(\theta)| \leq 2I_0(\theta) \left| \frac{\sin[(2\pi \cdot 10^3) \sin \theta]}{(2\pi \cdot 10^3) \sin \theta} \right|. \quad (29b)$$

В направлении строго вперед, т. е. для $\theta = 0$, из формулы (29а) следует, что $\bar{I}(\theta) = 4I_0(\theta)$. Для этого частного случая мы всегда, независимо от импульса p , имеем конструктивную интерференцию. Предположим, однако, что мы производим наблюдения для других направлений, например для углов θ , удовлетворяющих условию $|\sin \theta| > (2\pi)^{-1} \cdot 10^{-1} \approx 0,016$. Из неравенства (29b) в этом случае следует

$$|\bar{I}(\theta) - 2I_0(\theta)| < 10^{-2} \cdot 2I_0(\theta). \quad (29c)$$

Для таких углов дифракцию от двух щелей наблюдать трудно. Действительно, с точностью до 1% распределение интенсивностей совпадает с соответствующим распределением для дифракции от одной щели.

30. Из классической теории бильiardных шаров, примененной в п. 41 гл. 4 (стр. 172) к фотонам, следовало, что интенсивность в опыте с двумя щелями равна

$$I^*(\theta) = 2I_0(\theta). \quad (30a)$$

В этой модели нет интерференции, и основанные на ней предсказания неверны и противоречат опыту. Если, однако, сравнить предсказание (30a) с предсказанием, выраженным неравенством (29c), то можно заметить, что в некоторых случаях предсказание (30a) будет *казаться* правильным. Если по каким-либо причинам квантовомеханические интерференционные эффекты «размываются», получаются результаты, предсказываемые классической теорией.

Наши рассуждения служат хорошим примером одного из аспектов «перехода к классическому пределу». Предположим, что в рассматриваемом примере энергия электрона равна 10 эв. Тогда расстояние $2a$ между щелями будет 0,04 мм, и такое расстояние можно считать *макроскопической* величиной. Несмотря на это, квантовомеханическая интерференция в данном случае существует, но, чтобы ее наблюдать, нужно иметь такой источник электронов, чтобы величина q разброса импульсов была достаточно мала. В противном случае квантовомеханическая «симфония» растворится в шуме.

31. В качестве другого примера исчезновения интерференционных эффектов рассмотрим наблюдение интерференционных полос в интерферометре Майкельсона, схематически показанном на рис. 31А. Свет натриевой лампы «расщепляется» полупрозрачным зеркалом, и смысл опыта заключается в наблюдении интерференции между двумя пучками, идущими к наблюдателю от зеркала 1 и 2. На нашем рисунке плечи L_1 и L_2 интерферометра имеют разную длину. Разность хода интерферирующих пучков равна $d = 2(L_2 - L_1)$. Возникает вопрос: можно ли наблюдать интерференционные полосы при произвольно большом d ?

Ответ заключается в том, что это возможно лишь в принципе, но не в действительности. Точность, с которой определена длина

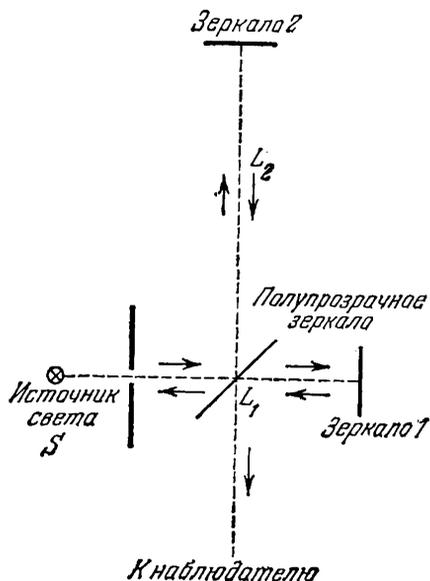


Рис. 31А. Схема интерферометра Майкельсона с плечами L_1 и L_2 неравной длины.

Максимальная разность хода $2(L_2 - L_1)$, при которой интерференция еще наблюдаема, зависит от ширины спектральной линии почти монохроматического источника света.

Однако, если разность хода d становится слишком большой, интерференционные полосы исчезают. Это происходит потому, что в реальном источнике света спектральная линия имеет определенную ширину, и при большой разности хода разные спектральные компоненты начинают интерферировать по-разному, что приводит к «размыванию» полос.

Ответ заключается в том, что это возможно лишь в принципе, но не в действительности. Точность, с которой определена длина

световой волны, накладывает предел на разность хода d , при которой интерференционная картина еще видна. Практически длина волны никогда не определена совершенно точно.

Рассмотрим испущенный источником фотон, которому соответствует частота ω . Та часть фотона, которая приходит от зеркала 2, запаздывает по фазе от части, приходящей от зеркала 1, на величину

$$\delta(\omega) = \omega d = 2\pi \left(\frac{d}{\lambda} \right), \quad (31a)$$

где λ — длина волны. Рассмотрим две различные частоты ω' и ω'' . Разность запаздывания фазы для этих частот равна

$$\delta(\omega') - \delta(\omega'') = (\omega' - \omega'') d. \quad (31b)$$

Если эта разность *мала*, т. е. если $|\delta(\omega') - \delta(\omega'')| \ll \pi$, то интерференционные полосы для обеих частот будут с большой точностью совпадать. С другой стороны, если эта разность равна π , т. е. если $|\delta(\omega') - \delta(\omega'')| = \pi$, то *конструктивной* интерференции для частоты ω' будет отвечать *деструктивная* интерференция для частоты ω'' , и наоборот. При наложении двух систем полос, отвечающих этим частотам, мы вообще не увидим полос. Таким образом, мы приходим к простому критерию видимости полос: ширина частотной полосы $\Delta\omega$ источника должна быть такой, чтобы

$$d \Delta\omega \leq \pi. \quad (31c)$$

Для данного источника, т. е. для заданного $\Delta\omega$, условие (31c) дает нам верхний предел для d .

32. Для приблизительно монохроматического источника света (частота ω) величина $\Delta\omega$ представляет собой ширину линии. Как было объяснено в гл. 3, расширение монохроматической линии связано с несколькими физическими явлениями. Одно из них — доплер-эффект, возникающий вследствие движения излучающих атомов в источнике. Можно считать, что источник состоит из большого числа идентичных «ламп», но в лабораторной системе координат частота света, испускаемого этими «лампами», не строго одинакова, так как лампы в источнике находятся в состоянии хаотического движения.

Рассмотрим, каким образом доплер-эффект ограничивает величину d . Полосы ясно видны при условии

$$d < \frac{\pi}{\Delta\omega} = \frac{\omega}{\Delta\omega} \frac{\lambda}{2}. \quad (32a)$$

В п. 44 гл. 3 (стр. 134) мы получили выражение для относительной величины доплеровского расширения, если источник представляет собой газ:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_D \sim (0,52 \cdot 10^{-5}) \sqrt{\frac{1}{A} \left(\frac{T}{293 \text{ }^\circ\text{K}} \right)}; \quad (32b)$$

здесь T — эффективная температура источника; A — молекулярный вес излучающих атомов.

Объединяя (32a) и (32b), получаем

$$d \leq \lambda \sqrt{\frac{A}{(T/293^\circ\text{K})}} \cdot 10^3. \quad (32c)$$

Для $T = 293^\circ\text{K}$ (комнатная температура) и для $\lambda = 5000\text{Å}$ (видимый свет) и $A = 100$ получаем $d \leq 50 \text{ см}$. Эта оценка согласуется с экспериментом. Максимальная разность хода, при которой еще можно наблюдать интерференционные полосы, имеет порядок 1 м для «обычных» источников света, например для газоразрядной трубки (но не для лазера).

33. Оба рассмотренных примера показывают, что природа противится созданию двух идеальных (когерентных) источников. В частности, тепловые шумы создают фон, который вводит элемент случайности в приготовление системы перед измерениями.

Техническое несовершенство нашего оборудования также увеличивает элемент случайности. Допустим, например, что мы хотим создать пучок электронов с очень точно заданным импульсом. Для этого необходимо поддерживать с большой точностью значения ускоряющих потенциалов и иметь весьма совершенное устройство для фокусировки электронов. Кроме того, нужен высокий вакуум, чтобы избежать потерь энергии и изменения направления движения от столкновения электронов с остаточным газом. Ничто на свете не совершенно, и на практике мы не можем осуществить полного контроля над приготовлением системы. Интересно поэтому понять, как «несовершенство» приготовления системы может быть включено в теорию.

34. Предположим, что у нас имеется способ приготовить систему для ряда повторяющихся измерений таким образом, что «каждый раз система подготовлена одинаковым образом». Мы согласились вкладывать в эти слова следующий смысл: измеряемые нами вероятности и *средние* значения стабильны и воспроизводимы. Мы предполагаем, что можем измерить средние всех возможных физических переменных, и говорим, что совокупность этих средних определяет *статистический ансамбль системы* и что любой частный случай приготовленной системы, обнаруживаемый в единичном измерении, является *элементом ансамбля*.

Рассмотрим данный способ приготовления системы. Независимо от степени его «совершенства» или «несовершенства» он дает возможность образовать какой-то статистический ансамбль. С математической точки зрения *абстрактный статистический ансамбль* эквивалентен набору вероятностей и средних значений физических переменных. Желая иметь дело с конкретной физической реализацией этой абстрактной идеи, мы рассматриваем ансамбль как собрание очень большого числа одинаково приготовленных систем (элементов). Например, пучок света мы описываем как статистиче-

ский ансамбль фотонов, и в этом случае элементом ансамбля является одиночный фотон.

Другим важным применением идеи о статистическом ансамбле является описание газа, заключенного в сосуде, как статистического ансамбля, состоящего из отдельных молекул. Это описание удобно, если нас интересует среднее поведение отдельной молекулы газа. Каждый раз, когда мы измеряем, например, скорость молекулы, мы производим опыт с одним из элементов ансамбля. В результате большого числа измерений скорости мы будем иметь среднюю скорость молекулы, которая является одной из средних величин, характеризующих ансамбль. Условия, при которых

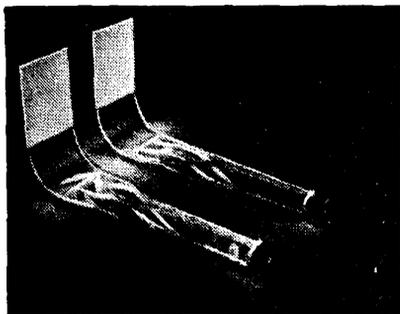


Рис. 34А. Два сцинтилляционных счетчика. Заряженная частица, проходящая через белые вертикально расположенные пластинки (слева), создает в них сцинтилляции. Свет этих сцинтилляций через прозрачный пластмассовый световод попадает на фотомножитель, находящийся справа. При работе счетчик и световод завернуты в алюминиевую фольгу и тщательно изолированы от постоянного света.

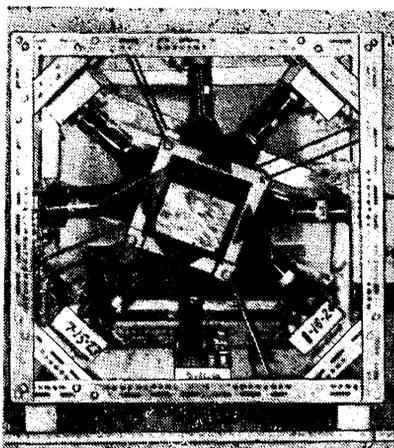


Рис. 34В. Устройство, состоящее из 24 счетчиков, использованное в опытах с элементарными частицами.

Размеры устройства близки к метру. Пластиковые сцинтилляторы находятся в середине, а фотомножители симметрично расположены по периферии. Направление пучка частиц перпендикулярно плоскости рисунка.

находится газ в сосуде, определяют в этом случае процедуру приготовления. Если температура и давление постоянны, то средняя скорость также постоянна. Можно сказать, что все молекулы приготовлены одинаковым образом, так как все они находятся в идентичных внешних макроскопических условиях. Это не значит, разумеется, что однократные измерения скорости у двух разных молекул дадут одинаковую величину. Скорость молекулы (в данный момент времени) есть *случайная переменная*, и измеренные значения подвержены *статистическому разбросу*.

35. Рассмотрим статистический ансамбль. Для определенности предположим, что речь идет о пучке электронов, выпущенных из ускорителя, который работает в стабильных условиях и удовлетворяет самым совершенным техническим требованиям. Мы

производим повторяющиеся измерения некоторой физической величины, например импульса электрона p в направлении пучка. Обозначим среднее значение импульса, полученное в длинной последовательности измерений, символом

$$\overline{Av}(p; \rho),$$

где ρ — статистический ансамбль, т. е. наш пучок. Величину $\overline{Av}(p; \rho)$ называют *средним импульсом p по ансамблю*. Среднее по ансамблю значение *квадрата* импульса обозначается $\overline{Av}(p^2; \rho)$. В общем случае $\overline{Av}(p^2; \rho)$ не равно $[\overline{Av}(p; \rho)]^2$. Действительно, если

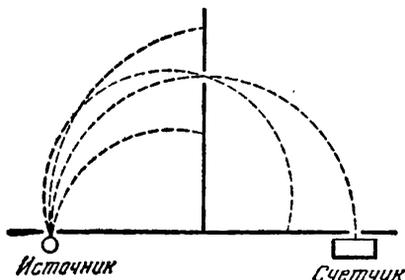


Рис. 36А. Принцип работы так называемого полукругового β -спектрометра.

Он применяется для измерения распределения импульсов (или энергии) электронов, испускаемых при распаде радиоактивных ядер. Источник находится слева; с помощью щелей выбираются электроны, траектории которых лежат вблизи плоскости чертежа. Прибор помещен в однородное магнитное поле, перпендикулярное плоскости чертежа. Траектории представляют собой дуги окружностей, радиус которых зависит от импульса электронов. Система щелей расположена таким образом, что счетчика справа могут достичь лишь те электроны, радиус траектории которых заключен в определенном небольшом интервале значений. Регистрируя число электронов, проходящих через счетчик в единицу времени при различных значениях магнитного поля, мы получаем распределение испущенных электронов по импульсу, т. е. относительное число электронов, испущенных в различных интервалах импульсов.

мы обозначим измеренные значения импульса через p_1, p_2, \dots, p_N , то средние значения импульса и квадрата импульса будут равны

$$\overline{Av}(p; \rho) = \frac{1}{N} \sum_k p_k, \quad \overline{Av}(p^2; \rho) = \frac{1}{N} \sum_k p_k^2. \quad (35a)$$

Напишем тождество, которое читатель легко проверит:

$$\overline{Av}(p^2; \rho) - [\overline{Av}(p; \rho)]^2 = \frac{1}{N} \sum_k [p_k - \overline{Av}(p; \rho)]^2. \quad (35b)$$

Правая часть (35b) представляет собой сумму неотрицательных членов, откуда следует

$$\overline{Av}(p^2; \rho) - [\overline{Av}(p; \rho)]^2 \geq 0, \quad (35c)$$

где знак равенства относится к тому и только к тому случаю, когда все импульсы $p_k, k = 1, 2, \dots, N$, равны. В этом случае все частицы в пучке имеют точно одинаковые импульсы.

Величина в левой части (35c) является мерой статистического разброса переменной p . В общем случае она больше нуля, и мы

можем сказать, что в нашем ансамбле имеет место некоторый разброс значений импульсов.

36. Подобно импульсу, можно обсудить и другие физические переменные. Для данного ансамбля (пучок) можно определить их средние значения и *дисперсию*, под которой мы понимаем статистический разброс, определенный по аналогии с левой частью (35с). Простейшей из таких переменных является срабатывание счетчика. Обозначим ее через D и условимся считать, что $D = 1$, если счетчик в данном эксперименте с одним фотоном срабатывает, и $D = 0$, если он не срабатывает. Тогда $Av(D; \rho)$ будет вероятностью срабатывания счетчика в опыте с единичным элементом статистического ансамбля ρ .

На первый взгляд может показаться, что переменная D другого типа, чем переменная импульса p . Можно думать, что p относится к системе, т. е. к частицам пучка, тогда как величина D связана с измерительным прибором. Следует понимать, однако, что вся наша информация о свойствах системы получена из наблюдения за реакцией измерительных приборов, и такое понятие, как внутренние свойства системы, является абстракцией. Если известна вероятность срабатывания данного счетчика, помещенного в данном месте, то нам известно нечто о природе статистического ансамбля, в данном случае о природе пучка частиц. В действительности импульс частиц в пучке часто измеряется счетчиками, как это показано, например, на рис. 36А.

37. Продолжим теперь обсуждение примера, рассмотренного в п. 26. Мы имели там источник света, состоящий из двух ламп — натриевой и ртутной. Начнем с опыта, в котором работает лишь натриевая лампа и пучок света состоит, таким образом, из одних «желтых» фотонов. Этот пучок можно описать статистическим ансамблем фотонов ρ_1 . Для такого ансамбля среднее значение d_1 некоторой переменной D , измеряемой счетчиком, равно

$$Av(D; \rho_1) = d_1. \quad (37a)$$

Теперь включим только ртутную лампу. Мы будем иметь дело со статистическим ансамблем ρ_2 , и усредненное по ансамблю значение той же переменной D будет равно

$$Av(D; \rho_2) = d_2. \quad (37b)$$



Рис. 36В. β -спектр P^{32} , показывающий распределение электронов по импульсу.

Импульс выражен в значениях величины, измеряемой в гс·см. Максимальному импульсу в 7200 гс·см отвечает кинетическая энергия 1,7 Мэв. Энергия электронов лежит между нулем и этим верхним пределом, так как полная энергия, выделяющаяся при распаде, распределяется (случайным образом) между электроном и антинейтрино.

Рассмотрим, наконец, случай, когда включены обе лампы. Их совместное действие соответствует статистическому ансамблю ρ , и среднее значение D равно

$$Av(D; \rho) = d. \quad (37c)$$

Пусть потоки фотонов в пучках от ламп 1 и 2 соответственно равны n_1 и n_2 . Полный поток равен, таким образом, $n_1 + n_2$ фотонов в единицу времени. В каждом одиночном опыте эти фотоны могут быть либо «желтыми», либо «зелеными», в зависимости от того, какая лампа служит их источником. Вероятность обнаружить в данном опыте «желтый» фотон равна

$$\theta_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2}, \quad (37d)$$

а вероятность обнаружить «зеленый» фотон равна

$$\theta_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2}. \quad (37e)$$

Числа θ_1 и θ_2 удовлетворяют условиям

$$1 \geq \theta_1 \geq 0, \quad 1 \geq \theta_2 \geq 0, \quad \theta_1 + \theta_2 = 1, \quad (37f)$$

которые следуют из определений (37d) и (37e). Условия (37f) характеризуют вероятности наступления одного из двух исключających друг друга событий.

38. Рассмотрим теперь единичный опыт, т. е. явление, происходящее с отдельным фотоном. Что можно сказать о вероятности $d = Av(D; \rho)$ того, что счетчик, описываемый переменной D , срабатывает? Наш фотон либо «желтый», либо «зеленый». В первом случае вероятность срабатывания счетчика равна d_1 , во втором d_2 . Оба случая исключают друг друга, и поэтому полная вероятность срабатывания счетчика D равна

$$d = \theta_1 d_1 + \theta_2 d_2 \quad (38a)$$

или

$$Av(D; \rho) = \theta_1 Av(D; \rho_1) + \theta_2 Av(D; \rho_2). \quad (38b)$$

Эта формула выражает среднее D по ансамблю ρ через средние D по ансамблям ρ_1 и ρ_2 и через вероятности θ_1 и θ_2 . Эти последние вероятности показывают, каким образом «составной» ансамбль ρ составлен из ансамблей ρ_1 и ρ_2 . Вероятности θ_1 и θ_2 характеризуют «составной» источник. Они не зависят от переменной D , которая определяет свойства данного счетчика, располагаемого в области наблюдений. В общем случае формула (38b) применима к среднему значению любой физической переменной, которую мы обозначим через Q :

$$Av(Q; \rho) = \theta_1 Av(Q; \rho_1) + \theta_2 Av(Q; \rho_2). \quad (38c)$$

Мы говорим, что статистический ансамбль ρ является некогерентной суперпозицией двух ансамблей ρ_1 и ρ_2 , входящих в супер-

позицию с вероятностями θ_1 и θ_2 . Символическая запись этого утверждения имеет вид

$$\rho = \theta_1 \rho_1 + \theta_2 \rho_2. \quad (38d)$$

Термин «некогерентная» употребляется для различения этого типа суперпозиции и суперпозиции *волн*, рассмотренной в пп. 36—46 гл. 5 (стр. 208—213). Позже мы подробно обсудим это различие.

39. Идею о некогерентной суперпозиции двух ансамблей можно обобщить, рассмотрев некогерентную суперпозицию любого конечного их числа.

Рассмотрим статистические ансамбли ρ_k , $k = 1, 2, 3, \dots, n$. С каждым таким ансамблем связана вероятность θ_k , и, таким образом,

$$1 \geq \theta_k \geq 0, \quad \sum_{k=1}^n \theta_k = 1. \quad (39a)$$

Обозначим через ρ некогерентную суперпозицию этих ансамблей. Это можно записать символически:

$$\rho = \sum_{k=1}^n \theta_k \rho_k. \quad (39b)$$

Такая запись означает, что среднее любой физической переменной Q для ансамбля ρ равно

$$Av(Q; \rho) = \sum_{k=1}^n \theta_k Av(Q; \rho_k). \quad (39c)$$

Предположим, что если $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_n$ — некоторая совокупность возможных статистических ансамблей, то любая некогерентная суперпозиция этих ансамблей также является возможным ансамблем. Это скорее математическое, чем физическое предположение, вызванное желанием иметь замкнутую *совокупность* статистических ансамблей, включающую в себя ансамбли, созданные *некогерентной суперпозицией*. Оно означает, что если совокупность ансамблей содержит конечное число ансамблей, то она содержит и их всевозможные некогерентные суперпозиции.

40. Заметим, что в пп. 27—29 мы уже рассматривали некогерентную суперпозицию бесконечного числа различных статистических ансамблей. Обозначим через $D(\theta)$ переменную, описывающую свойство счетчика D на рис. 27А (стр. 242) для данного значения угла θ . Обозначим через ρ статистический ансамбль, создаваемый данным источником, расположенным левее экрана S_1 . Предположим, что интенсивность источника такова, что через щель в S_1 каждую секунду проходит один электрон. Если интенсивность $I(\theta)$, наблюдаемую счетчиком D , выразить через число электронов в секунду, то

$$Av[D(\theta); \rho] = I(\theta). \quad (40a)$$

В п. 27 мы рассматривали вначале интенсивность $I(\theta; \rho)$ от гипотетического источника, испускающего электроны со строго

определенным значением импульса p . Обозначим статистический ансамбль для такого источника через $\rho(p)$. В этом случае

$$\text{Av} [D(\theta); \rho(p)] = I(\theta; p). \quad (40b)$$

Мы указывали, что если источником электронов служит накаливаемая нить с ускоряющим электродом, то электроны, проходящие через щель в S_1 , *не могут* иметь точно определенного импульса. [Мы можем, конечно, изготовить весьма монохроматический источник, воспользовавшись каким-нибудь «фильтром импульсов». Такому источнику, дающему электроны с очень малым разбросом импульсов, отвечает ансамбль $\rho(p)$.] Обозначим статистический ансамбль, соответствующий простому источнику с нитью и электродом, через $\bar{\rho}$. В соответствии с рассуждениями п. 29,

$$\text{Av} [D(\theta); \bar{\rho}] = \bar{I}(\theta) = \frac{1}{2q} \int_{p_0-q}^{p_0+q} dp \text{Av} [D(\theta); \rho(p)]. \quad (40c)$$

Сравним это выражение с выражением (39c). Очевидно, что ансамбль $\bar{\rho}$, соответствующий «реальному» источнику электронов, можно считать некогерентной суперпозицией идеальных источников, соответствующих ансамблям $\rho(p)$. Другими словами, по аналогии с (39b) мы имеем

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2q} \int_{p_0-q}^{p_0+q} dp \rho(p). \quad (40d)$$

Амплитуды и интенсивности

41. Различие между когерентной и некогерентной суперпозициями можно выразить следующим образом: в первом случае происходит сложение *амплитуд*, во втором — сложение *интенсивностей*.

Рассмотрим квантовомеханические представления об амплитудах и интенсивностях. На рис. 41А показана схема опыта с двумя расположенными рядом экранами, каждый из которых содержит две щели. Пусть частицы, проходящие через щель в экране S , имеют определенный импульс и их интенсивность равна одной частице в секунду. Мы наблюдаем поток частиц через остальные пять щелей, каждый раз помещая счетчик непосредственно за *одной* из них. Если измеренное для данной щели число отсчетов равно P частиц в секунду, мы говорим, что P пропорционально вероятности того, что частица, проходящая через щель в S , пройдет через рассматриваемую щель.

Предположим, что длина волны частицы велика по сравнению с шириной щели и что ширина всех щелей одинакова. В этом случае мы можем говорить о комплексной амплитуде волны в щели.

42. Пусть A_1 — амплитуда волны в щели I' , когда амплитуда волны в щели S равна единице. Аналогично, A_2 — амплитуда

волны в щели $2'$ при том же условии. Пусть B_{11} — амплитуда волны в щели $1''$, когда амплитуда в щели $1'$ равна единице, но амплитуда в щели $2'$ равна нулю. Аналогично, B_{21} — амплитуда волны в щели $1''$, когда амплитуда в щели $1'$ равна нулю, но амплитуда в щели $2'$ равна единице. Через C_1 обозначим амплитуду в щели экрана D , когда амплитуда в щели $1''$ равна единице, а амплитуда в щели $2''$ равна нулю. Остальные амплитуды определены аналогичным образом. Назовем их *амплитудами перехода*, потому что они описывают распространение волн через щели слева направо. Эти переходы обозначены на рис. 41А пунктирными линиями. С каждой такой линией связана своя амплитуда перехода.

Амплитуды перехода являются комплексными числами. Квадрат их абсолютного значения определяет *вероятность перехода* следующим образом: $P'_1 = |A_1|^2$ равно вероятности того, что частица, прошедшая через щель в S , будет зарегистрирована непосредственно за щелью $1'$; $P'_2 = |A_2|^2$ равно вероятности регистрации частицы, прошедшей через щель в S , за щелью $2'$; $P_{12} = |B_{12}|^2$ равно вероятности того, что частица, прошедшая через щель $1'$, пройдет и через щель $2''$. В этом случае щель $2'$ должна быть закрыта, чтобы быть уверенным в том, что частица действительно прошла через щель $1'$. Квадрат абсолютного значения остальных амплитуд перехода имеет аналогичный смысл. Перечислим все вероятности перехода, соответствующие восьми амплитудам:

$$\begin{aligned} P'_1 &= |A_1|^2, & P'_2 &= |A_2|^2, \\ P_{11} &= |B_{11}|^2, & P_{12} &= |B_{12}|^2, \\ P_{21} &= |B_{21}|^2, & P_{22} &= |B_{22}|^2, \\ P''_1 &= |C_1|^2, & P''_2 &= |C_2|^2. \end{aligned} \quad (42a)$$

Читателю следует тщательно обдумать, как можно измерить эти вероятности со счетчиками, закрывая, если это необходимо, некоторые щели.

43. Зададим теперь следующий вопрос: пусть все щели открыты; чему в этом случае равна вероятность P того, что частица, пройдя через щель в S , пройдет через щель в D ?

Без долгих размышлений скажем: так как нам известны вероятности перехода через щели, то найдем P , например, комбинируя эти вероятности по правилам теории вероятностей. Вероятность того, что частица пройдет через щель $1''$, была бы равна сумме

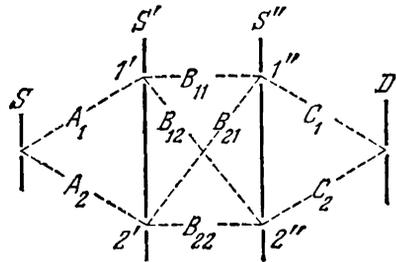


Рис. 41А. Идеализированный опыт с двумя двойными щелями (пп. 41—43). Частицы (фотоны) выходят из щели в S . Нас интересуют вероятности прохождения частиц через остальные щели, в частности через щель в D . Для каждой щели мы должны складывать амплитуды волн, а не их интенсивности. Комплексными числами A_m , B_{mn} , C_m обозначены амплитуды перехода между щелями. Все интересующие нас вероятности выражаются через эти амплитуды.

вероятностей ее прохождения от щелей $1'$ и $2'$ к щели $1''$. Иными словами, она равна $P_1'P_{11} + P_2'P_{21}$. Такой способ рассуждения привел бы нас к неверному результату:

$$P = \frac{(P_1'P_{11} + P_2'P_{21})P_{11}'' + (P_1'P_{12} + P_2'P_{22})P_{21}''}{2} \quad \text{«Неверно!»} \quad (43a)$$

Теперь напишем верный ответ:

$$P = |(A_1B_{11} + A_2B_{21})C_1 + (A_1B_{12} + A_2B_{22})C_2|^2. \quad (43b)$$

Он, разумеется, отличается от выражения (43a). В каждой щели следует складывать *амплитуды* приходящих к щели волн, так как волны интерферируют. Выражение (43b) — это верный ответ, согласующийся с квантовой механикой, тогда как выражение (43a) — лишь предсказание, следующее из классической теории.

44. Как найти P , если нам известны лишь вероятности, а не амплитуды переходов? *Ответ:* Это вообще невозможно сделать. Чтобы найти P , нужно знать как фазы, так и абсолютные значения комплексных амплитуд перехода, но вероятности перехода дают нам лишь абсолютные значения амплитуд.

Обсудим более подробно, в чем ошибка предположения о «сложении вероятностей», которое привело к неверному результату (43a). Рассмотрим величину $P_1'P_{11}$. Что она дает? Очевидно, вероятность того, что частица, прошедшая через щель в S , проходит через щель $1'$, когда щель $2'$ закрыта.

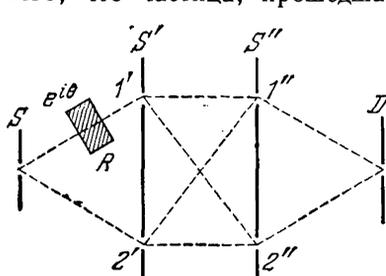


Рис. 45А. Модификация опыта, изображенного на рис. 41А.

Между источником S и щелью $1'$ установлен прибор, вызывающий запаздывание фазы. Он изменяет комплексную амплитуду волны в щели $1'$ на множитель $e^{i\theta}$. Из теории опыта, показанного на рис. 41А, следует, что в данном случае амплитуду A_1 нужно заменить амплитудой $A_1e^{i\theta}$.

Аналогично, $P_2'P_{21}$ соответствует вероятности, что частица, прошедшая через щель в S , пройдет через щель $1''$, когда закрыта щель $1'$. Если обе щели $1'$ и $2'$ открыты, то вероятность того, что частица, прошедшая через щель в S , пройдет через щель $1''$, не равна сумме $(P_1'P_{11} + P_2'P_{21})$. Волны, приходящие к щели $1''$ от щелей $1'$ и $2'$, когерентны, и мы должны складывать *амплитуды*, а не *интенсивности*.

45. Рассмотрим немного измененный опыт, (рис. 45А. Он отличается от рис. 41А) тем, что в плечо, соединяющее щель в S со щелью $1'$, вставлено устройство, задерживающее фазу волны.

В остальном оба прибора одинаковы. Единственным следствием задержки фазы будет замена амплитуды A_1 амплитудой $A_1e^{i\theta}$. Таким образом, фаза меняется на величину θ , но амплитуда волны не меняется. Если опыт производится со светом, для изменения фазы можно использовать стеклянные пластины.

Обозначим через $P(\theta)$ вероятность того, что частица, прошедшая через щель в S , пройдет через щель в D (все остальные щели открыты). В соответствии с (43b)

$$P(\theta) = |A_1 e^{i\theta} (B_{11}C_1 + B_{12}C_2) + A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 = \\ = |A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 + U \cos \theta + \\ + V \sin \theta, \quad (45a)$$

где

$$U = A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2) A_2^* (B_{21}^*C_1^* + B_{22}^*C_2^*) + \\ + A_1^* (B_{11}^*C_1^* + B_{12}^*C_2^*) A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2) \quad (45b)$$

и

$$V = i [A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2) A_2^* (B_{21}^*C_1^* + B_{22}^*C_2^*) - \\ - A_1^* (B_{11}^*C_1^* + B_{12}^*C_2^*) A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)]. \quad (45c)$$

В справедливости этих формул читатель может убедиться сам. Выражение для $P(\theta)$ можно записать в виде

$$P(\theta) = \frac{1}{2} [P(0) + P(\pi)] + \frac{1}{2} [P(0) - P(\pi)] \cos \theta + \\ + \frac{1}{2} \left[2P\left(\frac{\pi}{2}\right) - P(0) - P(\pi) \right] \sin \theta, \quad (45d)$$

откуда следует, что величина $P(\theta)$ как функция θ однозначно определяется своими значениями для трех углов $\theta = 0, \pi/2$ и π .

46. Теперь рассмотрим «прибор», показанный на рис. 46А. Мы имеем два *отдельных* источника 1 и 2, освещающих щели 1' и 2' соответственно. Во всем остальном «прибор» такой же, как на рис. 41А. Пусть интенсивность обоих источников одинакова.

Какова вероятность P_i того, что частица, прошедшая через экран S , пройдет через щель в D ? Очевидно, что

$$P_i = \frac{1}{2} |A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + \\ + \frac{1}{2} |A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2. \quad (46a)$$

В этом случае, чтобы найти интенсивность, созданную на щели D при работе обоих источников, мы складываем *интенсивности*, созданные каждым источником в отдельности. Выражение $|A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2$ представляет

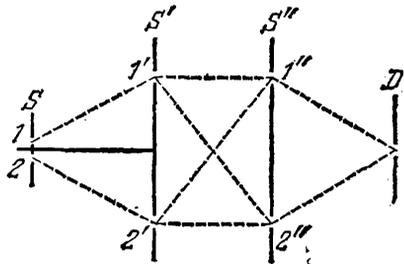


Рис. 46А. Модификация опыта рис. 41А с двумя двойными щелями.

Щели 1 и 2 освещаются двумя независимыми источниками равной интенсивности. Волны от двух этих источников некогерентны, и для каждой щели интенсивность равна сумме интенсивностей, создаваемых в отдельности каждым источником.

Между этим опытом и опытом, изображенным на рис. 45А, имеется интересная связь. Интенсивность, измеренная в данном опыте, является средним (по фазовому углу θ) значением соответствующей интенсивности, измеренной в опыте рис. 45А. Об этом факте часто говорят, что некогерентные источники испускают волны со случайной разностью фаз.

собой вероятность того, что частица от источника 1 пройдет через щель в D ; выражение $|A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2$ — вероятность частице из источника 2 пройти через щель в D . Для каждой частицы, проходящей через щель в D , вероятность прийти от источника 1 или 2 одна и та же; это объясняет появление коэффициента $1/2$ в выражении (46а).

47. Обсудим дополнительные вопросы, возникающие в связи с рис. 45А и 46А. Будем считать экран S' со всем, что расположено от него слева, источником. В этом случае рис. 45А и 46А показывают один и тот же опыт, выполненный с двумя различными источниками. Возникает вопрос: какова вероятность $P'(\theta)$ того (см. рис. 45А), что частица, пришедшая от экрана S' , пройдет через щель в D ? Поскольку каждая частица, прошедшая через щель в D , должна пройти через экран S' , то вероятность $P'(\theta)$ должна быть равна отношению вероятности $P(\theta)$, следующей из формулы (45а), к вероятности того, что частица, вышедшая из щели в S , пройдет через экран S' . Последняя вероятность равна $[|A_1|^2 + |A_2|^2]$, и мы получаем

$$P'_i(\theta) = [|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 + U \cos \theta + V \sin \theta] [|A_1|^2 + |A_2|^2]^{-1}, \quad (47a)$$

что можно записать также в виде

$$P'(\theta) = \frac{1}{2} [P'(0) + P'(\pi)] + \frac{1}{2} [P'(0) - P'(\pi)] \cos \theta + \frac{1}{2} \left[2P' \left(\frac{\pi}{2} \right) - P'(0) - P'(\pi) \right] \sin \theta. \quad (47b)$$

Аналогичный вопрос можно поставить и для рис. 46А. Какова вероятность P'_i того, что частица, прошедшая через S' , пройдет через щель в D ? Легко видеть, что

$$P'_i = [|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2] [|A_1|^2 + |A_2|^2]^{-1}. \quad (47c)$$

Сравнивая выражения (47с) и (47а), замечаем интересную особенность: если $P'(\theta)$ усреднить по всем углам θ от 0 до 2π , то получим P'_i , т. е.

$$P'_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta P'(\theta). \quad (47d)$$

В действительности даже нет необходимости в таком усреднении, так как

$$P'_i = \frac{1}{2} [P'(0) + P'(\pi)]. \quad (47e)$$

Таким образом, можно считать статистический ансамбль, определяемый источником, показанным на рис. 46А (этим источником является экран S' и все расположенное от него влево), некогерентной суперпозицией двух или бесконечного числа статистических

ансамблей, каждый из которых определяется источником, показанным на рис. 45А при θ , рассматриваемом как переменный параметр. (Различные значения θ отвечают различным источникам.)

48. Результат (47d) иллюстрирует общий принцип, касающийся некогерентной суперпозиции. Имея два некогерентных источника, можно начать с того, чтобы считать их когерентными и складывать амплитуды волн обоих источников, имея в виду, однако, множитель $e^{i\theta}$, соответствующий переменной относительной фазе. Вычисляем интересующую нас «интенсивность» $I(\theta)$ в зависимости от угла θ и, наконец, усредняем $I(\theta)$ по всем углам θ от 0 до 2π . Полученное таким образом среднее I и будет действительным средним для двух *некогерентных* источников. Два источника, относительная фаза которых случайна, некогерентны.

49. После этих упражнений с амплитудами, интенсивностями и вероятностями продолжим систематическое рассмотрение статистических ансамблей.

Совокупность всех статистических ансамблей, очевидно, состоит из двух совокупностей: ансамбли, которые можно рассматривать как некогерентные суперпозиции двух или большего числа отдельных статистических ансамблей, и ансамбли, которые нельзя представить в виде такой суперпозиции. Статистические ансамбли последнего типа называются *чистыми ансамблями*, или *чистыми состояниями*. Все остальные ансамбли называются *смешанными ансамблями*, или *статистической смесью*.

Рассмотрим смешанный ансамбль. Известно, что это некогерентная суперпозиция других ансамблей. Верно ли также, что подобный ансамбль есть некогерентная суперпозиция *чистых* ансамблей? Этот вопрос фактически касается природы *всех* физически реализуемых статистических ансамблей. Несомненно, возможен случай, когда совокупность всех физически реализуемых ансамблей не содержит *никакого* чистого ансамбля. В этом случае на наш вопрос следует отрицательный ответ. С другой стороны, мы должны считать чистый ансамбль предельным случаем смешанного и можем поэтому увеличить наш набор статистических ансамблей, включив в него не только все физически реализуемые ансамбли, но и все предельные случаи этих ансамблей. Если мы выполним эту чисто математическую абстракцию, то интуитивно можно ожидать, что наша расширенная совокупность ансамблей будет обладать тем свойством, что каждый статистический ансамбль представляет либо чистый ансамбль, либо некогерентную суперпозицию чистых ансамблей.

В дальнейшем мы используем это предположение. Как *физическое* предположение это идеализация: мы воображаем, что осуществление всех чистых ансамблей возможно, и рассматриваем другие ансамбли как статистическую смесь чистых ансамблей. На практике, может быть, и невозможно реализовать идею чистого ансамбля, но нет никаких причин, по которым нельзя было бы сколь угодно приблизиться к нему.

Можно ли в принципе предсказать исход каждого измерения?

50. Интуитивно ясно, что об элементах чистого ансамбля известно больше, нежели об элементах смешанного ансамбля. Рассмотрим наш пример источника света с двумя лампами. Очевидно, что, когда включены обе лампы, нам меньше известно о свойствах индивидуальных фотонов, чем при работе одной лампы. В частности, мы меньше знаем о «цвете» фотонов.

Чтобы приготовить чистый ансамбль, следует осуществить полный контроль над стадией приготовления: мы должны подавить все источники статистических флуктуаций, которые в принципе могут быть подавлены.

Теперь ясно, что, предпринимая измерения, желательно приготовить ансамбль таким образом, чтобы он был настолько чист, насколько это технически возможно. Поступая таким образом, мы уменьшаем статистический разброс наших данных, что означает возрастание точности результата. Далее следует сказать, что теоретическая интерпретация результатов опыта проще и яснее для чистого ансамбля, чем для смешанного. В чистом ансамбле можно изучать поведение системы в наилучших возможных условиях, невозмущенных «шумами», которые *можно избежать*.

51. Теперь возникает вопрос фундаментальной важности. Можно ли утверждать, что чистые состояния характеризуются полным отсутствием статистического разброса всех физических переменных? Иными словами: полностью ли предсказуем исход каждого измерения для чистых состояний?

Следует понять, что этот вопрос касается основных свойств нашего мира, и ответ может быть дан лишь на базе *экспериментального* исследования. Чистая логика вряд ли поможет нам ответить на этот вопрос.

Классические теории основаны на предположении, что на поставленный вопрос следует *положительный* ответ. Квантовая теория отвечает на этот вопрос *отрицательно*. (Чтобы избежать недоразумений, заметим, что квантовая механика — это одна из возможных теорий, которая отвечает на наш вопрос отрицательно.) Принимая в качестве теории квантовую механику, мы вводим непредсказуемость в наше описание природы. Эту непредсказуемость следует понимать в том смысле, что, как бы мы ни приготавливали чистый ансамбль, всегда останутся измерения, исход которых в каждом конкретном случае непредсказуем. (Характер этих непредсказуемых измерений зависит от природы ансамбля.) Все это не значит, что квантовая механика предсказывает «хаос и неопределенность». Эта теория в состоянии делать точные количественные утверждения о *вероятностях* или о *средних значениях* физических переменных.

52. Для заданного нами вопроса характерно, что его нельзя окончательно решить с помощью определенного ряда опытов. Столкнувшись с явлением, для которого мы вынуждены дать отрицатель-

ный ответ, всегда можно попытаться спасти положение, сказав, что, если бы измерения были выполнены «в лучших условиях», выводы были бы иными. Другими словами: всегда можно сказать, что непредсказуемость возникает потому, что эксперимент выполнен не самым лучшим образом. Такую аргументацию трудно отвергнуть в абсолютном смысле. С другой стороны, уместно спросить защитника детерминистической теории в классическом смысле: как конкретно должны быть выполнены измерения, чтобы индетерминистический характер квантовой механики исчез?

Отрицательный ответ основан на двух типах доказательств. Во-первых, это подробный анализ большого разнообразия опытов, в которых учтены наблюдаемые свойства частиц. Во-вторых, это предсказания, основанные на квантовомеханической теории, краеугольным камнем которой является *отрицательный* ответ. Эти предсказания оказываются в прекрасном согласии со всеми опытными фактами; *отрицательный* ответ на поставленный вопрос никогда не приводит к противоречию с опытом.

53. В гл. 4 и 5 были приведены весьма убедительные доводы в пользу *отрицательного* ответа. Реальные частицы распространяются подобно волнам в пространстве. Эти волны разделяются полупосеребренным зеркалом, двойной щелью и дифрагируют на препятствиях. С другой стороны, наблюдая за частицами с помощью фотоэлемента или другого детектора частиц, мы никогда не обнаружим «доли фотона» или «доли электрона». Для согласованного описания всех этих явлений мы должны перейти к вероятностной интерпретации *интенсивности* волны: величины, пропорциональные квадрату абсолютного значения волновой функции, соответствуют *вероятностям*. Мы можем знать только вероятность срабатывания счетчика, но никогда не сможем сделать такой счетчик, относительно реакции которого в каждом данном опыте мы были бы полностью уверены.

Рассмотрим, например, опыт с двумя щелями. Если он должен быть выполнен с определенным импульсом падающих частиц, то следует осуществить такую схему опыта, чтобы импульс был определен как можно точнее. Когда такой пучок падает на экран с двумя щелями, мы наблюдаем характерную дифракционную картину. Эта картина возникает, лишь когда обе щели открыты, т. е. если частица проходит через обе щели. Если мы, однако, попытаемся регистрировать частицу счетчиком, помещенным за одной из щелей, то никогда не обнаружим половины частицы, а всегда частицу целиком. В каждом одиночном опыте счетчик может либо сработать, либо не сработать, и невозможно знать заранее, что произойдет. Мы можем знать лишь вероятность срабатывания счетчика. Читатель спросит: может быть, это происходит потому, что ансамбль не является чистым? Но что он может предложить, чтобы сделать ансамбль более чистым?

54. Суть проблемы в том, можно ли найти способ более детального описания частицы, чем это делает волновая теория? Если

волновое описание верно и, кроме того, частица обладает свойством неделимости, так что нельзя получить «дробную частицу», то есть лишь один выход — интерпретировать интенсивность как вероятность. Вспомним наши рассуждения о принципе неопределенности в начале этой главы. Если *импульс* частицы точно известен, ее следует описывать как распространяющуюся в пространстве волну, но в этом случае мы ничего не знаем о ее *положении*. Небольшой статистический разброс в измерениях импульса вызывает большой разброс измерений положения, и, пока мы принимаем волновое описание и интерпретируем интенсивность как вероятность, у нас нет возможности отказаться от принципа неопределенности. С другой стороны, нет никаких экспериментальных данных, которые позволили бы предположить, что частицу можно описать более подробно, чем это позволяет волновое описание: нет абсолютно никаких указаний на какие-то «скрытые переменные».

Все сказанное приводит к следующему основному принципу квантовой механики: чистые состояния частицы описываются волнами. *Ансамбль из состояний одиночных частиц является чистым тогда и только тогда, если каждый элемент ансамбля описывается одной и той же самой волновой функцией.* Если можно задать волновую функцию, которая описывает все частицы ансамбля, то имеется максимально возможный контроль над источником. Ничто не может быть более чистым, чем определенная волна.

55. Интересно сравнить некоторые аспекты классического мира фантазии и реального мира. Понятия статистического ансамбля, статистических смешанных и чистых состояний не чужды классической физике. Действительно, идея статистического ансамбля возникла в классической статистической физике задолго до открытия квантовой механики. Добрая часть наших рассуждений о процессе измерения остается применимой в рамках классического описания. И здесь чистое состояние возникает в том случае, когда мы имеем полный контроль над стадией приготовления системы, тогда как статистическая смесь состояний проявляется тогда, когда наш контроль значительно менее совершен. Решающее различие между классическим и квантовомеханическим описаниями заключается в природе чистого состояния. В классической теории свойства чистого состояния таковы, что исход любого одиночного измерения *точно* предсказуем. Если данный счетчик срабатывает в данном одиночном опыте, то он хорошо сработает и в каждом последующем. Каждый последующий опыт повторяет то же самое, что было в предыдущем. Чистое состояние не дает статистического разброса *любой* физической переменной.

Задолго до появления квантовой механики физики понимали, что происходящее в микроскопическом мире *практически* невозможно предсказать с неограниченной точностью. Тепловые шумы и многие другие всегда существующие «возмущения», над которыми у нас нет контроля в макроскопической ситуации, создают неопределенность в значениях физических переменных, которая полно-

стью маскирует характерную для квантовой механики неопределенность. Классическая физика считала очевидным, что в чистых состояниях у физических переменных нет статистического разброса. Критический анализ микроскопических ситуаций обнаруживает, что эта вера была заблуждением.

56. Установление статистического характера всех предсказаний, даже в случае чистого ансамбля, было существенным шагом в развитии физической теории. Возвращаясь к ранней истории квантовой физики, мы замечаем, что идея о вероятностном описании физических явлений была для физиков очень трудной и непривычной. Двойная природа света, который обнаружил свойства волны и частицы, казалась весьма смущающим открытием. Оно получило название «дуализма» волн и частиц. В гл. 4 мы показали, что этот дуализм может быть ясно понят, но на ранней стадии квантовой физики ситуация была иной. Никому не приходило в голову интерпретировать квадрат амплитуды волны в понятиях вероятностей, а без этой идеи, которая представляет собой радикальный отход от классической физики, «дуализм» света не может быть понят.

Существование *принципиального* предела для нашей возможности предсказать будущее явления было воспринято многими, особенно нефизиками, настроенными философски, как весьма глубокая и революционная идея. По этому поводу неизбежно было написано достаточно нелепостей (как и по поводу соотношения неопределенностей), авторы которых делали далеко идущие выводы о влиянии квантовой механики на человеческие дела вообще.

Нельзя отрицать, что вопрос о предсказуемости и непредсказуемости в принципе может вызывать большой интерес у философов. Следует, однако, заметить, что в настоящее время физики уделяют этой стороне дела очень мало внимания. Не будет ошибкой считать, что большинство из них возвращается к теории измерений в квантовой механике лишь при необходимости прочесть вводный курс на эту тему.

Поляризованный и неполяризованный свет

57. Поляризация света является прекрасной иллюстрацией различия между чистым состоянием и статистической смесью состояний в квантовой механике. Рассмотрим опыт, показанный на рис. 57А. Почти монохроматические фотоны (частотой ω) проходят через поляризующий фильтр F_s и расположенную за ним щель в экране S . Таким образом, приготовление статистического ансамбля происходит слева от S . Фотоны регистрируются фотоэлементом P , перед которым помещен поляризующий фильтр F_p . Фотоэлемент совместно с этим фильтром можно считать измерительным прибором, измеряющим счетную переменную D .

Можно разработать поляризующие фильтры весьма высокого совершенства, пропускающие волны с определенным состоянием

поляризации и полностью поглощающие волны с другим состоянием поляризации. Предположим, что фильтры F_S и F_P являются такими совершенными фильтрами, свойства которых мы можем подобрать по желанию.

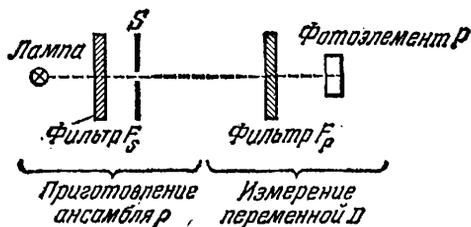


Рис. 57А. Схема опыта с поляризованным светом.

Проходящий через идеальные поляризующие фильтры F_S и F_P свет находится в определенном чистом состоянии поляризации, и фильтры полностью прозрачны для такого света. Реакцию счетчика на данный фотон нельзя предсказать точно. [Точное предсказание возможно лишь в том случае, если фильтры F_S и F_P соответствуют одному и тому же (чистому) состоянию поляризации.]

58. Пусть фильтр F_S пропускает только левополяризованный по кругу свет. Прошедшие через фильтр фотоны будут элементами статистического ансамбля ρ_L . Определим скорость счета в отсутствие фильтра F_P . Эта величина даст нам число фотонов за единицу времени и позволит нормировать наши измерения. Пусть эффективность счетчика P равна 100%, т. е. он регистрирует каждый попадающий на него фотон, а скорость счета равна n фотонам в единицу времени.

Возьмем несколько различных фильтров F_P . Каждому фильтру соответствует свое значение счетной переменной D . Среднее значение D определяется как отношение n'/n , где n' — скорость счета при наличии фильтра. Если фильтр F_P пропускает только лево(право)поляризованный по кругу свет, соответствующая счетная переменная обозначается D_L (D_R). Если этот фильтр пропускает свет, линейно поляризованный в направлении x или y , соответствующая счетная переменная обозначается через D_x или D_y соответственно. Рассмотрим, наконец, фильтры, пропускающие свет, линейно поляризованный в направлении, составляющем 45° с осями x и y (счетная переменная D_{45°), и поляризованный перпендикулярно этому направлению (счетная переменная D_{135°).

Для ансамбля ρ_L имеем следующие значения средних:

$$\text{Av}(D_L; \rho_L) = 1, \quad \text{Av}(D_R; \rho_L) = 0, \quad (58a)$$

$$\text{Av}(D_x; \rho_L) = \text{Av}(D_y; \rho_L) = \text{Av}(D_{45^\circ}; \rho_L) = \text{Av}(D_{135^\circ}; \rho_L) = \frac{1}{2}. \quad (58b)$$

Для этого ансамбля две переменные D_L и D_R точно известны, но относительно остальных четырех переменных мы находимся в состоянии максимальной неопределенности. Является ли ансамбль ρ_L чистым? Этот вопрос означает: можем ли мы сделать его более

чистым? Очевидно, это невозможно. Если мы требуем, чтобы переменные D_R и D_L были точно известны и имели значения, указанные в (58a), то фотон, прошедший через щель в S , должен быть строго левополяризованным по кругу. Но каждую левополяризованную волну можно разложить на две линейно поляризованные волны равной амплитуды, поляризованные по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Если мы поместим фильтр, который поглотит одну из линейно поляризованных компонент, то интенсивность прошедшей волны будет составлять половину падающей. Среднее значение переменных $D_x, D_y, D_{45^\circ}, D_{135^\circ}$ в каждом отдельном опыте точно предсказуемо, как это видно из (58b). Это экспериментальный факт. Имея в виду другой экспериментальный факт, а именно то что фотон нерасщепим по энергии поляризационным фильтром, мы приходим к важнейшему выводу, что ни одна из четырех переменных D_x, D_y, D_{45° и D_{135° не может быть точно предсказана для любого данного единичного опыта. Действительно, неопределенность этих переменных — максимально возможная, несмотря на то что исходный ансамбль является чистейшим возможным ансамблем фотонов, поляризованных по кругу.

59. Следует подчеркнуть, что мы приходим к совсем другому выводу, считая, что фотоны ведут себя во всех отношениях подобно классическим волновым пакетам. Среднее значение переменной D_x должно в этом случае зависеть от чувствительности детектора. Если она достаточна для регистрации половины энергии, переносимой волной, то скорость счета D_x была бы такой же, как и скорость счета D_L , т. е. $Av(D_x; \rho_L) = 1$. Это среднее было бы равно нулю при чувствительности счетчика, недостаточной для срабатывания от половинной энергии. Реальные фотоны не ведут себя подобно классическим волновым пакетам: независимо от того, какой фильтр помещен перед счетчиком, мы всегда обнаружим, что энергия фотона, зарегистрированного счетчиком, равна $\hbar\omega$.

Реакция счетчика D_x, D_y, D_{45° и D_{135° в единичном опыте, таким образом, непредсказуема даже для *чистого* ансамбля ρ_L . Этот пример является сильным аргументом в пользу общих выводов, рассмотренных в пп. 51—54.

60. Что произойдет, если убрать фильтр F_s ? Предположим, что излучение лампы обладает сферической симметрией и любое состояние поляризации испущенного света равновероятно. Мы называем такой свет *неполяризованным*. Соответствующий ансамбль является *наиболее хаотическим ансамблем* по отношению к поляризационным степеням свободы, и независимо от природы идеального поляризационного фильтра F_p скорость счета с фильтром составляет половину скорости счета без него. Мы наблюдаем в этом случае следующие средние:

$$Av(D_L; \rho_0) = Av(D_R; \rho_0) = \frac{1}{2}, \quad (60a)$$

$$Av(D_x; \rho_0) = Av(D_y; \rho_0) = Av(D_{45^\circ}; \rho_0) = Av(D_{135^\circ}; \rho_0) = \frac{1}{2}. \quad (60b)$$

Заметим, что средние (60b) совпадают со средними (58b) и степень незнания четырех переменных D_x, D_y, D_{45° и D_{135° для ансамблей ρ_L и ρ_0 одна и та же. Ансамбли *различаются* по величине информации, которой мы обладаем о переменных D_L и D_R . Для ансамбля ρ_L нам полностью известны эти переменные, но меньше всего нам известно о них в случае ансамбля ρ_0 .

Следует поэтому ожидать, что ансамбль ρ_0 является статистической смесью. Чтобы сделать это явным, рассмотрим опыт, в котором фильтр F_s пропускает только правополяризованные по кругу волны. Обозначим соответствующий ансамбль ρ_R . Средние для такого ансамбля равны

$$\text{Av}(D_L; \rho_R) = 0, \quad \text{Av}(D_R; \rho_R) = 1, \quad (60c)$$

$$\text{Av}(D_x; \rho_R) = \text{Av}(D_y; \rho_R) = \text{Av}(D_{45^\circ}; \rho_R) = \text{Av}(D_{135^\circ}; \rho_R) = \frac{1}{2}. \quad (60d)$$

Читателю нетрудно убедиться, что из полученных средних значений ансамблей ρ_0, ρ_R и ρ_L следует

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \rho_L + \frac{1}{2} \rho_R. \quad (60e)$$

Этот вывод находится в согласии с рассуждениями п. 38.

Таким образом, хаотический ансамбль можно рассматривать как *некогерентную суперпозицию* двух чистых ансамблей ρ_R и ρ_L .

61. В школьные годы автора беспокоил вопрос о различии между неполяризованным светом и светом, поляризованным по кругу. Он читал в книгах, что неполяризованный свет является смесью света, поляризованного в двух перпендикулярных направлениях. Там же было написано, что свет, поляризованный по кругу, является суперпозицией света, поляризованного в двух перпендикулярных направлениях. В конце концов автор понял, что в первом случае происходит сложение *интенсивностей*, а во втором — сложение *амплитуд*. Поляризованный по кругу свет представляет собой *когерентную* смесь света, поляризованного в двух перпендикулярных направлениях, тогда как неполяризованный свет представляет собой *некогерентную* смесь.

Задачи

1. При попытках опровергнуть соотношение неопределенности излюбленным доводом является следующий (см. рисунок). Пучок электронов с определенным импульсом p падает слева на экран S_1 , в котором имеется отверстие диаметром a . На расстоянии d от S_1 помещен другой экран S_2 с таким же отверстием. Оба отверстия находятся строго на одной линии по направлению пучка. Часть электронов, пройдя первую щель, отклонится, а часть пройдет через вторую щель. Рассмотрим один из таких электронов. Неопределенность в его координате порядка $\Delta x \approx a$, а величина импульса равна p , так как электрон в этом опыте не теряет и не приобретает энергии. Поскольку известно, что электрон прошел через *обе* щели, то неопределенность в направлении импульса будет меньше или порядка $\Delta \theta = a/d$. Поэтому неопределенность в боковой проекции импульса электрона имеет порядок $\Delta p \approx (a/d)p$. Таким образом, произведение неопределенностей координаты и

импульса для поперечного направления

$$\Delta x \Delta p \approx \left(\frac{a}{d} \right) ap$$

может быть сделано при подходящем выборе a и d сколь угодно малым. Это нарушает соотношение неопределенности, являющееся одной из основ квантовой механики.

Можете ли вы опровергнуть это рассуждение?

Приведенное рассуждение является одним из многих, претендовавших на опровержение квантовой механики через отрицание соотношения неопределенности. Следует, однако, уяснить себе, что подобные рассуждения ни в какой мере не угрожают соотношению неопределенности, если принять предпосылки волновой механики, так как из этих предпосылок соотношение неопределенности вытекает.

Попытки «отказа» от волновой механики можно разделить на две группы:

а) Доводы, отклоняющие идеи волновой механики, хотя и не всегда в явной форме.

б) Доводы, которые «запутывают», но основаны на некоторых идеях волновой механики.

Тщательный анализ высказываемых концепций объясняет природу «отказов». Полный отказ от волновой механики не может быть, конечно, опровергнут логическим путем, и нам следует обратиться к экспериментальным фактам; логические следствия «отказа» оказываются в противоречии с опытом. Доводы категории б) просто ошибочны.

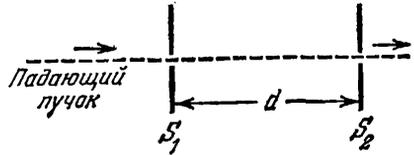
2. а) Рассмотрим идеализированный опыт. Почти совершенно монохроматический свет с длиной волны 6000 \AA проходит через очень быстрый затвор, который периодически открывается и закрывается так, что он открыт 10^{-10} сек и закрыт 10^{-2} сек в течение периода. Прошедший через затвор свет больше не монохроматичен: мы обнаружим определенный разброс длин волн. Оцените неопределенность в длине волны (в \AA).

б) Прошедший через затвор свет направляется в длинную трубу, заполненную сероуглеродом (CS_2). Это дисперсионная среда, для которой в интересующем нас диапазоне длин волн изменение показателя преломления n с длиной волны определяется соотношением

$$\frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} = -0,075.$$

Пусть скорость световых импульсов, проходящих через затвор, измеряется с помощью другого затвора, расположенного на определенном расстоянии от первого и открывающегося позже. С какой скоростью распространяются в сероуглероде световые импульсы?

3. Рассмотрим еще одну идею о нарушении принципа неопределенности. Она касается на этот раз соотношения между временем и частотой. Принцип опыта показан, весьма схематично, на рисунке (стр. 266). Почти монохроматический свет проходит через щель, за которой стоит быстродействующий затвор. Мы не входим в технические трудности и предполагаем, что затвор можно открывать на предельно короткие времена. Тем самым на спектрограф, схематически изображенный в виде призмы, можно посылать короткие волновые цуги. Падающий на спектрограф свет не будет больше монохроматическим, а будет иметь разброс частот, подобно тому как это обсуждалось в задаче 2. Мы можем, однако, снабдить спектрограф достаточно узкой выходной щелью, показанной в правой части рисунка, и отбросить тем самым крайне узкий участок спектра. Свет после выходного отверстия может быть сделан монохроматическим в произвольно высокой степени. С другой

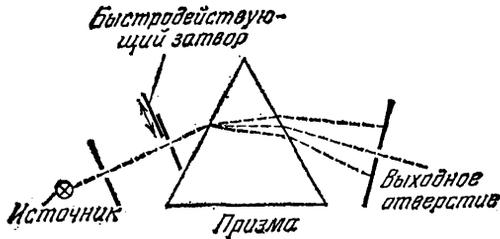


К задаче 1. В задаче ошибочно допускается, что принцип неопределенности может быть нарушен, если сделать щели узкими, а расстояние d большим.

В этом случае кажется, что произведение неопределенности импульса на неопределенность положения в пространстве в момент прохождения частицы через вторую щель может быть сделано сколь угодно малым. В чем ошибка этого рассуждения?

стороны, с помощью затвора продолжительность импульса может быть сделана сколь угодно малой. Таким образом, свет, вышедший из спектрографа, может иметь произвольно малую длительность и произвольно точную частоту, что противоречит соотношению неопределенности.

Можете ли вы указать ошибку в этих рассуждениях?



К задаче 3. Попробуем снова нарушить принцип неопределенности.

Призма символически обозначает спектрограф с очень большим разрешением, с помощью которого мы выделяем крайне узкую полосу частот проходящего света. Падение света на призму управляется быстрым затвором. Автору кажется, что время прохождения щели светом и его частота могут быть заданы сколь угодно точно. В чем ошибка этого утверждения?

4. Вспомнив рассуждения п. 29, предположим, что температура нити равна 1000°C , а ускоряющий потенциал равен 10 в . Оцените относительный разброс импульсов испущенных электронов, т. е. величину q/p_0 . Достаточно грубой оценки.

5. Получив пучок электронов очень малой энергии, можно произвести «макроскопический» опыт с дифракцией электронов. Предположим, что мы пытаемся создать пучок с точно определенным импульсом, соответствующим, например, энергии в $0,01\text{ эв}$. Рассмотрите практические трудности создания такого пучка. Очевидно, что простое устройство из накаливаемой нити и ускоряющих электронов не годится, но, вероятно, существуют другие методы, о которых можно подумать. Попробуйте указать на некоторые из них и обсудите, насколько они технически осуществимы.

6. Рассмотрим решетку из задачи 5 гл. 5 (стр. 218). Предположим, что решетка не бесконечно велика, а содержит только N штрихов. В этом случае она не будет строго периодической системой, а дифрагированный пучок будет иметь угловой разброс. Положение можно выразить следующим образом. Характеристический импульс, переданный решетке, больше не равен точно $2\pi/a$, а определен с неточностью Δq . Найдите связь между N и Δq . Поверните рисунок на 90° и сравните его с рис. 5А настоящей главы (стр. 225). Возможно, это сравнение даст вам некоторые идеи. Воспользуйтесь результатом, чтобы получить выражение для разброса углов, под которыми испускаются дифрагировавшие лучи.

7. Рассмотрим почти монохроматический пучок света, испущенный стационарным источником. Проблема заключается в определении с помощью опытов неизвестного состояния поляризации пучка.

а) В нашем распоряжении идеальный поляризационный фильтр и фотоумножитель. Каково наименьшее число измерений, с помощью которых можно полностью определить поляризационное состояние пучка? Объясните ваше утверждение.

б) Предположим, что имеется фотоумножитель, две одинаковые поляроидные пленки и пластинка в четверть волны. Как, используя только выше описанное оборудование, определить состояние поляризации пучка? В этом случае вы не должны предполагать, что поляриод представляет собой идеальный поляризационный фильтр.

8. На рисунке (стр. 267) показан более чистый вариант опыта с двумя двойными щелями, обсуждавшегося в пп. 41—43. Перед щелями, а также перед источником и регистрирующим прибором (детектором) помещены (или отсутствуют) идеальные поляризационные фильтры. Предположим, что амплитуды прохож-

дения, рассмотренные в пп. 41—43, не зависят от состояния поляризации и что источник дает неполяризованный свет. Получите выражение, аналогичное (43b), для вероятности, что фотон, покинувший щель в S , пройдет через щель в D при различных комбинациях фильтров, указанных в следующей таблице.

F_s	F'_1	F'_2	F''_1	F''_2	F_d
нет	Γ	B	нет	нет	нет
ЛП	Γ	B	нет	нет	нет
ЛП	Γ	B	нет	нет	ПП
ЛП	Γ	B	ПП	ЛП	Γ
нет	Γ	нет	нет	Γ	нет

«Нет» — фильтр отсутствует; Γ и B — фильтры, создающие горизонтальную и вертикальную поляризации; ЛП и ПП — фильтры левой и правой круговой поляризации соответственно.

9. Рассмотрим различие между идеальным и обычным счетчиками. Реальный счетчик может, к сожалению, сработать в отсутствие события и пропустить (не зарегистрировать) событие. Число отсчетов в отсутствие источника именуется *фоном измерений*. Одним из источников фона является проникающее всюду космическое излучение. Далее, если два события разделены слишком коротким интервалом времени, то счетчик не разрешит их и отметит как одно.

Наименьшее время между двумя событиями, при котором они еще регистрируются счетчиком раздельно, называется *разрешающим временем* счетчика. Его можно определить следующим образом. Пусть имеются два радиоактивных источника 1 и 2. Поместим их на таких расстояниях от счетчика, чтобы число отсчетов от каждого было приблизительно одинаково. Пусть N_1 — скорость счета, когда оба источника убраны, N_2 — скорость счета отдельно от источников 1 и 2 соответственно, N_{12} — скорость счета в присутствии обоих источников. Подберем расстояния так, чтобы N_{12} было заметно меньше $1/\tau_0$, но не пренебрежимо мало по сравнению с $1/\tau_0$. Пусть также N_0 меньше N_1 , N_2 и N_{12} . Покажите, что из этих четырех измерений скорости счета можно определить t_0 . Выразите t_0 через N_0 , N_1 , N_2 и N_{12} .

Заметим, что для идеального счетчика и при отсутствии фона $N_{12} = N_1 + N_2$.

Дополнительная литература

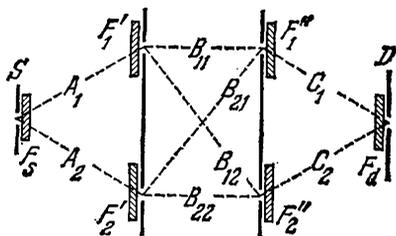
Изложенную в этой главе теорию следует дополнить описанием экспериментальных методов физики элементарных частиц. Мы рекомендуем следующие источники:

Фриш Д., Торндайк А., Элементарные частицы, Атомиздат, 1966.

Сборник «Над чем думают физики», изд. «Наука».

Ягода Г., Треки-следы элементарных частиц, вып. 1, 25 (1962).

О'Нейл Ж. К., Искровая камера, вып. 4, 56 (1965).



К задаче 8. Щели прикрыты идеальными поляризационными фильтрами.

Требуется найти вероятность того, что фотон, покинувший щель в S , попадет в щель в D при различных комбинациях фильтров. Через A_m , B_{mn} и C_m обозначены амплитуды переходов в отсутствие фильтров. Мы предполагаем, что эти амплитуды не зависят от состояния поляризации.

Статьи в журнале «Scientific American»:

Bilaniuk O. M., Semiconductor Particle-Detectors, Oct., p. 72 (1962).

Collins G. B., Scintillation Counters, Nov., p. 36 (1953).

Glaser D. A., The Bubble Chamber, Feb., p. 46 (1955).

Yount D. E., The Streamer Chamber, Oct., p. 38 (1967).

Rochester G. D., Wilson J. G., Cloud Chamber Photographs of the Cosmic Radiation. Альбом снимков различных явлений, возникающих при прохождении космических лучей через камеру Вильсона.

Introduction to the Detection of Nuclear Particles in a Bubbles Chambers (Prepared by Lawrence Radiation Laboratory, The University of California, Berkeley, 1966). Альбом стереоскопических снимков разнообразных взаимодействий элементарных частиц в пузырьковых камерах.

Дайон М. И., Лексин Г. А., Искровые детекторы заряженных частиц, УФН **86**, 371 (1965).

Рывкин С. М., Матвеев О. А., Строкан Н. Б., Полупроводниковые счетчики ядерных частиц, изд. «Знание», 1964.

ВОЛНОВАЯ МЕХАНИКА ШРЕДИНГЕРА**Нерелятивистское волновое уравнение Шредингера**

1. Обратимся теперь к рассмотрению феноменологической теории, сыгравшей крайне важную роль в развитии квантовой физики. Основой этой теории является уравнение Шредингера; ее впервые сформулировал Эрвин Шредингер в 1926 г.*), вскоре после того, как Гейзенберг открыл матричную механику. Обе эти теории были первыми количественными формулировками основных принципов квантовой механики.

В этой книге мы обращаемся к теории Шредингера, чтобы дать читателю некоторое представление о том, как работает волновая теория, т. е. как с ее помощью выполняются расчеты реальных явлений. Мы выбрали нерелятивистскую теорию Шредингера в качестве примера волновой теории, ибо она во многих отношениях особенно проста.

2. Теория уравнения Шредингера, понимаемая в несколько ограниченном, как будет показано ниже, смысле, основана на нескольких сильных допущениях, из которых мы отметим главные:

1) Частицы не рождаются и не исчезают: в любом физическом процессе число частиц данного типа остается постоянным.

2) Скорость частиц достаточно мала; лишь в этом случае возможно нерелятивистское приближение.

Мы считаем перечисленные допущения сильными, так как, во-первых, из опыта известно, что процессы рождения и аннигиляции частиц действительно происходят, а во-вторых, любая фундаментальная теория *должна* принимать во внимание принципы специальной теории относительности.

Указанные допущения нельзя считать независимыми. Рассмотрим, например, столкновение двух одинаковых частиц, и пусть в системе центра масс их скорости очень близки к скорости света. При этом кинетическая энергия частиц достаточно велика для

*) Schrödinger E., Quantisierung als Eigenwertproblem, Ann. d. Phys. 79, 361 (1926); 79, 489 (1926); 80, 437 (1926); 81, 109 (1926).

образования новых частиц. С другой стороны, если скорости малы, то мала и доступная кинетическая энергия, и процессы рождения частиц невозможны — они запрещены законом сохранения энергии. Это утверждение нуждается в одной оговорке. Поскольку масса фотона равна нулю, то фотон может возникнуть или исчезнуть (т. е. свет может быть испущен или поглощен) даже в том случае, если остальные частицы, имеющие массу, движутся с нерелятивистскими скоростями. Таким образом, теория Шредингера, понимаемая в более широком смысле, должна описывать поглощение и испускание света, и высказанные выше допущения следует уточнить:

1*) Рождения или исчезновения частиц, *имеющих массу покоя*, не происходит, но испускание и поглощение фотонов возможно.

2*) *Все частицы, имеющие массу покоя*, движутся с малыми скоростями, и их можно описывать нерелятивистским образом. Фотоны, являющиеся релятивистскими объектами, требуют специального описания.

Следует заметить, что существуют теории, основанные на «релятивистских» волновых уравнениях, в которых второе допущение снято. Примером может служить знаменитое уравнение Дирака. Имеется также «релятивистский» вариант уравнения Шредингера. Мы не станем рассматривать здесь эти уравнения; говоря об уравнении Шредингера, мы имеем в виду нерелятивистское уравнение, основанное на приведенных выше допущениях.

3. В п. 1 этой главы мы назвали теорию Шредингера *феноменологической*. Она не претендует на звание фундаментальной теории. Выше были перечислены некоторые причины такого положения, и мы хотим, чтобы читатель их ясно понял. Теория уравнения Шредингера не эквивалентна квантовомеханической теории в целом.

Необходимо тем не менее подчеркнуть, что применение теории Шредингера к атомным и молекулярным явлениям оказалось чрезвычайно успешным. В этой области ее следует считать, несмотря на ограниченность, хорошим *приближением*.

4. Прежде чем перейти к самому уравнению Шредингера, постараемся понять, почему теория, основанная на двух допущениях, рассмотренных в п. 2, оказалась в состоянии правильно описать свойства атомов и молекул. Главной причиной является «малость» постоянной тонкой структуры α . В гл. 2 было показано, что именно эта малость приводит к тому, что атомы и молекулы оказываются слабо связанными структурами, состоящими из медленно движущихся частиц. Мы показали, что скорость электрона в атоме водорода имеет порядок $\alpha c \approx c/137$. Внешние электроны остальных атомов имеют скорости того же порядка, а ядра в молекуле движутся с много меньшими скоростями. Таким образом, второе допущение, лежащее в основе теории Шредингера, хорошо выполняется для атомов и молекул.

5. Чтобы понять, на чем основано первое допущение, вспомним рассмотренные в гл. 2 типичные значения энергии переходов и

связи для атомов и молекул. Энергии оптических переходов и энергии ионизации атомов и молекул имеют порядок 1—10 эв. Наибольшие энергии имеют рентгеновские кванты, испускаемые тяжелыми атомами, но и они не превосходят 100 кэв.

Такие энергии существенно меньше энергии покоя электрона, равной 0,5 Мэв. Нет легче частицы, чем электрон (кроме фотона, но мы условились рассмотреть проблему фотона отдельно), а она может быть рождена лишь в паре с позитроном. Рождение электронно-позитронной пары требует по меньшей мере энергии в 1 Мэв, что намного превосходит энергии, типичные для атомов и молекул. (Читатель может возразить, что имеется еще одна частица, существенно более легкая, чем электрон,— нейтрино. Но нейтрино *очень слабо* взаимодействует со всеми другими частицами и, по сравнению с электромагнитным взаимодействием, происходящие с участием нейтрино взаимодействия пренебрежимо слабы. В атомной и молекулярной физике о взаимодействии нейтрино можно полностью забыть.)

6. Квантовая электродинамика, представляющая собой частный случай так называемой *квантовой теории поля*, может с полным основанием считаться «верной» теорией атомных и молекулярных явлений. Теория Шредингера в применении к этим явлениям может рассматриваться как первое приближение к «верной» теории. Сравнительная предсказания квантовой электродинамики с предсказаниями теории Шредингера, можно получить представление о точности последней. Общий результат такого сравнения позволяет считать, что теория Шредингера правильно описывает основные свойства структуры атомов и молекул. Более точно это утверждение можно выразить следующим образом. Теоретические значения многих атомных и молекулярных величин, например энергии и времена жизни стационарных состояний, длины волн излучения, геометрические параметры молекул и т. д., могут быть разложены в ряд по степеням постоянной тонкой структуры α . В этом разложении теория Шредингера дает верное значение основного члена. Члены более высокого порядка являются так называемыми «радиационными поправками». Эти поправки малы, так как мала постоянная α .

7. Перейдем теперь к изложению теории Шредингера для очень простой физической ситуации, а именно для движения частицы, например электрона, во внешнем силовом поле. Теория Шредингера в действительности способна на значительно большее. Она в состоянии описать движение любого числа взаимодействующих между собой частиц. Но чтобы понять основные принципы, начнем с еще более простой ситуации.

Рассмотрим, скажем, движение частицы в отсутствие внешнего поля, т. е. движение *свободной частицы*. Теория Шредингера основана на волновом уравнении, известном под названием уравнения Шредингера. Его решением является волна де Бройля, «связанная» с частицей. В п. 37 гл. 5 мы имели уже дело с одним из волновых уравнений, а именно с уравнением Клейна — Гордона.

Это уравнение обладает релятивистской инвариантностью и применимо при любой скорости движения частицы. Мы хотим изменить уравнение Клейна — Гордона таким образом, чтобы оно согласовалось с приближениями, на которых основана теория Шредингера, иными словами, мы хотим получить его нерелятивистское приближение. Затем мы дадим физическое истолкование волновой функции $\psi(\mathbf{x}, t)$, описывающей волну де Бройля.

8. В гл. 5 мы дали *грубую* интерпретацию волновой функции: «частицу легче найти в тех областях пространства, где амплитуда $\psi(\mathbf{x}, t)$ велика». Здесь мы сделаем специальное предположение, которое придаст этой идее количественный характер.

Шредингеровская волновая функция $\psi(\mathbf{x}, t)$, т. е. амплитуда волны де Бройля, в теории Шредингера определяет вероятность нахождения частицы в данной точке пространства и времени. Если мы пытаемся установить положение частицы в данный момент времени t , то *вероятность* обнаружить частицу в малой части объема $d^3(\mathbf{x})$, содержащей точку \mathbf{x} , пропорциональна $|\psi(\mathbf{x}, t)|^2 d^3(\mathbf{x})$. Таким образом, *плотность вероятности* пропорциональна квадрату абсолютного значения волновой функции.

Это характерное и основное предположение теории Шредингера. Чтобы иметь возможность делать точные вычисления, мы, естественно, должны иметь *какую-то* интерпретацию волновой функции, и сформулированная выше вероятностная интерпретация и удобна, и физически прозрачна, и плодотворна. Эта глубокая и важная идея впервые высказана была Максом Борном *).

9. Шредингеровская волновая функция зависит от положения и времени и является комплексной величиной, удовлетворяющей (линейному) уравнению Шредингера (которое мы вскоре напишем).

Определенная волновая функция соответствует некоторому определенному состоянию движения частицы. Заметим, что если $\psi(\mathbf{x}, t)$ — возможная для данного состояния волновая функция, то функция $e^{i\theta}\psi(\mathbf{x}, t) = \psi_1(\mathbf{x}, t)$ также возможна, если θ — вещественная постоянная. Очень важно, что плотности вероятности, определяемые функциями ψ и ψ_1 , *совпадают*. Это означает, что обе волновые функции $\psi(\mathbf{x}, t)$ и $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ описывают одно и то же состояние движения частицы. Мы можем утверждать, что каждой волновой функции соответствует определенное состояние движения частицы. Обратное утверждение неверно: данное состояние движения частицы определяет шредингеровскую волновую функцию с точностью до *постоянного* комплексного коэффициента с модулем, равным единице. Две волновые функции, отличающиеся таким множителем, соответствуют *одному и тому же* физическому состоянию.

10. Обозначим *массу* частицы через m и рассмотрим плоскую волну с импульсом p . Энергия частицы равна **)

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}. \quad (10a)$$

*) Вогн М., *Quantenmechanik der Stossvorgänge*, Zs. f. Phys. **38**, 803 (1926).

***) В этой главе мы пользуемся системами единиц СИ или СГС.

Перейдем теперь к нерелятивистскому приближению, когда скорость частицы много меньше скорости света. Такое предположение означает, что в выражении (10а) слагаемое $c^2 p^2$ много меньше слагаемого $m^2 c^4$. Разлагая выражение под корнем (10а) по степеням p^2 и удерживая два первых члена, получим

$$E \approx mc^2 + \frac{p^2}{2m}. \quad (10b)$$

Первое слагаемое в (10b) дает энергию покоя частицы, а второе — нерелятивистское выражение для ее кинетической энергии.

Соответствующая волновая функция де Бройля, которую мы обозначим через $\psi_B(\mathbf{x}, t)$, приближенно равна

$$\psi_B(\mathbf{x}, t) = \exp\left(\frac{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}{\hbar} - \frac{itp^2}{2m\hbar}\right) \exp\left(-\frac{itmc^2}{\hbar}\right). \quad (10c)$$

Ее можно записать в виде произведения двух множителей. Первый из них обозначим через $\psi_S(\mathbf{x}, t)$:

$$\psi_S(\mathbf{x}, t) = \exp\left(\frac{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}{\hbar} - \frac{itp^2}{2m\hbar}\right). \quad (10d)$$

Тогда имеем

$$\psi_B(\mathbf{x}, t) = \psi_S(\mathbf{x}, t) \exp\left(-\frac{itmc^2}{\hbar}\right), \quad (10e)$$

и при этом

$$|\psi_B(\mathbf{x}, t)|^2 = |\psi_S(\mathbf{x}, t)|^2. \quad (10f)$$

Из равенства (10f) следует, что обе волновые функции ψ_B и ψ_S отличаются комплексным множителем с модулем, равным единице, который *не зависит* от состояния движения частицы, т. е. от импульса \mathbf{p} . Квадраты абсолютных значений обеих волновых функций совпадают в любой точке пространства для всего времени. Для описания распределения вероятности волновая функция ψ_S так же хороша, как и «правильная» волновая функция де Бройля ψ_B . Именно такая операция над волновой функцией и производится в теории Шредингера. Функция ψ_S , определенная равенством (10d), является шредингеровской волновой функцией, описывающей свободную частицу, движущуюся с малым импульсом \mathbf{p} . Произведенный выбор волновой функции является вопросом удобства; зачем вводить в вычисления множитель $\exp\left(-\frac{itmc^2}{\hbar}\right)$, если заранее известно, что за ним не скрывается никакого «физического смысла»?

11. В общем случае волновая функция Шредингера может быть представлена суперпозицией плоских волн, имеющих вид (10d). Чтобы найти волновое уравнение, которому удовлетворяет любая волновая функция Шредингера, повторим рассуждения, приведенные в п. 37 гл. 5. Итак, мы хотим иметь простейшее *линейное* волновое уравнение, которому удовлетворяет любая *плоская* волна.

Выкладки полностью аналогичны произведенным в гл. 5, и мы получаем

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t). \quad (11a)$$

В этом уравнении индекс S у волновой функции опущен. В дальнейшем мы будем иметь дело только со шредингеровской волновой функцией, и в индексе нет необходимости.

Уравнение (11a) является волновым уравнением Шредингера для свободной частицы. Оно описывает движение такой частицы в нерелятивистском приближении. Сравнивая (11a) с релятивистским уравнением (37e) гл. 5 (стр. 209), замечаем, что уравнение (11a) содержит лишь первую производную по времени. Кроме того, в согласии с нерелятивистской природой уравнения Шредингера, в нем нет места для скорости света.

12. Рассмотрим решение уравнения Шредингера (11a) в виде плоской волны (10d). *Фазовая скорость* v_f' такой волны равна

$$v_f' = \frac{\omega}{k} = \frac{p}{2m}, \quad \text{где } \omega = \frac{p^2}{2m\hbar}, \quad k = \frac{p}{\hbar}. \quad (12a)$$

С другой стороны, фазовая скорость v_f волны де Бройля (в нерелятивистском приближении) согласно (10c) равна

$$v_f \approx \frac{mc^2}{p} + \frac{p}{2m}. \quad (12b)$$

Обе фазовые скорости v_f и v_f' не равны друг другу, хотя две волны ψ_B и ψ_S должны, по нашим предположениям, соответствовать одной и той же физической ситуации. У нас нет, однако, оснований для тревоги: фазовая скорость — это совсем не то, что скорость частицы, и фазовой скорости не отвечает нечто наблюдаемое. С другой стороны, *групповая* скорость v для волны Шредингера равна

$$\frac{1}{v} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{m}{p}, \quad (12c)$$

и эта скорость действительно равна скорости частицы, как и должно быть. Мы уже отмечали в гл. 5, что групповая скорость волны де Бройля равна скорости частицы. Таким образом, оба типа волн распространяются с одинаковой групповой скоростью.

13. Попытаемся сейчас продвинуться на шаг дальше и рассмотреть движение частицы под действием внешних сил, имеющих потенциал. Обозначим потенциальную энергию, или потенциал, частицы через $V(\mathbf{x})$: потенциал зависит от координат, но не от времени.

У читателя могут возникнуть сомнения в связи с появлением в квантовой механике потенциала, определяющего силу. Силы, испытываемые частицей, вызваны, разумеется, присутствием других частиц, и согласованная теория требует квантовомеханического описания всей системы частиц. *Все* частицы в данной физической

ситуации должны быть описаны волнами де Бройля, и *фундаментальная* теория взаимодействия частиц должна быть теорией, рассматривающей взаимодействие между этими волнами. Именно такое фундаментальное описание взаимодействия характерно для *квантовой теории* поля. Согласно этой теории, волна де Бройля, описывающая, например, электрон в атоме водорода, взаимодействует с квантованным электромагнитным полем, которое в свою очередь может взаимодействовать с волной де Бройля, описывающей протон. В такой теории взаимодействие электрона с протоном не является прямым процессом; оно осуществляется квантованным электромагнитным полем. Мы говорим, что взаимодействие происходит благодаря *обмену фотонами*.

В данной главе, однако, мы останемся в рамках приближений, характерных для теории Шредингера, и будем работать не с фундаментальной, а с феноменологической теорией. Нас интересует лишь движение *единственной* частицы, и действие всех других частиц разумно описать с помощью *эффективного потенциала* $V(\mathbf{x})$. В выборе такого потенциала путеводной нитью будет аналогия с классической физикой.

Идея о введении потенциальной функции становится особенно ясной, если рассмотреть движение заряженной частицы в *макроскопическом* электрическом поле, созданном проводящими телами, подключенными к батареям. В этом случае движение электрона с высокой степенью точности описывается классической теорией и траектория частицы определяется электростатическим потенциалом, созданным системой проводников. На языке квантовой теории поля электрон обменивается фотонами со всеми заряженными частицами в проводниках. Интуитивно, однако, ясно, что конечный эффект такого «обмена фотонами» может быть описан через электростатический потенциал, «ощущаемый» электроном в каждой точке пространства.

14. Идея об эффективном потенциале в теории Шредингера во многих отношениях аналогична идее о показателе преломления в классической оптике. Хорошо известно, что в микроскопическом масштабе стекло, которое состоит из атомов, не является однородной средой. Описывая распространение в стекле световой волны (фотона) в рамках *фундаментальной* теории, мы должны были бы рассмотреть взаимодействие волны со всеми атомами стекла. Если, однако, можно ограничиться *феноменологическим* описанием распространения света через стекло (которое может быть, например, частью оптической системы), то суммарный эффект элементарных взаимодействий можно заменить некоторым эффективным показателем преломления. Как мы указывали, оптический показатель преломления в большой степени аналогичен потенциалу в теории Шредингера, и такая аналогия помогает понять теорию. Вспомним, однако, что описание электромагнитных свойств твердого тела с помощью показателя преломления имеет свои ограничения. Аналогично, в некоторых физических ситуациях взаимодействия между

элементарными частицами не могут быть полностью описаны потенциальной функцией. Такая функция имеет смысл лишь в тех случаях, когда выполнены два основных допущения теории Шредингера.

15. Рассмотрим теперь ситуацию, когда имеются две ограниченные области пространства I и II , причем потенциальная энергия частицы в области I равна V_I , а в области II равна V_{II} . Предположим, далее, что за границами этих областей потенциалы быстро спадают до нуля. Обозначим остальную часть пространства, не входящую в область I и II , индексом III . Тогда $V_{III} = 0$. Такая ситуация схематически изображена на рис. 15А, где жирной линией показана зависимость потенциала от координаты.

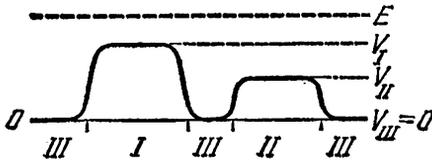


Рис. 15А. К выводу уравнения Шредингера. Прежде всего находим уравнение, которым удовлетворяют волны в областях I , II и III , где потенциал постоянен. Обобщая уравнения (16 с), (16е) и (16f), справедливые для этих областей, приходим к единственному уравнению (17 а), которое является уравнением Шредингера. На графике потенциальная энергия показана сплошной линией. Полная энергия E в данном случае больше любого значения потенциальной энергии. Она показана жирной пунктирной линией, проходящей выше кривой потенциальной энергии.

Допустим теперь, что в таком потенциальном поле сил движется частица с энергией E (мы рассматриваем *полностью нерелятивистский* случай). Полная энергия E будет равна сумме кинетической и потенциальной энергий частицы (энергия покоя mc^2 в выражение для энергии *не включается*). Согласно классической механике, кинетическая энергия частицы равна $(E - V_{III})$ в области III , $(E - V_I)$ в области I и $(E - V_{II})$ в области II . Кинетическая энергия связана с импульсом частицы следующим образом:

$$E_k = \frac{p^2}{2m}. \quad (15a)$$

Полная энергия показана на рис. 15А пунктирной линией. Начнем с предположения, что полная энергия всюду больше потенциальной.

16. Рассмотрим теперь поведение шредингеровской волны, связанной с частицей. У такой волны частота ω пропорциональна энергии: $E = \hbar\omega$, и волновая функция зависит от времени t только благодаря множителю $\exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right)$. Поэтому шредингеровская волна для частицы с определенной энергией E удовлетворяет уравнению

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = E\psi(x, t). \quad (16a)$$

Пространственная зависимость волны определяется импульсом частицы: импульс и длина волны связаны соотношением де Бройля $\lambda = h/p$. Рассмотрим волну в области III при энергии, равной E .

Волна может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн. Пространственная зависимость этих плоских волн задается экспоненциальным множителем $\exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}/\hbar)$, где импульс \mathbf{p} определяется энергией

$$E = \frac{p^2}{2m}. \quad (16b)$$

Отсюда следует, что каждая из плоских волн удовлетворяет уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = E \psi(\mathbf{x}, t). \quad (16c)$$

Таким образом, шредингеровская волна, отвечающая частице с энергией E , находящейся в области *III*, удовлетворяет дифференциальному уравнению (16c).

Рассмотрим теперь волну в области *I*. Будем по-прежнему считать ее суперпозицией плоских волн типа $\exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}/\hbar)$. В согласии с (15a) величина импульса \mathbf{p} теперь равна

$$\frac{p^2}{2m} = E_k = E - V_I. \quad (16d)$$

Отсюда следует, что шредингеровская волна в области *I* удовлетворяет уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = (E - V_I) \psi(\mathbf{x}, t). \quad (16e)$$

Аналогично, уравнение для волновой функции в области *II* имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = (E - V_{II}) \psi(\mathbf{x}, t). \quad (16f)$$

17. Доводы, которые привели нас к уравнениям (16c), (16e) и (16f) для волновых функций в областях *I*, *II* и *III*, кажутся правдоподобными. Заманчиво объединить эти три уравнения в одно:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = [E - V(\mathbf{x})] \psi(\mathbf{x}, t); \quad (17a)$$

здесь $V(\mathbf{x})$ — потенциальная функция, принимающая значения V_I , V_{II} и $V_{III} = 0$ в трех областях. Заметим, однако, что мы не привели никаких соображений в пользу справедливости уравнения (17a) в переходных областях, где потенциал быстро меняется. Заранее не очевидно, что уравнение (17a) здесь выполняется. Автор должен сознаться, что он умышленно вел рассуждения и рисовал кривые на рис. 15А таким образом, чтобы привести читателя к убеждению в справедливости уравнения (16e). В таких рассуждениях есть слабое место. До тех пор, пока область *II* очень велика по сравнению с длиной волны де Бройля, можно не сомневаться в справедливости уравнения (16e). Поведение волны в данной точке в области не будет зависеть от потенциала в любых других точках, и связь между длиной волны и кинетической энергией будет именно такой, какую мы предполагали. Ситуация, однако,

меняется, если область II мала по сравнению с длиной волны, т. е. если потенциал $V(\mathbf{x})$ заметно меняется на длине волны. В этом случае неясно, какова должна быть пространственная зависимость волновой функции. Действительно, «длина волны» в точке \mathbf{x} , определяемая соотношением де Бройля через кинетическую энергию $[E - V(\mathbf{x})]$, оказывается функцией положения.

Поэтому совершенно не очевидно, что уравнение (17а) окажется справедливым для любой точки пространства и для любой потенциальной функции $V(\mathbf{x})$. Тем не менее мы *предполагаем*, следуя Шредингеру, что уравнение (17а) верно. Оно, по крайней мере, является разумным уравнением, описывающим свойства шредингеровских волн, и мы подвергаем его большому числу испытаний. Заметим, однако, что до сих пор наши рассуждения отнюдь не были *проверкой* справедливости уравнения (17а). Они содержали лишь правдоподобные доводы в его пользу. В действительности возможно нечто лучшее. Можно исходить из квантовой электродинамики. В этом случае удастся показать, что уравнение (17а), которое применяется к нерелятивистским задачам для атомов и молекул, является приближением, следующим из теории поля. Другой возможный подход заключается в систематическом изучении различных волновых уравнений, допускающих разумную физическую интерпретацию, включая вероятностную интерпретацию, рассмотренную в п. 8. Мы хотим сохранить эту интерпретацию волновой функции для частицы, находящейся под действием сил. Можно показать, что уравнение (17а) в определенном смысле является простейшим волновым уравнением для квантовомеханических задач, которые «соответствуют» классическим задачам для частицы, движущейся в потенциальном поле $V(\mathbf{x})$. Подробное исследование этих проблем увело бы слишком далеко, и нам следует поэтому принять уравнение (17а) как рабочую гипотезу, основанную на высказанных выше соображениях.

18. Уравнение (17а) относится к волне, имеющей определенную энергию E . Для такой волны справедливо уравнение (16а), и (17а) можно переписать в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) + V(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}, t). \quad (18a)$$

Здесь E отсутствует, и, таким образом, (18а) справедливо для *любой* энергии и, следовательно, для *любой* волны Шредингера.

Уравнения (17а) и (18а) представляют собой знаменитые уравнения Шредингера. Уравнение (18а) известно как *зависящее от времени уравнение Шредингера*, а уравнение (17а) — *уравнение Шредингера, не зависящее от времени*. Следует иметь в виду, что уравнение (18а) справедливо для *всех* волн Шредингера, тогда как (17а) выполняется только для волн, описывающих частицу с заданной энергией E .

Наилучшим подтверждением справедливости уравнений (17а) и (18а) является совпадение предсказаний, основанных на этих

уравнениях, с опытом. Вскоре после великого открытия Шредингера его уравнения были с замечательным успехом применены ко многим областям атомной и молекулярной физики. Сам Шредингер принимал активное участие в этих исследованиях. В следующей главе мы познакомимся с тем, как он объяснял квазистабильные состояния атомов. Нельзя не восхищаться интуицией Шредингера, которая привела к уравнению (18а). Оно справедливо в пределах допущений, на которых основано.

В наши задачи не входит рассмотрение общей теории решения уравнения (18а); мы ограничимся несколькими весьма простыми примерами, которые помогут понять, как это уравнение «работает».

Некоторые простые «барьерные» задачи

19. Предположив, что уравнения Шредингера (17а) и (18а) справедливы для любой потенциальной функции $V(\mathbf{x})$, мы при «выводе» уравнения (17а) имели, однако, дело с случаем, когда потенциал $V(\mathbf{x})$ везде меньше полной энергии E . Посмотрим теперь, что происходит в тех областях пространства, где потенциал $V(\mathbf{x})$ больше полной энергии E . Согласно классической механике, такие области недоступны для частицы, но, как мы увидим, в квантовой механике возникает иная ситуация.

Для простоты ограничим наши рассуждения одномерным случаем: частица перемещается вдоль прямой, и ее положение определяется координатой x . Одномерная модель имеет то преимущество, что сводит не зависящее от времени уравнение Шредингера к обычному дифференциальному уравнению с одной независимой переменной. Математическое рассмотрение такого уравнения намного проще уравнения в частных производных, возникающего для двух- или трехмерного случая. В то же время существенные особенности явления сохраняются и в простой одномерной модели.

20. Рассмотрим одномерное уравнение Шредингера (17а) для случая, когда энергия частицы $E > 0$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) = [E - V(x)] \psi(x, t). \quad (20a)$$

Зависимость волновой функции $\psi(x, t)$ от времени определяется множителем $\exp(-itE/\hbar)$, и можно написать

$$\psi(x, t) = \varphi(x) \exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right). \quad (20b)$$

Зависящая только от координаты часть волновой функции $\varphi(x)$ удовлетворяет тому же дифференциальному уравнению (20а), т. е.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = [E - V(x)] \varphi(x). \quad (20c)$$

Решив его относительно $\varphi(x)$, получим с помощью (20b) шредингеровскую волновую функцию $\psi(x, t)$.

21. Рассмотрим теперь ситуацию, приведенную на рис. 21А, где пунктиром показана величина полной энергии E , а сплошная линия соответствует потенциальной функции $V(x)$. В левой части рисунка потенциал равен нулю, а в правой он имеет постоянное значение $V_0 > E$. Точка x_0 , где кинетическая энергия равна нулю, называется *точкой поворота*. Согласно классической механике, частица, достигнув этой точки, остановится и начнет движение в обратном направлении. Область справа от x_0 недоступна для классической частицы.

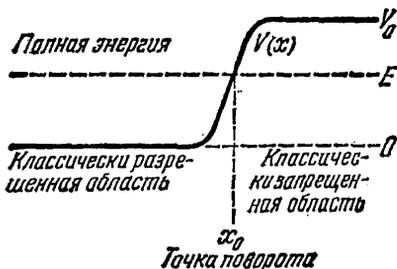


Рис. 21А. Сплошная линия соответствует потенциальной энергии $V(x)$, жирный пунктир — полной энергии E ; точка x_0 , в которой $V(x) = E$, — классическая точка поворота. В квантовой механике частица имеет конечную вероятность находиться в классически запрещенной области.

ответствии с вероятностным истолкованием волновой функции, это означает отличную от нуля вероятность обнаружить частицу в области справа от x_0 . Таким образом, квантовая механика предсказывает, что частица может проникать в область, запрещенную классической механикой.

22. Рассмотрим это явление более подробно. Чтобы еще больше упростить ситуацию, заменим потенциал рис. 21А ступенчатой функцией рис. 22А, а начало координат поместим в точку поворота, так что $x_0 = 0$. В этом случае

$$\begin{aligned} V(x) &= 0 \text{ при } x < 0; \\ V(x) &= V_0 > E \text{ для } x > 0. \end{aligned} \quad (22a)$$

Потенциал, показанный на рис. 22А, можно считать предельным случаем потенциала, изображенного на рис. 21А. Если этот потенциал растет все более

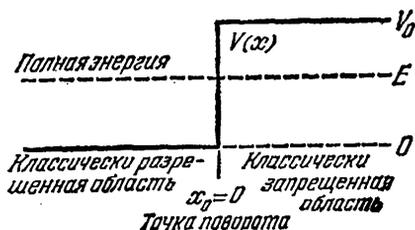


Рис. 22А. Чтобы упростить вычисления, непрерывный потенциал рис. 21А заменен ступенчатым.

и более круто, то в пределе получается идеализованная ситуация, показанная на рис. 22А. Пока потенциал является непрерывной функцией, волновая функция остается непрерывной и имеет непрерывную первую производную. Это свойство сохраняется и в предельном случае ступенчатого потенциала. Однако в последнем случае *вторая* производная волновой функции может испытать «скачок». Заметим, что все эти утверждения о

поведении волновой функции и ее производных являются *математическими* утверждениями о свойствах дифференциальных уравнений, возникающих в теории Шредингера. Как физики, мы должны считать ступенчатый потенциал идеализацией реального потенциала. При такой точке зрения не возникает сомнения в том, что физическая волновая функция должна удовлетворять перечисленным выше требованиям.

23. Обратимся к области $x > 0$. Здесь волновое уравнение имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = (E - V_0) \varphi(x), \quad (23a)$$

и мы без труда можем написать два линейно независимых решения:

$$\exp(-xq), \quad \exp(+xq), \quad \text{где } q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}. \quad (23b)$$

Решение $\exp(+xq)$ растет экспоненциально с ростом x , то же происходит и с квадратом его абсолютного значения. Согласно нашей вероятностной интерпретации волновой функции, такой рост означает, что плотность вероятности обнаружения частицы неограниченно растет с ростом координаты x . Это решение физически неприемлемо. Здесь мы имеем другой пример граничных условий, которым должно удовлетворять решение волнового уравнения, имеющее физический смысл: решение, неограниченно возрастающее на бесконечности, должно быть отброшено. Таким образом, остается единственно возможное решение $\exp(-ixq)$, и если мы обозначаем волновую функцию в области $x > 0$ через $\varphi_R(x)$, то

$$\varphi_R(x) = \exp(-xq). \quad (23c)$$

24. Рассмотрим область $x < 0$. Здесь уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = E \varphi(x). \quad (24a)$$

Два линейно независимых решения уравнения (24a) могут быть записаны в форме

$$\exp(ikx), \quad \exp(-ikx), \quad \text{где } k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}; \quad (24b)$$

они представляют собой осциллирующие функции и не возрастают при x , стремящемся к $-\infty$. Оба решения физически приемлемы*), и, обозначая через $\varphi_L(x)$ волновую функцию в области слева от $x = 0$, имеем

$$\varphi_L(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx), \quad (24c)$$

где A и B — постоянные, которые нам предстоит найти.

*) Если читатель удивлен этим утверждением, то советуем ему обратиться к п. 51 настоящей главы.

Мы утверждали, что волновая функция и ее первая производная должны быть непрерывны. Таким образом, функции $\varphi_R(x)$ и $\varphi_L(x)$ должны быть подогнаны друг к другу так, чтобы

$$\varphi_R(0) = \varphi_L(0), \quad \varphi'_R(0) = \varphi'_L(0). \quad (24d)$$

Действительно, обе эти функции представляют собой одну волновую функцию, заданную в двух различных областях, которые соединяются в точке поворота $x=0$. Два условия (24d) дают два уравнения:

$$A + B = 1, \quad ik(A - B) = -q, \quad (24e)$$

решая которые можно определить постоянные A и B :

$$A = \frac{1 + iq/k}{2}, \quad B = \frac{1 - iq/k}{2}. \quad (24f)$$

25. Нам будет легче интерпретировать полученное решение, умножив волновую функцию на коэффициент $1/A$. Такое умножение возможно, ибо уравнение Шредингера — линейное уравнение. Итак, явное выражение для полученного решения имеет вид

$$\varphi(x) = e^{ixk} + \left[\frac{1 - i\sqrt{V_0/E - 1}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}} \right] e^{-ixk} \quad \text{для } x < 0 \quad (25a)$$

и

$$\varphi(x) = \frac{2e^{-xq}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}} \quad \text{для } x > 0, \quad (25b)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad \text{и} \quad q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}. \quad (25c)$$

Рассмотрим теперь выражение (25a), определяющее волновую функцию в области $x < 0$. Она образована суперпозицией двух волн. Первое слагаемое $\exp(ixk)$ соответствует волне, распространяющейся *вправо*, а второе, пропорциональное $\exp(-ixk)$, — волне, бегущей *влево*. Множитель перед экспонентой во втором слагаемом имеет модуль, равный единице:

$$\left| \frac{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}}{1 - i\sqrt{V_0/E - 1}} \right| = 1, \quad (25d)$$

поэтому амплитуды обеих волн равны по величине. Квадрат абсолютного значения амплитуды пропорционален «потоку» частицы, и, таким образом, волновая функция (25a) описывает положение, характерное тем, что частица, пришедшая слева, отражается от скачка потенциала и уходит влево. Такая интерпретация находится в согласии с классической картиной.

Волновая функция для значений $x > 0$ [уравнение (25b)] описывает проникновение шредингеровской волны в область, запрещенную для классической частицы. Амплитуда такой волны экспонен-

циально уменьшается по мере проникновения в запрещенную область, и на больших расстояниях от барьера амплитуда практически равна нулю, в согласии с классической картиной. Рис. 25А иллюстрирует эти утверждения.

26. Интересно рассмотреть предельный случай, когда высота потенциального барьера стремится к бесконечности, т. е. когда $V_0 \rightarrow +\infty$ (энергия E не меняется). Из выражений (25с) следует, что при неограниченном возрастании V_0 величина q также стремится к бесконечности, что означает бесконечно быстрое уменьшение амплитуды волновой функции по мере увеличения глубины проникновения (от классической точки поворота). По мере увеличения высоты барьера волновая функция все меньше и меньше проникает в запрещенную область. Из (25b) следует, что амплитуда прошедшей волны стремится к нулю, если V_0 стремится к бесконечности. В предельном случае бесконечно высокого барьера

$$\varphi(x) = e^{ixk} - e^{-ixk} \text{ для } x < 0, \quad (26a)$$

$$\varphi(x) = 0 \text{ для } x > 0. \quad (26b)$$

Итак, при бесконечно высоком потенциальном барьере волновая функция должна исчезать у барьера, т. е. при $x=0$, и справа от него, т. е. при $x>0$.

На рис. 26А показано поведение квадрата абсолютного значения волновой функции, т. е. плотность вероятности обнаружения частицы. Заметим, что слева от барьера плотность вероятности испытывает осцилляции, которые представляют собой квантовомеханический интерференционный эффект, не имеющий аналога в классической механике. Такое же явление, естественно, видно и на рис. 25А.

27. Мы столь подробно рассмотрели случай внезапного скачка потенциала, чтобы показать существование решения уравнения

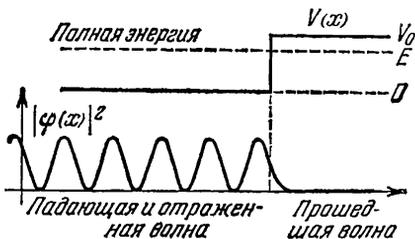


Рис. 25А. Вверху — потенциальная энергия $V(x)$; полная энергия E показана жирным пунктиром. Внизу — квадрат абсолютного значения волновой функции $\varphi(x)$.

Волна проникает в классически запрещенную область. Область слева от барьера занята стоячей волной, которая образуется интерференцией проходящей волны и волны, отраженной от барьера. Заметьте, что в точке поворота волновая функция и ее производная непрерывны.

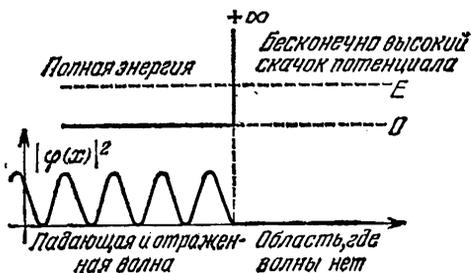


Рис. 26А. Предельный случай бесконечно большого скачка потенциальной энергии (ср. с рис. 25А).

Потенциальная энергия показана в верхней части рисунка сплошной линией. Пунктиром показана полная энергия E . В нижней части показан квадрат абсолютного значения волновой функции $\varphi(x)$. В точке поворота в нуль обращается волновая функция, производная квадрата волновой функции, но не производная самой волновой функции.

Шредингера и его физическую интерпретацию. Можно быть уверенным, что решение существует и в более общем случае разрывного или составленного из отдельных скачков потенциала. Понимается, что не всегда легко найти *явный* вид решения, но возникающие трудности имеют чисто математический, вычислительный характер. Даже не имея точного решения, часто можно сказать очень много о его *свойствах* и получить, таким образом, сведения о поведении физической системы. Так, например, изучение свойств волновой функции привело нас к выводу, что шредингеровская волна может проникать в области, запрещенные для частицы классической механикой.

28. Чтобы расширить наше понимание уравнения Шредингера, рассмотрим рис. 28А, где показан внезапный скачок потенциала. Мы хотим изучить движение частицы с энергией $E > V_0$ в таком поле. (Подробное изучение этой ситуации мы оставляем для задачи 1 в конце главы.)

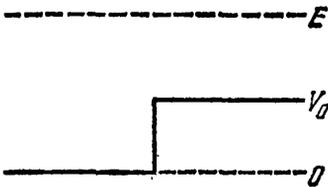


Рис. 28А. Энергия E частицы больше высоты потенциального барьера. В классической теории частица проходит такой барьер не отражаясь. В квантовой механике часть падающей волны проходит, другая часть отражается барьером.

Читатель заметит, что в области слева от скачка потенциала существуют *два* возможных решения и столько же решений имеется для области справа от скачка. Но как узнать, какое из решений следует избрать? Это зависит от исследуемой физической ситуации. Допустим, что частица падает на барьер, двигаясь слева направо. Волна частично отразится от барьера, но часть будет

продолжать распространяться в прежнем направлении. Это означает, что правильная волновая функция нашей задачи должна соответствовать частице, движущейся направо в область $x > 0$, т. е. иметь там вид $\exp(ikx)$. В области слева от скачка потенциала волновая функция будет иметь вид $[A\exp(ikx) + B\exp(-ikx)]$, где первое и второе слагаемые отвечают соответственно волнам, бегущим слева направо и справа налево. Второе слагаемое соответствует *отраженной* волне, а первое — *приходящей*. Как найти коэффициенты A и B ? Для этого следует использовать два условия: непрерывность волновой функции и ее производных во всех точках, в том числе и в точке $x = 0$. Таким образом, получаем два уравнения для двух неизвестных A и B . Найдя амплитуды A и B , будем знать интенсивности падающей, отраженной и прошедшей волн, а тем самым и коэффициент отражения рассматриваемого «барьера».

Допустим, что имеет место другая ситуация: частица движется справа налево. В таком случае волновая функция слева от барьера будет иметь вид $\exp(-ikx)$, так как в этой области мы имеем лишь волну, распространяющуюся влево. Справа от барьера волновая функция имеет вид $A'\exp(ikx) + B'\exp(-ikx)$. Снова найдем коэф-

коэффициенты A' и B' из условий непрерывности волновой функции и ее производной в точке $x = 0$. Таким образом, при заданной форме потенциала выбор волновой функции зависит от рассматриваемой задачи.

Отметим главный вывод из рассмотрения движения частицы в потенциальном поле, показанном на рис. 28А: в месте разрыва непрерывности потенциала происходит частичное отражение падающей волны и частичное ее проникновение в область за разрывом.

29. Обратимся теперь к случаю, показанному на рис. 29А. Разрыв непрерывности потенциала происходит в *двух* точках: $x = 0$ и $x = a$. Из рассуждений предыдущего пункта следует, что в данном случае будет происходить частичное отражение и частичное прохождение волны в обеих точках.

Предположим, что мы хотим рассмотреть случай, когда частица падает на барьер слева.

Читатель поймет, что это сложная ситуация. Рассмотрим волну, падающую слева, и обнаружим, что в точке $x = 0$ часть волны отразится, а другая часть пройдет. Прошедшая волна

натолкнется на второй разрыв потенциала в $x = a$ и здесь частично отразится, а частично пройдет. Отраженная волна вернется в точку $x = 0$, и снова произойдет частичное отражение и прохождение. Чтобы найти волну, распространяющуюся направо от барьера, мы должны рассмотреть бесконечное число отражений в точках $x = 0$ и $x = a$ и сложить амплитуды всех волн, распространяющихся направо от точки $x = a$.

Можем ли мы решить эту задачу? Да можем «методом многократных отражений», но есть и значительно более простой способ ее решения. Для этого следует лишь найти такое решение уравнения Шредингера, которое всюду было бы непрерывно вместе со своей первой производной и имело бы вид $\exp(ikx)$ для $x > a$. Последнее условие, в соответствии с рассматриваемой физической ситуацией, означает, что часть падающей волны, прошедшая сквозь барьер, распространяется от точки $x = a$ направо.

Таким образом, для $x > a$ волновая функция имеет вид $\exp(ikx)$. Для $a > x > 0$ волновая функция равна $A \exp(ik'x) + B \exp(-ik'x)$.

Чтобы найти коэффициенты A и B , нужно воспользоваться условием непрерывности волновой функции и ее первой производной в точке $x = a$. В области $0 > x$ волновая функция имеет вид $A' \exp(ikx) + B' \exp(-ikx)$, и для определения A' и B' нужно использовать те же условия непрерывности, но в точке $x = 0$. Таким способом мы найдем *полное решение* уравнения Шредингера (20с), отвечающее условиям рис. 29А, и найденное решение

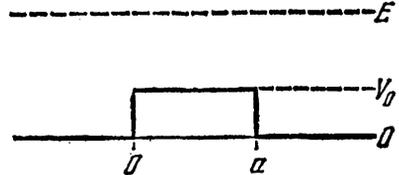


Рис. 29А. Для решения этой задачи следует рассмотреть многократные отражения и прохождения волны в точках разрыва непрерывности $x = 0$ и $x = a$.

Более простой способ — найти общее решение уравнения Шредингера и удовлетворить граничным условиям. При этом отпадает необходимость рассматривать многократные отражения.

будет *единственным* (с точностью до постоянного множителя). Таким образом, нашу задачу можно решить без больших усилий.

30. Важно понять, что решение барьерной задачи рассмотренного типа сводится к получению решения уравнения Шредингера (20с), пригодного *во всем пространстве* и удовлетворяющего *граничным условиям*, определяемым физической ситуацией, например условию, что справа от барьера волна должна иметь вид e^{ikx} . Такой способ получения решения автоматически учитывает «многократные отражения», о которых мы рассуждали, основываясь на физической интуиции. Нашу задачу можно попытаться решить, рассматривая многократные отражения, но *гораздо проще* непосредственно найти общее решение уравнения Шредингера.

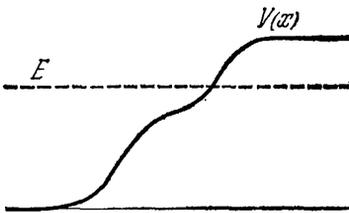


Рис. 30А. Частица (волна) отражается барьером, так как энергия E меньше предельного значения потенциала справа. Полная энергия показана пунктиром, потенциальная — сплошной линией. Отражение происходит в области изменения потенциальной энергии.

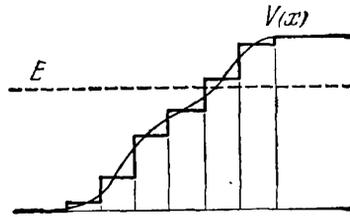


Рис. 30В. Потенциал рис. 30А заменен потенциалом, изменяющимся скачками. В каждой точке разрыва непрерывности волна частично проходит и частично отражается. Решение уравнения Шредингера учитывает все «многократные отражения».

Рассмотрим потенциальный барьер, показанный на рис. 30А. Где должно произойти отражение частицы? Оно «происходит» *во всей области* пространства, в которой меняется потенциал. При желании непрерывно меняющийся потенциал $V(x)$ можно аппроксимировать функцией с большим числом малых скачков, как показано на рис. 30В. На каждом скачке потенциала волна частично проходит и частично отражается, и мы снова можем считать, что имеем дело с «задачей о многократном отражении». Уравнение Шредингера (20с) описывает все эти многократные отражения, и его решение можно при желании интерпретировать таким образом: найдя общее решение уравнения Шредингера (20с), мы сразу учтем все бесконечное число локальных отражений и прохождений.

31. Рассмотрим теперь другую задачу, которая следует из предыдущей. Что происходит, если потенциал имеет вид, показанный на рис. 31А, а высота барьера V_0 больше полной энергии E ?

Ответ легко угадать: волна, падающая слева, частично отражается, а частично сможет пройти через барьер в область III. С классической точки зрения частица, находящаяся в области I, отразится в точке $x = 0$ и не сможет пройти в области II и III. Согласно квантовой механике, частица может «просочиться через барьер», абсолютно непрозрачный с классической точки зрения; это одна из

наиболее замечательных особенностей квантовой механики. Рассматриваемое явление называется *туннельным эффектом*.

Чтобы получить решение уравнения Шредингера для ситуации, показанной на рис. 31А, можно поступить так, как рекомендовалось в пп. 28—30. Найдем общее решение для каждой из трех областей I, II и III, а затем используем условия непрерывности волновой функции и ее первой производной во всем пространстве и, в частности, в точках $x=0$ и $x=a$. Таким образом, барьерная задача, показанная на рис. 31А, в принципе нетрудна, но требует некоторых трудоемких вычислений. К счастью, можно постичь ее существенные особенности и без таких вычислений. (С ними можно познакомиться в более подробном курсе или выполнить эту задачу в качестве домашнего задания, см. также задачу 2.)

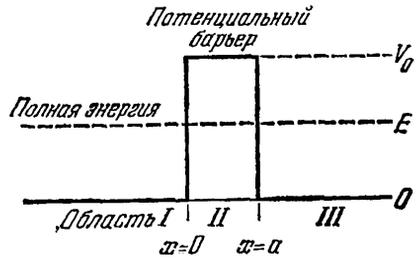


Рис. 31А. Сплошная линия соответствует потенциальной энергии, жирный пунктир — полной энергии.

В классической теории частица, пришедшая слева, не может пройти через барьер. В квантовой механике у частицы имеется конечная вероятность «просочиться через барьер». Это явление называется «туннельным эффектом».

32. Рассмотрим решение для частного случая, когда частица падает на барьер слева. Она частично отражается барьером, частично «просачивается» через него. Это означает, что в области III решение имеет вид $\exp(ikx)$, соответствующий частице, движущейся направо. В области I мы имеем обязательно две волны: одна распространяется влево, другая вправо. Первая из них является отраженной волной, а вторая — падающей. Таким образом, волновая функция в области I имеет вид

$$\varphi(x) = e^{ikx} + Ae^{-ikx}, \quad \text{где } k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}; \quad (32a)$$

A — постоянная, определяющая амплитуду отраженной волны. Абсолютное значение A меньше единицы, так как часть падающей волны проникает через барьер.

Внутри барьера волновая функция имеет вид экспоненты

$$\varphi(x) \approx B \exp(-xq), \quad q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}, \quad (32b)$$

где B — постоянная. Эта волновая функция является лишь приближением, которое, однако, справедливо для не слишком низкого барьера.

Допустим, что aq велико по сравнению с единицей. В таком случае отношение $\varphi(a)/\varphi(0) \approx \exp(-aq)$ для волновой функции (32b) будет малым числом. Вспомнив процесс согласования двух решений в точке поворота, рассмотренный в п. 24, мы поймем, что

абсолютное значение отношения амплитуд в областях III и I должно быть близко к отношению $\varphi(a)/\varphi(0) = \exp(-aq)$. В действительности это отношение не исчерпывается простым экспоненциальным множителем, но если $aq \gg 1$, т. е. если барьер высок и широк, то экспоненциальный множитель является определяющим.

33. Мы считали, что амплитуда падающей волны равна единице. В области III амплитуда волны гораздо меньше. Ее величина, точнее, порядок величины приближенно равен $\exp(-aq)$. Квадрат T абсолютного значения амплитуды имеет простую физическую интерпретацию. Он равен вероятности того, что падающая на барьер частица пройдет через него:

$$T = |\varphi(a)|^2 \sim \exp(-2aq), \quad (33a)$$

или, имея в виду второе выражение (32b),

$$T \sim \exp \left\{ -2a \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \right\}. \quad (33b)$$

Величина T называется коэффициентом пропускания барьера. Наша грубая оценка этого коэффициента [формула (33b)] основана на весьма простом факте, а именно на приблизительно экспоненциальном уменьшении амплитуды волны справа в области барьера.

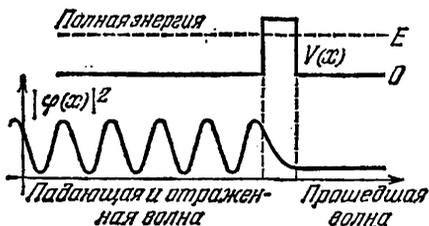


Рис. 33А. Схема, иллюстрирующая туннельный эффект.

Вверху — потенциальная и полная энергия; внизу — квадрат абсолютного значения волновой функции. Обратите внимание на прошедшую волну и на ее экспоненциальное затухание в пределах барьера. Слева от барьера мы имеем несовершенную стоячую волну. Амплитуда отраженной волны меньше амплитуды падающей, и суммарная амплитуда нигде не обращается в нуль.

Нас интересовал прежде всего случай большого aq , т. е. малого коэффициента пропускания T . Можно, разумеется, вычислить точное значение T ; тогда в выражении (33b) появляется дополнительный множитель. Порядок величины T определяется, однако, экспонентой, и для наших целей выражения (33b) совершенно достаточно.

На рис. 33А схематически показан барьерный эффект. В верхней части рисунка приведен потенциал, а в нижней

— абсолютное значение квадрата волновой функции. Прошедшая волна оказывается бегущей вправо волной с комплексной амплитудой. Модуль амплитуды есть величина постоянная, что и показано на рисунке.

34. Прежде чем перейти к физическим приложениям рассмотренной теории квантовомеханического туннельного эффекта, следует указать на его аналогию в классической электромагнитной теории. Речь идет об отражении плоской электромагнитной волны от плоской поверхности раздела двух сред с различными показателями преломления.

Рассмотрим плоскую волну, падающую на границу, разделяющую две среды с различной оптической плотностью. Пусть волна (рис. 34А) падает из оптически более плотной среды в среду менее плотную, т. е. в среду с меньшим показателем преломления. Предположим, что угол падения больше угла полного отражения и что менее плотная среда простирается до бесконечности влево от поверхности раздела. В этом случае происходит полное отражение волны, схематически показанное на рис. 34А, где пунктиром показан «луч», т. е. нормаль к плоскому фронту волны. Несмотря на то, что волна не может проникнуть в менее плотную среду, электрическое поле вблизи от поверхности раздела не равно нулю: поле в эту среду проникает, но по мере перехода влево от поверхности раздела амплитуда поля экспоненциально уменьшается. Ситуация полностью аналогична квантовомеханической задаче, рассмотренной в пп. 22—25.



Рис. 34А. Полное отражение плоской электромагнитной волны на поверхности раздела двух сред с различными показателями преломления.

Падающий и отраженный лучи показаны пунктиром.

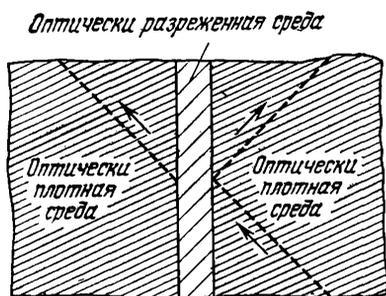


Рис. 34В. Классическая электромагнитная теория предсказывает, что волна, падающая на тонкий слой под углом, большим критического угла полного отражения, частично проходит и частично отражается.

Это явление аналогично квантовомеханическому туннельному эффекту. Падающий, прошедший и отраженный луч показаны пунктиром.

Обратимся теперь к рис. 34В. Здесь оптически менее плотная среда представляет собой тонкий слой между двумя плотными средами. В этом случае волна, падающая на границу справа, частично отражается, но малая доля волны все же проникает через «запрещенную область» и распространяется в плотной среде в виде бегущей влево волны. Ситуация аналогична квантовомеханическому проникновению через барьер. Заметим, что мы не нарисовали «лучей» в запрещенной области. Действительно, здесь «лучевая оптика» неприменима: волновой вектор имеет комплексное значение.

Рассмотренное явление полностью объясняется классической электромагнитной теорией. В ситуации, показанной на рис. 34В, коэффициент прохождения очень мал, если толщина оптически менее плотной среды намного больше длины волны падающего излучения. При уменьшении толщины коэффициент прохождения возрастает, достигая значения, равного единице, при толщине, стремящейся к нулю.

35. Обобщим наши рассуждения о квантовомеханическом туннельном эффекте. Вместо показанного на рис. 31А прямоугольного потенциального барьера, рассмотрим барьер произвольной формы (рис. 35А). Пусть слева на барьер падает волна с энергией E . Волна частично отразится, частично пройдет через барьер. Нас интересует прежде всего полный коэффициент пропускания барьера, и, чтобы найти его точное значение, нужно решить уравнение Шредингера для потенциала $V(x)$. Воспользовавшись методом, рассмотренным в пп. 32 и 33, можно, однако, получить приближенное выражение для T . Такое приближение тем лучше, чем меньше длина волны по сравнению с шириной барьера.

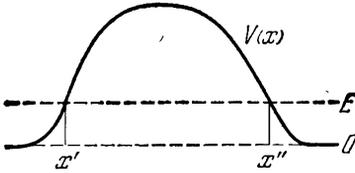


Рис. 35А. Сплошной кривой показана потенциальная энергия, жирным пунктиром — полная энергия E .

Как получить выражение для коэффициента прозрачности такого барьера?

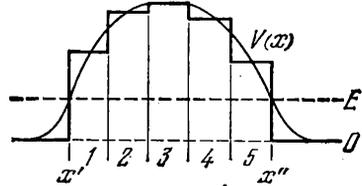


Рис. 35В. К выводу приближенного выражения для коэффициента прозрачности барьера (см. рис. 35А).

Заменим непрерывно меняющийся потенциал приближением из ряда ступенчатых барьеров. Полный коэффициент прозрачности равен произведению коэффициентов для всех ступенчатых барьеров. Отметим приближенный характер этого метода — не учтены многократные отражения.

Чтобы получить приближенное значение величины T , вообразим, что область потенциального барьера разделена на несколько малых областей, как показано на рис. 35В. Заменим в каждой малой области реальный потенциал $V(x)$ постоянным потенциалом. Мы уже вычисляли коэффициент пропускания прямоугольного барьера. Пусть коэффициенты пропускания пяти прямоугольных барьеров, показанных на рис. 35В, равны T_1, \dots, T_5 . Полный коэффициент пропускания приблизительно равен произведению коэффициентов пропускания малых областей:

$$T \approx T_1 T_2 T_3 T_4 T_5 \quad (35a)$$

или

$$\ln T = \ln T_1 + \ln T_2 + \ln T_3 + \ln T_4 + \ln T_5. \quad (35b)$$

36. Вернемся к выражению (35b). Пусть dx_n — толщина одного прямоугольного барьера, а $V(x_n)$ — его высота. Коэффициент пропускания такого барьера равен

$$\ln T_n \approx -2 \sqrt{\frac{2m[V(x_n) - E]}{\hbar^2}} dx_n. \quad (36a)$$

Из формулы (35b) следует, что логарифм коэффициента пропускания всего барьера получается суммированием по всем областям.

Переходя к бесконечному пределу и заменяя сумму интегралом, получаем

$$\ln T \approx -2 \int_{x'}^{x''} dx \sqrt{\frac{2m[V(x) - E]}{\hbar^2}}. \quad (36b)$$

Не следует забывать, что это выражение для коэффициента пропускания является *приближенным*. Тем не менее приведенная формула очень полезна, так как дает правильное качественное описание явлений проникновения через барьер. Заметим, что пределами для написанного интеграла являются классические точки поворота x' и x'' .

Рассмотрим зависимость коэффициента пропускания от параметров, входящих в выражение (36b). Если остальные параметры фиксированы, то коэффициент пропускания тем меньше, чем больше масса частицы. Коэффициент пропускания возрастает с увеличением полной энергии E , и для этого есть две причины. Во-первых, уменьшается подынтегральное выражение, которое всегда положительно, а во-вторых, область интегрирования по мере сближения точек поворота становится меньше. Разумеется, коэффициент пропускания возрастает при уменьшении ширины барьера.

Теория альфа-радиоактивности

37. Попытаемся теперь применить теорию проникновения через барьер к реальному физическому явлению.

В задаче 3 гл. 2 (стр. 91) мы отмечали, что период полураспада ядер радия ${}_{88}\text{R}^{226}$, испускающих α -частицы, оказывается «неестественно большим». Он равен 1622 годам, что совершенно не совместимо ни с какой разумной ядерной шкалой времени. В качестве характеристического времени для ядерных процессов можно принять время, необходимое свету, чтобы пройти через ядро, т. е. время порядка 10^{-23} сек. Период полураспада радия равен $5 \cdot 10^{10}$ сек, что в 10^{33} раз больше «характеристического ядерного времени». Таким образом, мы оказываемся перед необходимостью объяснить возникновение «ненормально большого» числа 10^{33} . Разумеется, «характеристическое ядерное время» есть довольно свободное понятие, но наша задача не станет проще даже в том случае, если мы увеличим это время в 1000 раз.

Следует указать на такой экспериментальный факт: некоторые α -радиоактивные ядра имеют совсем небольшой период полураспада. Например, у α -радиоактивного изотопа полония ${}_{84}\text{Po}^{212}$ период полураспада равен $3 \cdot 10^{-7}$ сек. В качестве противоположной крайности отметим такой α -излучатель, как изотоп урана ${}_{92}\text{U}^{238}$. Его период полураспада равен $4,5 \cdot 10^9$ лет. Таким образом, периоды полураспада α -излучателей лежат в необычайно широком интервале значений, и это также нуждается в объяснении.

Энергии испускаемых α -частиц находятся в пределах 4—10 Мэв. Каждый данный изотоп испускает α -частицы с определенной энергией, хотя существуют изотопы, которые могут испускать α -частицы, обладающие несколькими дискретными значениями энергии. Забудем временно об этом усложнении, которое мы обсуждали в п. 40 гл. 3 (стр. 131). Опыт показывает существование сильной корреляции между периодом полураспада ядер и энергией испускаемых α -частиц: чем больше энергия, тем меньше время жизни.

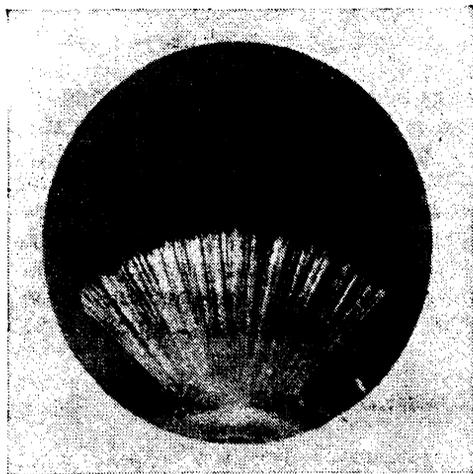


Рис. 37А. Одна из ранних фотографий следов α -частиц, испущенных радиоактивным источником, в камере Вильсона. [Из статьи: M e i t n e r L., Über den Aufbau des Atominnern, Naturwiss. 15, 1, 369 (1927).]

α -частица с данной энергией имеет вполне определенный пробег в веществе. Она теряет свою энергию на ионизацию атомов вещества. След кончается, когда частица теряет всю кинетическую энергию. Приближенное значение пробега R в воздухе (при нормальных давлении и температуре) равно $R = 0,32 \cdot E^{3/2}$, где E — энергия в Мэв, R — пробег в см. Радиоактивный источник, находящийся в нижней части снимка, испускает две группы α -частиц с различными энергиями. Ясно виден пробег частиц с большей энергией. Пробег медленных частиц составляет около половины пробега быстрых частиц.

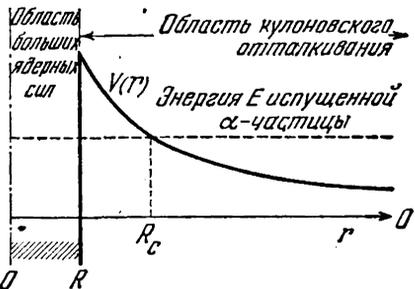
38. Подумаем теперь, как объяснить рассмотренные факты *). Пока α -частица находится в ядре, на нее действуют мощные ядерные силы. Мы говорили, что радиус действия этих сил весьма мал, и в первом приближении можно считать, что за пределами поверхности ядра их действие прекращается. Вне ядра главной силой является электростатическое отталкивание между α -частицей, заряд которой равен $2e$, и образующимся после распада дочерним ядром. Заряд этого ядра $+Z'e$, где Z' — атомный номер дочернего ядра. Если исходное материнское ядро имеет заряд $+Ze$, то заряд

*) Мы ищем объяснение в рамках теории Шредингера, потому что скорости α -частиц являются нерелятивистскими. В этом легко убедиться, вспомнив, что энергия α -частицы не превосходит 10 Мэв.

дочернего ядра равен $Z' = (Z - 2)$. Описанная ситуация схематически показана на рис. 38А, где по оси абсцисс отложено расстояние от центра ядра. Сплошной кривой показана потенциальная энергия α -частицы относительно дочернего ядра. За пределами ядерной поверхности, т. е. при $r > R$, потенциал является кулоновским:

$$V(r) = \frac{2e^2Z'}{r} \text{ при } r > R. \quad (38a)$$

По мере приближения к поверхности ядра α -частица начинает испытывать действие ядерных сил, т. е. потенциал резко уменьшается. На рис. 38А показана упрощенная ситуация, когда потенциал предполагается ступенчатым. Потенциальная кривая внутри ядра не показана. Ее точная форма нам неизвестна, так как вообще внутри ядра в мощном поле ядерных сил α -частица, по-видимому, теряет свою индивидуальность.



Пунктиром показана полная энергия α -частицы E . Именно с этой энергией частица движется на большом расстоянии от ядра, где электростатический потенциал падает до нуля.

Рис. 38А. Схематическое изображение (сплошная линия) потенциальной энергии α -частицы вблизи ядра.

Вне ядра, т. е. на расстояниях, больших R , потенциал является кулоновским. Внутри ядра на α -частицу действуют силы притяжения. Точная форма потенциала неизвестна, но внезапное его падение в точке R отвечает силам притяжения. Пунктиром показана полная энергия α -частицы. Квантовая механика разрешает α -частице проникнуть через барьер, что и происходит при α -распаде тяжелого ядра.

39. Из рис. 38А следует, что α -частица должна до своего испускания из ядра проникнуть через потенциальный барьер, заключенный в области от R до R_c . Попробуем проверить справедливость этого предположения. Если оно верно, то классическая точка поворота, определяемая равенством

$$R_c = \frac{2e^2Z'}{E}, \quad (39a)$$

должна удовлетворять условию $R_c > R$.

Возьмем в качестве примера ядро ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, для которого $Z = 88$, $Z' = 86$ (атомный номер благородного газа радона), $E = 4,78 \text{ Мэв}$, и мы получаем $R_c \approx 50 \cdot 10^{-13} = 50 \text{ ферми}$. [Для упрощения вычислений можно написать $R_c = (e^2/m_e c^2) \cdot (2Z') \cdot (m_e c^2/E) \approx (2,8 \cdot 10^{-13}) \cdot (172) \cdot (0,5 \text{ Мэв}/4,78 \text{ Мэв}) \approx 50 \text{ ферми}$, где m_e — масса электрона.]

В п. 36 гл. 2 (стр. 77) было показано, что радиус R ядра с массовым числом A равен

$$R \approx r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (39b)$$

Для ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ массовое число $A = 226$, и мы получаем $R \approx 7,3 \text{ ферми}$.

Таким образом, наши представления получили качественное подтверждение: α -частица действительно должна проникать через потенциальный барьер. Заметим, однако, что масштаб рис. 38А неверен: барьер в действительности *намного шире*. Несмотря на это, рисунок правильно передает существенные особенности явления.

Неравенство $R_c > R$ справедливо для всех α -радиоактивных ядер. Все они являются тяжелыми ядрами с большим атомным номером Z . Типичным α -излучателем можно считать изотоп ${}_{88}\text{Ra}^{226}$. Таким образом, важнейшей особенностью α -распада является наличие потенциального барьера для α -частицы, и можно надеяться, что простая теория туннельного эффекта позволит понять необычайно большой разброс периодов полураспада α -излучателей и сильную зависимость этих периодов от энергии α -частиц.

40. Вычислим теперь коэффициент пропускания T для потенциального барьера, показанного на рис. 38А. Как следует из формулы (36b), величина T равна

$$\ln T \approx -2 \int_R^{R_c} dr \sqrt{\frac{2m_\alpha(2c^2Z'/r - E)}{\hbar^2}}. \quad (40a)$$

Заметим, что подынтегральное выражение обращается в нуль при $r = R_c$ [см. формулу (39a)]. Чтобы взять этот интеграл, следует ввести новую переменную $x = r/R_c$. Если r меняется от R до R_c , то новая переменная x меняется от $x_c = r/R_c$ до $+1$. Принимая во внимание выражение (39a), можно записать определенный интеграл (40a) в виде

$$\ln T \approx -\frac{4e^2Z'}{\hbar} \sqrt{\frac{2m_\alpha}{E}} \int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1}. \quad (40b)$$

Величину этого интеграла можно довольно легко вычислить. Величина $x_c = R/R_c$ в общем случае достаточно «мала», и нам следует лишь получить приближенное значение интеграла, в котором сохранены только первые два члена разложения по x_c . Вычисления имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} &= \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - \int_0^{x_c} dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \approx \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - \\ &- \int_0^{x_c} dx \sqrt{\frac{1}{x}} = \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - 2\sqrt{x_c}. \end{aligned} \quad (40c)$$

Первый член в крайней правой части (40c) может быть вычислен подстановкой $x = \sin^2\theta$. Получаем

$$\int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} = 2 \int_0^{\pi/2} d\theta \cos^2\theta = \frac{\pi}{2}. \quad (40d)$$

Таким образом, интеграл в (40b) равен

$$\int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \approx \frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{R}{R_c}}. \quad (40e)$$

Подставляя это значение в (40b) и принимая во внимание (39a), имеем

$$\ln T \approx -\frac{2\pi e^2 Z'}{\hbar} \sqrt{\frac{2m_\alpha}{E}} + \frac{8}{\hbar} \sqrt{e^2 Z' R m_\alpha}. \quad (40f)$$

41. Чтобы получить удобную для применений и прозрачную по смыслу формулу, воспользуемся некоторыми приближениями. Примем $Z' = 86$ и $R = 7,3$ ферми, что соответствует ядру ${}_{86}\text{Ra}^{226}$ в качестве материнского ядра при α -распаде. Таким образом, мы ограничиваемся некоторыми «типичными» для всех α -активных ядер значениями R и Z' . Все α -излучатели принадлежат к очень тяжелым ядрам, и значения Z' и R для этих ядер не слишком далеки от взятых нами значений. Важным параметром в (40f) является энергия E , которая, как мы отмечали, лежит в пределах 4—10 Мэв. Таким образом, наше приближение достаточно оправдано, особенно если иметь в виду остальные сделанные нами приближения.

Подставляя теперь в (40f) приближенные численные значения физических констант и полагая $Z' = 86$ и $R = 7,3$ ферми, получаем

$$\log T \approx -\frac{148}{\sqrt{E/\text{Мэв}}} + 32,5. \quad (41a)$$

Заметим, что выражение (41a) даёт десятичный логарифм T . Чтобы перейти к натуральному логарифму, вспомним, что $\log x = (\log e)(\ln x) \approx 0,434 \ln x$.

Итак, мы получили общее выражение (41a) для зависимости коэффициента прозрачности T потенциального барьера от энергии α -частицы E . Воспользуемся им, чтобы найти периоды полураспада α -излучателей.

42. С этой целью рассмотрим весьма наивную модель α -распада. Предположим, что до испускания α -частица колеблется вдоль диаметра ядра, многократно отражаясь от его «стенок». Обозначим через τ_0 интервал времени между двумя последовательными ударами о стенку. В каждом столкновении имеется определенная вероятность «просачивания» частицы через потенциальный барьер, равная коэффициенту пропускания T . Таким образом, α -частица должна испытать столкновения порядка $1/T$, чтобы покинуть ядро, и мы можем написать, что время жизни (или период полураспада) равно

$$\tau = \frac{\tau_0}{T}, \quad (42a)$$

или

$$\log \tau = \log \tau_0 + \frac{148}{\sqrt{E/\text{Мэв}}} - 32,5. \quad (42b)$$

Чтобы оценить τ_0 , можно предположить, что скорость α -частицы в ядре равна ее скорости после распада. Тогда

$$\tau_0 = \frac{2R}{v}, \quad v = \sqrt{\frac{2E}{m_\alpha}}. \quad (42c)$$

Для такого «стандартного» α -излучателя, как ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, мы получаем $\tau_0 \approx 10^{-21}$ сек.

Мы видим из формулы (42c), что время τ_0 зависит от энергии E и от радиуса ядра R . Величина τ_0 является аргументом в выражении (42b) для $\log \tau$, и изменение первого члена с изменением E совершенно незначительно по сравнению с изменением второго члена. Чтобы показать это в явном виде, рассмотрим, что произойдет при изменении E от 9 до 4 Мэв. Отношение значений первого члена при этих двух энергиях равно $\log(3/2) \approx 0,18$, тогда как для второго члена это отношение гораздо больше: $148 \times (1/2 - 1/3) \approx 25$. Поэтому можно считать, что величина $\tau_0 = 10^{-21}$ сек приблизительно подходит для всех α -излучателей. Таким образом, мы приходим к выводу, что *определяющим* фактором в α -распаде является проникновение через барьер. Нам плохо известны процессы, происходящие в ядре до распада, но мы можем сказать, что они определяют время τ_0 , которое можно интерпретировать как время между последовательными «попытками» α -частицы проникнуть через барьер. Время τ_0 зависит от материнского ядра, но кажется разумным допустить, что оно имеет примерно одинаковый порядок величины для всех α -излучателей. Во всяком случае для разумных моделей изменение первого члена в (42b) оказывается гораздо меньше изменения второго члена, и по этой причине наша наивная модель, которая дает верный порядок величины τ_0 , не так плоха, как может показаться. Выражаясь более точно, можно сказать, что она может быть плохой, но это не играет большой роли.

Итак, мы можем, наконец, написать общее соотношение между временем жизни τ и энергией α -частицы E :

$$\log(\tau/\text{сек}) \approx \frac{148}{\sqrt{E/\text{Мэв}}} - 53,5. \quad (42d)$$

43. На рис. 43А показана зависимость периода полураспада α -излучателей от энергии E . Пунктирная линия соответствует формуле (42d). По оси ординат отложен $\log(\tau/\text{сек})$, а по оси абсцисс — $1/\sqrt{E/\text{Мэв}}$. В таких координатах соотношение (42d) изображается прямой. На том же графике нанесены значения $\log \tau$ и $1/\sqrt{E}$ для известных α -излучателей, и мы можем сравнить экспериментальные данные с предсказаниями нашей теории.

Мы замечаем, что, хотя экспериментальные точки, как правило, не лежат на теоретической прямой, она правильно описывает общий характер зависимости $\log \tau$ от E . Это следует считать замечательным успехом квантовой механики. С помощью простой и наивной теории

мы смогли разобраться в главных особенностях α -распада, который на первый взгляд казался бесконечно сложным явлением.

Теория квантовомеханического проникновения через барьер была создана Гамовым и независимо Кондоном и Герни в 1928 г.*).

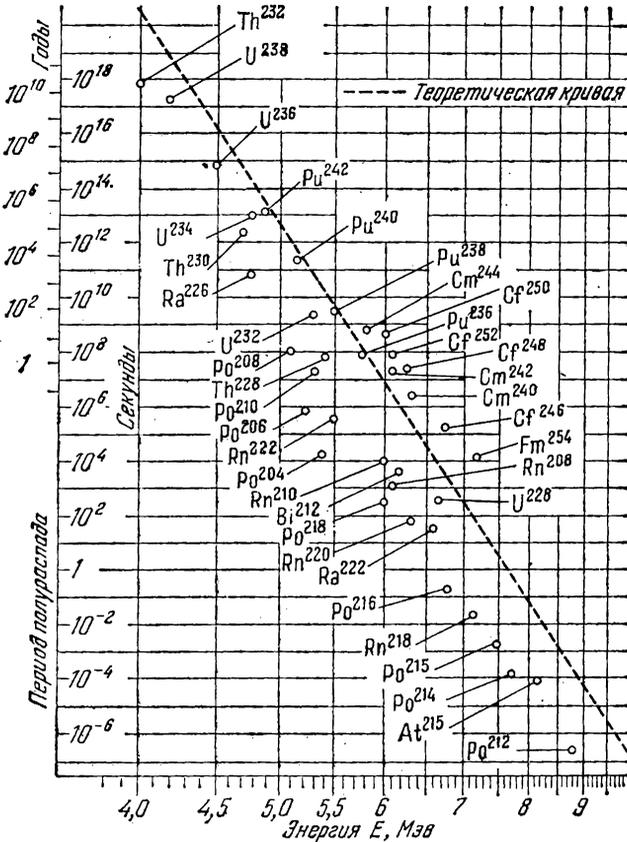


Рис. 43А. Зависимость периода полураспада T радиоактивных ядер от энергии α -частиц. Маленькими кружками показаны радиоактивные ядра. По оси ординат — логарифм T ; по оси абсцисс $-1/\sqrt{E}$, где E — кинетическая энергия α -частицы. Из нашей простой теории следует, что кружки должны лежать на пунктирной прямой. Согласно между опытом и теорией имеет весьма приблизительный характер, но прямая линия верно передает общий характер зависимости T от E . Рисунок в целом является весьма сильным подтверждением идей квантовой механики.

С тех пор в теорию было внесено много уточнений, и в настоящее время она дает значительно более точное описание экспериментальных фактов, чем наша простая модель.

*) Gamow G., Zur Quantentheorie des Atomkernes, Zs. f. Phys. 51, 204 (1928); Gamow G., Quantum Theory of Nuclear Disintegration, Nature 122, 805 (1928); Gurney R. W., Condon E. U., Wave Mechanics and Radioactive Disintegration, Nature 122, 439 (1928).

44. «Время жизни», определяемое рис. 43А, представляет собой период полураспада радиоактивного ядра. Читателю, конечно, известно, что радиоактивный распад описывается экспоненциальным законом: если в момент времени $t = 0$ мы имели N_0 радиоактивных ядер, то среднее число ядер, не распавшихся к моменту t , равно

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (44a)$$

Постоянная λ носит название *постоянной распада*, или *скорости распада*. Обратная величина $\tau = 1/\lambda$ называется *средним временем жизни* ядра. Период полураспада определяется, как время, за которое количество радиоактивных ядер уменьшается в среднем вдвое, $N(t) = N_0/2$.

Обозначив среднее время жизни через τ_m , а период полураспада через $\tau_{1/2}$, получим следующее соотношение между этими величинами:

$$\tau_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau_m \ln 2. \quad (44b)$$

Что же дает нам формула (42d): среднее время, период полураспада или еще какое-нибудь «время жизни»? Мы вели расчет для среднего времени жизни, но точность наших оценок такова, что вопрос о различии между τ_m и $\tau_{1/2}$ не имеет значения. Из рис. 43А видно, что наши теоретические результаты справедливы с точностью до множителя 100 или 1000.

45. Вернемся снова к рис. 38А (стр. 293). Он описывает также «обратный» процесс, когда заряженная частица, энергия E которой меньше высоты барьера, сталкивается с ядром. Такой частицей может быть α -частица, протон или, например, дейтрон. Если частица проникает через барьер в область действия больших ядерных сил, то может произойти ядерная реакция. Согласно классической механике проникновение через барьер невозможно, но, как мы уже знаем, в квантовой механике возникает другая ситуация. Если энергия E очень мала, то ничтожно мал и коэффициент прозрачности T и возникновение ядерной реакции крайне маловероятно. При увеличении энергии E возрастает прозрачность барьера, а тем самым и вероятность ядерной реакции. Рост вероятности реакции с энергией частицы грубо описывается экспоненциальной зависимостью. Таким образом, проникновение через барьер является существенной особенностью многих ядерных реакций, вызываемых заряженными частицами не слишком большой энергии. Ситуация меняется, если падающей частицей будет нейтрон. Для нейтральной частицы кулоновский барьер отсутствует, и она свободно проникает в ядро, как бы мала ее энергия ни была. Действительно, многие ядерные реакции дают большой выход даже для *тепловых нейтронов*, под которыми понимают нейтроны с энергией, соответствующей комнатной температуре, т. е. близкой к $1/40$ эв.

46. Тяжелые радиоактивные ядра можно разделить на четыре группы, соответствующие четырем различным радиоактивным рядам. При испускании α -частицы массовое число A ядра изменяется на четыре единицы, а атомный номер Z — на две единицы. При β -распаде; когда испускается электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино), массовое число не меняется, но атомный номер меняется на $+1$ (-1). Некоторые тяжелые ядра испытывают α -распад, а некоторые — β -распад. Существует другая возможность: ядро может захватить электрон из окружающего его облака атомных электронов и испустить нейтрино. Такой процесс носит название *K-захвата*. Он тесно связан с β -распадом. Фундаментальным взаимодействием, ответственным за *K-захват* и β -распад, является универсальное *слабое взаимодействие*, о котором мы говорили ранее. Электрон, позитрон и нейтрино (в отличие от α -частицы) не принимают участия в сильных взаимодействиях, ответственных за «ядерные силы». Причиной больших (в ядерном масштабе) времен жизни радиоактивных ядер относительно β -распада или *K-захвата* является не проникновение через барьер, а просто чрезвычайно небольшая величина слабого взаимодействия.

В α -распаде массовое число A меняется на четыре единицы, при β -распаде и *K-захвате* оно не меняется. Радиоактивные ядра можно разделить на четыре семейства, и массовое число в пределах каждого из них описывается выражением $A = (4n + r)$, где n — переменное число, а r фиксировано. Четыре семейства соответствуют различным значениям $r = 0, 1, 2, 3$. Одно из таких семейств для $r = 2$ показано на рис. 46А и 46В.

Встречающиеся в природе (естественные) радиоактивные элементы либо сами имеют очень большие времена жизни, либо являются членами ряда, в начале которого находится долгоживущий элемент. Среди тяжелых ядер с большим периодом полураспада отметим U^{238} , для которого $\tau_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ лет, и Th^{232} с $\tau_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ лет. Самым долгоживущим членом семейства $(4n + 1)$ является изотоп нептуния Np^{237} ($\tau_{1/2} = 2,2 \cdot 10^6$ лет). В геологическом масштабе это время невелико, и поэтому семейство $(4n + 1)$ в природе не встречается, а является искусственно созданным.

Несколько естественных легких ядер также радиоактивны. Примерами служат активное ядро K^{40} , для которого $\tau_{1/2} = 1,3 \cdot 10^9$ лет, и Rb^{87} с $\tau_{1/2} = 4,7 \cdot 10^{10}$ лет.

47. Явление естественной радиоактивности дает возможность определять возраст пород, т. е. время, протекшее с момента их последнего химического превращения. Принцип весьма прост. Определяется относительное количество долгоживущего радиоактивного изотопа и стабильного конечного продукта распада в радиоактивном семействе, присутствующем в образце в качестве малой примеси. Рассмотрим, например, семейство урана — радия, которое начинается с U^{238} и кончается стабильным изотопом свинца Pb^{206} . Допустим, что в данном образце мы обнаружили свинец, соответствующий N_{Pb} атомам, и уран, соответствующий N_U атомам

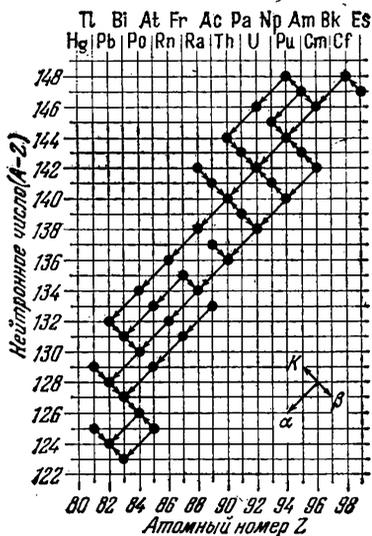


Рис. 46А. Распады тяжелых радиоактивных ядер, массовые числа которых изображаются формулой $A = (4n + 2)$.

Стрелками показаны радиоактивные распады. Значение стрелок пояснено в нижнем правом углу рисунка: стрелка α изображает α -распад, стрелка β — β -распад (испускание электрона и антинейтрино), стрелкой K обозначен K -захват. Заметим, что у некоторых ядер имеются две возможности распада. Конечным продуктом всех показанных на рисунке распадов является стабильный изотоп свинец Pb^{206} .

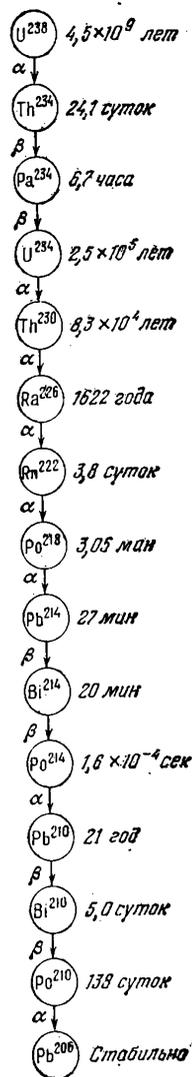


Рис. 46В. Ряд радиоактивных распадов уран—радий—свинец.

Периоды полураспада показаны справа, а способ распада — символами α и β слева от кружков. Все эти изотопы природные (они заключены в минералах урана), так как происходят от долгоживущего изотопа урана 238. Трансурановые элементы этого ряда (массовое число $A = 4n + 2$) имеют периоды полураспада, которые невелики в геологической шкале времени.

урана U^{238} . Предположим, что все атомы свинца Pb^{206} возникли от распада U^{238} . Тогда можно написать:

$$N_U = N_0 e^{-\lambda T}, \quad N_{Pb} = N_0 (1 - e^{-\lambda T}), \quad (47a)$$

где N_0 — число атомов U^{238} , существовавших в начале образования породы; λ — скорость распада урана; T — возраст образца. Так как $N_0 = N_U + N_{Pb}$, то

$$e^{\lambda T} = \frac{N_{Pb} + N_U}{N_U}; \quad (47b)$$

зная λ , можно найти T . Разумеется, этот метод дает лишь *верхний предел* для T , так как часть ядер Pb^{206} , находящихся в образце сегодня, могла находиться в нем и в момент образования. Более мудрый подход к проблеме заключается в сравнении изотопического состава свинца в минералах, содержащих и не содержащих уран. Наш пример слишком упрощает дело, и мы привели его для иллюстрации принципа.

Другой метод определения возраста заключается в сравнении содержания гелия в породе с содержанием в ней урана. В каждом α -распаде возникает ядро гелия, и если мы уверены, что гелий не улетучивается из породы, то можно найти, сколько атомов урана распалось с момента образования породы, чтобы создать наблюдаемые в ней атомы гелия *).

С помощью подобных методов было показано, что возраст наиболее старых минералов Земли близок к $3 \cdot 10^9$ лет. Эта величина является *нижним пределом* возраста Земли, так как ее оболочка в прошлом испытывала много химических превращений. Были изучены также и метеориты, возраст которых оказался близким к $4,6 \cdot 10^9$ лет. Как образовались метеориты, наверняка неизвестно, но существуют достоверные указания на то, что они образовались (кристаллизовались) примерно в то же время, что и остальные твердые тела Солнечной системы. Поэтому возраст Земли как твердого тела следует считать близким к $4,6 \cdot 10^9$ лет. С помощью радиоактивных «часов» можно оценить также время, протекшее между последним образованием химических элементов в метеорите и его кристаллизацией. Согласно одной из таких оценок **), это время близко к $0,35 \cdot 10^9$ лет. Отсюда следует, что последнее образование химических элементов в планетах и метеоритах произошло около

*) Первая оценка возраста Земли, основанная на явлении радиоактивности, была сделана Резерфордом. См. Rutherford E., The Mass and Velocity of the α -Particles Expelled from Radium and Actinium, Phil. Mag. 12, 348 (1906). На стр. 368—369 Резерфорд оценивает возраст исследованных им минералов в 400 миллионов лет.

**) Reynolds J. H., Determination of the Age of the Elements, Phys. Rev. Lett. 4, 8 (1960); см. также Hohenberg C. M., Podsek F. A., Reynolds J. H., Xenon-Iodine Dating: Sharp Isochronism in Chondrites, Science 156, 202 (1967). В этих работах показано, что времена могут оказаться заметно меньшими.

5·10⁹ лет назад. Это время и представляет собой оценку возраста нашей Солнечной системы.

48. Заманчиво продолжить наши рассуждения. Каков возраст Вселенной? Как образовались химические элементы? Мы не в состоянии рассмотреть здесь идеи, которые дают возможность оценить возраст Вселенной. Весьма правдоподобно, что он близок

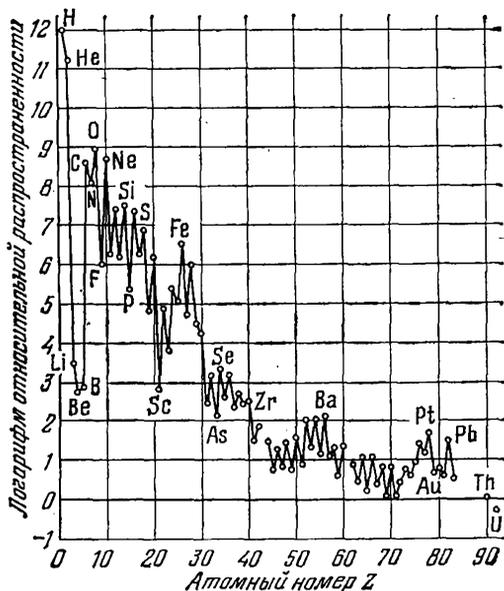


Рис. 48А. Относительные распространенности элементов в Солнечной системе. (Из книги: A l l e r L. H., The Abundance of the Elements, New York, 1961.)

По оси ординат отложен десятичный логарифм распространенности, т. е. относительного числа атомов. Точки, изображающие элементы, соединены линиями, чтобы облегчить чтение графика. Приведенные здесь данные основаны на измерениях, весьма различных по характеру, и на определенных теоретических идеях. Данные для легких элементов получены главным образом из спектроскопических исследований излучения Солнца. Для оценки распространенности тяжелых элементов использованы данные о составе метеоритов. График представляет собой сводку современных данных. Следует иметь в виду предварительный и неопределенный характер некоторых оценок. Разумно считать, что распространенность элементов в (видимой) Вселенной мало отличается от их распространенности в Солнечной системе. Распространенность элементов в нашем непосредственном окружении (см. табл. 48А) заметно отличается от «космической» распространенности.

к 10·10⁹ лет, что по порядку величины близко к возрасту Солнечной системы.

Вероятно, химические элементы образовались из водорода в ядерных реакциях, происходивших в звездах. На рис. 48А приведены оценки распространенности химических элементов в Солнечной системе. Точки, соответствующие конкретным химическим элементам, получены в результате усреднения различных оценок, основанных на спектроскопическом определении относительной распространенности в солнечной атмосфере, определении относительной распространенности в метеоритах и на оценках химического состава оболочки Земли. Заметьте, что водород и в нашу

Восемь наиболее распространенных элементов земной коры

Элемент	Число атомов, %	Элемент	Число атомов, %	Элемент	Число атомов, %
Кислород	62,6	Натрий	2,64	Магний	1,84
Кремний	21,2	Кальций	1,94	Калий	1,42
Алюминий	6,5	Железо	1,92		

Таблица дает оценку состава 16-км слоя земной коры совместно с океаном и атмосферой. Перечисленные восемь элементов составляют около 99% всей массы земной коры. Гравитационное поле Земли не может удержать легкие элементы — водород и гелий. Этим объясняется их малая, по сравнению с «космической», распространенность в земной коре. Можно думать, что распространенность элементов в Земле совпадает с космической. Однако химические процессы в Земле привели к пространственному разделению элементов и данные для земной коры не характеризуют распространенность элементов для Земли в целом.

эпоху является наиболее распространенным элементом. Обратите также внимание на то, что максимумы кривой распространенности отвечают особенно стабильным элементам. Мы видим, что элементы с четным атомным номером, как правило, имеют большую распространенность, нежели соседние элементы с нечетным атомным номером. Эта закономерность является отражением того факта, что ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов более стабильны, чем остальные ядра.

Объяснение деталей кривой распространенности тесно связано с пониманием ранней истории Солнечной системы. В настоящее время, по-видимому, нам ясны лишь основные особенности этой кривой.

Что касается первоначального происхождения *водорода*, то автору абсолютно нечего сказать по этому вопросу.

Дополнительная тема: нормировка волновой функции*)

49. Рассмотрим шредингеровскую волновую функцию, ограничившись для простоты одномерным случаем, когда волновая функция $\psi(x, t)$ зависит только от одной координаты и времени. Мы утверждали, что квадрат абсолютного значения волновой функции пропорционален плотности вероятности. Это означает, что вероятность обнаружить частицу в момент времени t в интервале $x_2 > x > x_1$ равна

$$P(x_1, x_2) = N \int_{x_1}^{x_2} dx |\psi(x, t)|^2, \quad (49a)$$

где N — некоторая постоянная, *не зависящая от x* . Как она определяется? Из очевидного условия, что вероятность обнаружить

*) При первом чтении можно пропустить.

частицу где-то должна быть равна единице:

$$1 = N \int_{-\infty}^{+\infty} dx |\psi(x, t)|^2. \quad (49b)$$

Может случиться, однако, что интеграл в (49b) не сходится. В этом случае постоянная N равна нулю, и из (49a) следует, что вероятность обнаружить частицу в любом конечном интервале значений x также равна нулю. Такой результат не имеет физического смысла, и мы приходим к важному выводу, что *шредингеровская волновая функция $\psi(x, t)$ должна для всех значений t иметь интегрируемый квадрат абсолютного значения. Это означает сходимость интеграла (49b).*

Допустим теперь, что волновая функция $\psi(x, t)$ удовлетворяет условию «квадратичной интегрируемости». Тогда новую волновую функцию $\psi_n(x, t)$ можно определить из условия

$$\psi_n(x, t) = \sqrt{N} \psi(x, t), \quad (49c)$$

где N определено из выражения (49b). Такая волновая функция обладает следующим свойством:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx |\psi_n(x, t)|^2 = 1, \quad P(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} dx |\psi_n(x, t)|^2. \quad (49d)$$

Для функции $\psi_n(x, t)$ плотность вероятности равна квадрату ее абсолютного значения.

Волновая функция, удовлетворяющая первому условию в (49d), называется *нормированной волновой функцией*, или функцией, *нормированной к единице*. С такой функцией удобно работать, так как квадрат ее абсолютного значения непосредственно дает плотность вероятности.

50. Теперь мы должны выяснить, может ли постоянная N , определяемая равенством (49b), зависеть от времени t ? Мы предполагали, что $\psi(x, t)$ является решением уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) + V(x) \psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t). \quad (50a)$$

Новая волновая функция $\psi_n(x, t)$ также будет решением (50a), если постоянная N не зависит от времени.

Докажем следующую теорему: если $\psi(x, t)$ удовлетворяет уравнению (50a) и $\psi(x, t)$ «достаточно быстро», стремится к нулю при стремлении x к $+\infty$ или $-\infty$, то

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} dx |\psi(x, t)|^2 = 0. \quad (50b)$$

Требование «достаточной быстроты», в частности, означает, что функция $\psi(x, t)$ должна иметь интегрируемый квадрат абсолютного значения.

Для доказательства этой теоремы произведем дифференцирование под знаком интеграла:

$$\frac{\partial}{\partial t} |\Psi(x, t)|^2 = \frac{\partial}{\partial t} \Psi^*(x, t) \Psi(x, t) = \Psi^*(x, t) \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial \Psi^*(x, t)}{\partial t} \Psi(x, t). \quad (50c)$$

Уравнение (50a) дает нам выражение для производной по времени $\frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t}$. Чтобы получить аналогичное выражение для производной комплексно сопряженной волновой функции, произведем комплексное сопряжение уравнения (50a):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi^*(x, t) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi^*(x, t) - V(x) \Psi^*(x, t). \quad (50d)$$

Мы считаем $V(x)$ вещественной функцией. Действительно, потенциал в теории Шредингера соответствует потенциалу аналогичной классической задачи. Вещественность потенциала существенна для наших рассуждений, и это предположение характерно для теории Шредингера.

Исключая с помощью (50a) и (50d) производные по времени из (50c), получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} |\Psi(x, t)|^2 = \frac{i\hbar}{2m} \left(\Psi^* \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \Psi \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^2} \right) = \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \right). \quad (50e)$$

Таким образом,

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} dx |\Psi(x, t)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(x, t)|^2 = \frac{i\hbar}{2m} \left[\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} \right]_{-\infty}^{+\infty}. \quad (50f)$$

Однако если производные волновой функции по x ограничены, то выражение в скобках в формуле (50f) обращается в нуль, так как волновая функция исчезает на бесконечности. Таким образом, равенство (50b) доказано, и из (49b) немедленно следует, что N есть постоянная, не зависящая от времени t . Поэтому функция $\psi_n(x, t)$ также является решением уравнения Шредингера (50a). Из данной волновой функции мы всегда можем образовать нормированную волновую функцию, в частности волновую функцию, нормированную к единице.

Эти важные выводы сохраняются и в трехмерном случае. Мы не доказали этого, но соответствующее доказательство совершенно аналогично одномерному случаю.

51. Читатель может усомниться в нашем утверждении, что каждая волновая функция, имеющая физический смысл, должна быть квадратично интегрируемой в смысле (49a).

Поводом для сомнения является плоская монохроматическая волна $\exp(ixp/\hbar - itp^2/2m\hbar)$. Ясно, что эта функция не обладает

таким свойством и, следовательно, не может быть нормирована к единице. Нам пришлось сделать вывод, что волна с *точно* заданным значением импульса p , зависимость которой от координаты x имеет вид $\exp(ixp/\hbar)$, не отвечает физически реализуемому состоянию движения частицы.

С другой стороны, ничто не мешает нам рассматривать волну, которая в очень *большом* интервале значений x зависит от x по закону $\exp(ixp/\hbar)$ и стремится к нулю при x , стремящемся к $+\infty$ или $-\infty$. Поэтому возникшую трудность можно разрешить, согласившись, что под «волной с точно определенным импульсом» мы не будем подразумевать волну, которая при любых x имеет вид $\exp(ixp/\hbar)$. Мы предполагаем, что волна должна исчезнуть на бесконечности, но она имеет вид $\exp(ixp/\hbar)$ в достаточно большом интервале значений x , включающем и интересующую нас область. Таким образом, под «монохроматической волной» мы понимаем «почти монохроматическую волну». При таком понимании можно продолжать говорить о волнах, которые зависят от координат по закону $\exp(ixp/\hbar)$ или $\exp(-ixp/\hbar)$, как обычно пишут почти во всех книгах по квантовой механике. Ненормированную волну можно считать предельным случаем нормированной волны и при желании называть волновые функции первого типа «несобственными» *волновыми функциями* (improper wave functions). Этот термин должен также умиротворить математиков. Их чувства часто страдают от того, что физики говорят о «плоских волнах» как о настоящих шредингеровских волновых функциях.

Задачи

1. Рассмотрим барьер, показанный на рис. 28А (стр. 284) для случая, когда $E > V_0$.

а) Сначала рассмотрим случай, когда частица падает на барьер слева. Волновой пакет, соответствующий частице, частично отражается, частично проходит в область скачка потенциала. Для рассмотрения этого случая нам нужно такое решение, которое в области справа от скачка представляло бы волну, бегущую вправо. Найдите это решение для всего пространства и получите выражение для коэффициента отражения R , т. е. для вероятности отражения частицы. Коэффициент прохождения T (вероятность прохождения частицы) будет равен $(1-R)$.

б) Рассмотрим случай, когда частица падает справа. Теперь решение уравнения Шредингера должно соответствовать волне, бегущей в левой части рисунка налево. Найдите решение для всей области и получите выражение для коэффициентов отражения R' и пропускания $T' = (1-R')$. Заметим, что классическая частица в случае, показанном на рис. 28А, не отражается от барьера.

2. Получите точное выражение для коэффициента пропускания в случае потенциального барьера, показанного на рис. 31А (стр. 287), и сравните полученное выражение с приближенной формулой (33б). Удобнее сравнить не сами выражения для T , а их логарифмы. Приближенная формула является предельным случаем «высокого и широкого» барьера.

3. Представляет интерес рассмотреть специальный пример оптического преломления через барьер, показанный на рис. 34В (стр. 289). Показатель преломления флинта (сорт стекла) для длины волны 6000 \AA (в воздухе) равен 1,75. Предположим, что на рис. 34В плотной средой является флинт, а менее плотной — воздух. Пусть угол падения равен 45° , а расстояние между пластинами $0,01 \text{ мм}$. Оцените, какая часть света проникает через барьер. (Не нужно делать точных

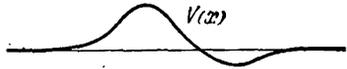
вычислений, достаточно оценок, основанных на приближенном рассмотрении проникновения через барьер.)

Заметьте, что интенсивность прошедшего света падает экспоненциально с увеличением толщины воздушного слоя между двумя стеклянными призмами. Важным параметром является отношение толщины к длине волны. Заметьте, что составляющая волнового вектора, *параллельная* плоскости раздела, одна и та же для стекла и для воздуха. Почему?

4. Нас интересует, верен ли рис. 34В (стр. 289). Рассмотрим соотношение между лучами падающего и прошедшего света. Быть может, прошедший луч должен быть продолжением падающего и проходить не так, как показано на рисунке? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимы, пожалуй, некоторые опыты. Пусть толщина оптически менее плотной среды будет порядка длины волны падающего света. С помощью системы щелей создадим *крайне* узкий пучок падающего света, показанный пунктиром на нижней правой части рисунка. Тогда мы сможем исследовать прошедший пучок и выяснить, верен ли рисунок. Нет необходимости продлевать этот опыт в лаборатории; можно считать его мысленным экспериментом, так как классическая электромагнитная теория описывает его полностью. Обдумайте этот опыт и решите, верен ли рис. 34В.

5. Рассмотрим движение частицы в «произвольном» потенциале, например, показанном на рисунке. При x , «стремящемся к $+\infty$ или $-\infty$, потенциал $V(x)$ падает до нуля.

Пусть частица с энергией E приходит слева. Волновая функция имеет вид $\varphi(x) = [e^{ix^k} + Ae^{-ix^k}]$ для очень больших отрицательных значений x и $\varphi(x) = Be^{ix^k}$ для очень больших положительных значений x . Чтобы найти обе константы A и B , нужно решить уравнение Шредингера для потенциала $V(x)$, показанного на рисунке.



Мы интерпретировали $|A|^2$ как коэффициент отражения барьера, а $|B|^2$ — как коэффициент пропускания. Если такая интерпретация верна, то

К задаче 5. Докажите для произвольного барьера показанного типа, что коэффициенты отражения и прохождения, выраженные через амплитуды волн, распространяющихся налево и направо, в сумме равны единице.

$$|A|^2 + |B|^2 = 1. \quad (a)$$

Возникает следующий вопрос: выполняется ли написанное соотношение для всех потенциальных функций $V(x)$?

Проверьте это соотношение в общем случае.

Указание. Рассмотрите функцию

$$F(x) = \varphi^*(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} - \varphi(x) \frac{d\varphi^*(x)}{dx}$$

и покажите, что $dF/dx = 0$, если $\varphi(x)$ удовлетворяет уравнению Шредингера.

Из этого примера видно, что иногда можно выяснить свойства решения, не имея явно самого решения. В данном частном случае мы нашли важное общее свойство уравнения Шредингера и его решений. Если теория имеет смысл, уравнение (a) должно выполняться.

6. Есть еще интересные вопросы, возникающие в связи с рисунком в предыдущей задаче. Например, одинакова ли прозрачность барьера в обоих направлениях?

Теорема. Коэффициент пропускания для частицы, падающей на барьер слева и справа, одинаков, если энергия частицы в обоих случаях одна и та же.

Докажите эту теорему.

Указание. Заметим, что если рассмотренная в предыдущей задаче функция $\varphi(x)$ является решением уравнения Шредингера, то решением будет и сопряженная ей функция $\varphi^*(x)$, а также любая линейная суперпозиция функций $\varphi(x)$ и $\varphi^*(x)$. Рассмотрите *подходящую* линейную суперпозицию $\varphi(x)$ и $\varphi^*(x)$.

7. Многие нестабильные ядра распадаются, испуская позитрон и нейтрино. Энергия позитрона обычно лежит в интервале от 10 кэв до нескольких Мэв. Как мы отмечали, причиной такого распада является слабое взаимодействие. Мы отмечали также, что причиной больших времен жизни β -активных ядер является

край не малая величина слабого взаимодействия. Это не исключает возможности, что проникновение через барьер также играет важную роль. Исследуйте этот вопрос на каком-нибудь примере. Оцените прозрачность для позитрона, проходящего через «типичный» потенциальный барьер. Это позволит вам убедиться, что проникновение через барьер не играет заметной роли в β -распаде.

8. Л. Мейтнер и В. Ортман [Zs. f. Phys. 60, 143 (1930)] осуществили калориметрические измерения энергии, освобождающейся при β -распаде RaE . (Это старое название ядер Bi^{210} .) Опыт заключался в том, что источник RaE был помещен в калориметр и измерялось выделяемое в калориметре тепло. Зная период полураспада RaE (5 суток) и силу источника, они могли вычислить число распадов в секунду, а тем самым и энергию, выделяемую при одном распаде. Эта величина оказалась равной $(0,337 \pm 0,020)$ *Мэв/распад*.

С другой стороны, было известно, что максимальная кинетическая энергия электронов при β -распаде RaE равна 1,170 *Мэв*, и, таким образом, возникло большое расхождение между двумя указанными значениями энергии, чрезвычайно тревожившее физиков. Если мы верим, что распад заключается в переходе между двумя уровнями с точно заданной энергией каждого уровня, то должны считать, что при каждом распаде выделяется энергия, равная 1,170 *Мэв*, но часть этой энергии не улавливается калориметром или «исчезает» в нем. Некоторые физики, в их числе Бор, обсуждали возможность нарушения закона сохранения энергии в микрофизике.

Опираясь на известные вам законы β -распада, дайте подробное объяснение результатам опыта Мейтнер и Ортмана.

9. Распространенность изотопов 235 и 238 в природном уране составляет соответственно 0,71 и 98,28%, а их периоды полураспада равны $7,1 \cdot 10^8$ и $4,50 \cdot 10^9$ лет.

а) Такая распространенность наблюдается как в земных образцах урана, так и для урана из метеоритов. Какие выводы можно сделать из этих фактов?

б) Предположим для упрощения задачи, что начальные распространенности обоих изотопов урана в Солнечной системе одинаковы. Какова при этом предположении оценка возраста Солнечной системы?

10. а) Вычислите количество радия в урановой руде, которая содержит 1 *т* урана. Зависит ли это количество от возраста руды, равного, например, 1 миллиону или 500 миллионам лет?

б) Какое количество свинца можно обнаружить в руде, возраст которой 500 миллионов лет?

Дополнительная литература

По квантовой механике:

Шифф Л., Квантовая механика, ИЛ, 1957.

Ландау Л., Лифшиц Е., Квантовая механика, 1974.

По радиоактивности и ядерным реакциям:

Бете Г., Моррисон Ф., Элементарная теория ядра, ИЛ, 1958.

Де Бенедетти С., Ядерные взаимодействия, Атомиздат, 1968.

Локк У., Ядерная физика частиц высоких энергий, ИЛ, 1962.

Происхождение элементов, возраст Солнечной системы и Вселенной:

Хойл Ф., Галактика, ядра и квазары, изд. «Мир», 1968.

Вуд Дж., Метеориты и происхождение Солнечной системы, изд. «Мир», 1971.

ТЕОРИЯ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Квантование как проблема собственных значений

1. Приведенный подзаголовок повторяет общее заглавие четырех знаменитых работ Шредингера *) о волновой механике, в которых показано, что существование в атоме дискретных уровней энергии можно понять, исходя из волновых представлений, в частности с помощью уравнения Шредингера.

Теория Шредингера предшествовала созданная в 1913 г. полуклассическая теория атома. Мы говорим «полуклассическая» потому, что она основана на планетарной модели атома, описываемой законами классической механики, и на дополнительном предположении, что не все классически разрешенные орбиты реализуются. Выбор разрешенных орбит в теории Бора подчинен ряду *квантовых условий* существенно неклассического характера. Вспомним, например, о требовании, чтобы полный момент количества движения для орбитального движения электрона в атоме был кратен величине \hbar . Во многих случаях (хотя и не всегда) величина полной энергии при движении по разрешенным квантовыми условиями орбитам образует дискретный ряд значений. Целью теории Бора было объяснить дискретные уровни энергии в атоме, иными словами, произвести *квантование* движения в атоме. Таково историческое происхождение термина «квантование».

2. Квантовые условия Бора являются догадкой, удовлетворительной далеко не во всех случаях. Ко времени появления работ Шредингера стало ясно, что теория Бора, объяснившая некоторые экспериментальные факты, не в состоянии объяснить ряда атомных явлений. Таким образом, назрела необходимость в новых идеях.

Великое открытие Шредингера заключалось в том, что он показал, что если принять волновые представления о веществе, то получается естественный и общий способ квантования. Шредингер заметил, что при определенных условиях решения его волнового

*) Schrödinger E., Quantisierung als Eigenwertproblem, Ann. d. Phys. 79, 361 (1926); 79, 489 (1926); 80, 437 (1926); 81, 109 (1926).

уравнения представляют собой *стоячие волны*, и связал эти решения со стационарными состояниями атомов. Решения в виде стоячей волны зависят от времени благодаря множителю $\exp(-i\omega t)$, причем возможные значения частоты ω образуют дискретный ряд $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$, и, таким образом, энергия n -го стационарного состояния равна $E_n = \hbar\omega_n$. В этой главе мы последуем за Шредингером и рассмотрим следствия этой идеи.

3. В гл. 7 с помощью ряда правдоподобных рассуждений было получено уравнение Шредингера *)

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) + V(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}, t), \quad (3a)$$

которое описывает поведение частицы с массой m в поле сил, определяемых потенциальной функцией $V(\mathbf{x})$. Мы отмечали, что уравнение Шредингера является лишь приближением. Оно справедливо для нерелятивистского движения, когда можно пренебречь процессами рождения и исчезновения частиц. Мы объяснили, почему это уравнение оказалось столь плодотворным в атомной и молекулярной физике и даже в некоторых задачах ядерной физики. В последнем случае мы достигли большого успеха, объяснив с помощью квантовомеханического туннельного эффекта явление α -распада, в частности зависимость времени жизни α -излучателей от энергии α -частиц.

Для ясности мы начнем, следуя методу, использованному в гл. 7, с особенно простых задач, которые допускают применение одномерного уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) + V(x) \psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t). \quad (3b)$$

Математически это уравнение гораздо проще трехмерного уравнения (3a), а существенные особенности интересующих нас явлений сохраняются и в одномерной задаче (3b). Следует также иметь в виду, что это уравнение отнюдь не нефизично, как может показаться на первый взгляд: многие проблемы трехмерного движения действительно могут быть сведены к одномерному движению.

4. Начнем с весьма простой задачи. Рассмотрим движение частицы в «ящике» длиной a с бесконечно высокими стенками. Сплошной кривой на рис. 4A, a показана потенциальная энергия для этой задачи. Потенциал равен нулю для x в интервале $(0, a)$ и обращается в $+\infty$ за его пределами.

В п. 26 гл. 7 (стр. 283) было рассмотрено движение частицы при наличии *одной* «стенки» с бесконечно большим потенциалом. Мы нашли решение в виде монохроматической стоячей волны. Оно описывало отражение от стенки частицы, которая могла иметь любое положительное значение энергии E . Новым моментом в рассматриваемой ситуации является то, что движение частицы огра-

*) В этой главе мы работаем с системами единиц СГС или СИ.

ничено *двумя* бесконечно высокими «стенками» потенциала. Попытаемся найти решение уравнения Шредингера (3б), предположив, что оно имеет вид

$$\psi(x, t) = \varphi(x) \exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right), \quad (4a)$$

т. е. что волновая функция $\psi(x, t)$ зависит от времени через экспоненциальный множитель $\exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right)$.

Подставляя это решение в (3б), получаем не зависящее от времени уравнение Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = [E - V(x)] \varphi(x). \quad (4b)$$

В п. 26 гл. 7 было показано, что в области с бесконечно большим значением потенциала и *на ее границах* волновая функция обращается в нуль. В нашей задаче волновая функция равна нулю в точках $x=0$ и $x=a$ и за пределами интервала $(0, a)$.

Внутри одномерного «ящика» общее решение уравнения (4б) имеет вид

$$\varphi(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx), \quad (4c)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, \quad (4d)$$

а множители A и B — постоянные.

Из условия, что волновая функция равна нулю при $x=0$, следует, что решение запишется в виде

$$\varphi = C \sin(kx), \quad (4e)$$

где C — не равная нулю постоянная. Волновая функция должна обратиться в нуль в точке $x=a$, что приводит к условию

$$C \sin(ak) = 0 \quad \text{или} \quad ak = n\pi. \quad (4f)$$

Это условие определяет возможные значения k , а следовательно, и энергии E . Принимая во внимание связь между E и k [см. (4d)],

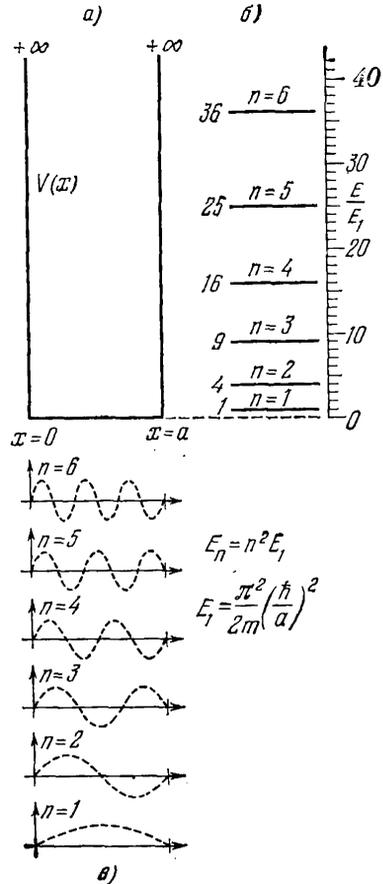


Рис. 4А. Задача о частице в одномерном ящике кажется мало реальной физически. Тем не менее она является очень простой иллюстрацией сути шредингеровской теории стационарных состояний.

На рис. а показан потенциал, принимающий бесконечно большое значение в точках $x=0$ и $x=a$. В этих точках волновая функция стационарного состояния должна обращаться в нуль. Это возможно лишь в том случае, если (полная) энергия принимает одно из значений, показанных на рис. б, где приведена схема уровней (показаны лишь первые шесть уровней). На рис. в показаны соответствующие волновые функции (собственные функции) для первых шести стационарных состояний.

получаем

$$E = \frac{n^2 \pi^2 (\hbar/a)^2}{2m}, \quad (4g)$$

где n — целое *положительное* число. Только такие значения энергии E физически приемлемы в полученном решении. Случай $n=0$ следует отбросить, так как при этом волновая функция всюду равна нулю, что лишено физического смысла.

5. Итак, для нашей задачи о частице в «ящике» уравнение Шредингера (3b) имеет стационарные решения, которые экспоненциально зависят от времени, т. е. решения типа $\varphi(x) \exp(-itE/\hbar)$. Такие решения возможны *лишь тогда*, когда энергия принимает одно из дискретных значений $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$, равное

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 (\hbar/a)^2}{2m}; \quad (5a)$$

здесь n — положительное целое число. *Нормированная* *) волновая функция $\psi_n(x, t)$ для n -го возможного значения энергии E_n имеет вид

$$\psi_n(x, t) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \exp\left(-\frac{itE_n}{\hbar}\right) \quad (5b)$$

в интервале $(0, a)$ и обращается в нуль за его пределами. [Легко проверить, что эта волновая функция нормирована к единице: интеграл $|\psi_n(x, t)|^2 = \frac{2}{a} \sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right)$ в пределах от нуля до a равен единице.]

На схеме уровней рис. 4А, б (стр. 311) указаны первые шесть возможных значений энергии E_n . На рис. 4А, в приведены соответствующие волновые функции $\varphi_n(x)$, которые равны волновым функциям $\psi_n(x, t)$ при $t=0$. На рис. 5А оба рисунка совмещены.

6. Обратимся теперь к вопросу о различии между стационарными и нестационарными решениями уравнения Шредингера (3b).

Рассмотрим сначала n -е стационарное решение, определяемое волновой функцией (5b). Она нормирована к единице, поэтому квадрат ее абсолютного значения дает плотность вероятности $P_n(x)$ обнаружить частицу вблизи точки x . Находим

$$P_n(x) = |\psi_n(x, t)|^2 = \frac{2}{a} \sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \quad (6a)$$

*) О нормировке шредингеровских волновых функций см. п. 49 гл. I.

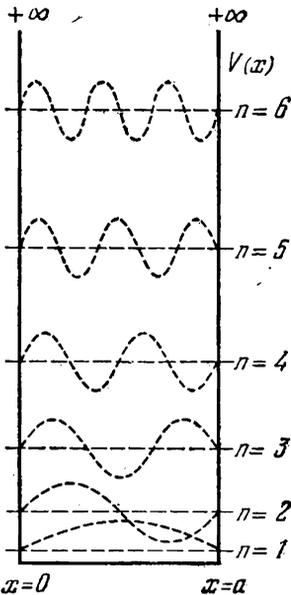


Рис. 5А. Приведенные на рис. 4А три разных чертежа совмещены в один.

Тонкими пунктирными линиями показаны уровни энергии. Каждая из этих линий одновременно служит осью x для соответствующей волновой функции.

внутри интервала $(0, a)$ и $P_n(x) = 0$ вне его. Из выражения (6a) следует, что для стационарного решения плотность вероятности не зависит от времени.

Рассмотрим теперь нестационарное решение. Поскольку уравнение Шредингера (3b) является линейным дифференциальным уравнением, то линейная комбинация любой пары его решений будет новым решением. Это новое решение удовлетворяет тем же граничным условиям $\psi(0, t) = \psi(a, t) = 0$, если им удовлетворяют оба исходных решения. Таким образом, можно сделать вывод, что, в согласии с принципом суперпозиции, любая линейная комбинация стационарных решений (5b) дает новое физически приемлемое решение.

Чтобы понять, как ведет себя такая линейная комбинация решений, рассмотрим следующий частный случай:

$$\psi(x, t) = \sqrt{\frac{1}{2}} [\psi_{n'}(x, t) + \psi_{n''}(x, t)], \quad (6b)$$

где, разумеется, $n' \neq n''$. Заметим, что написанное решение уравнения Шредингера также нормировано к единице (для всех значений t). Действительно, плотность вероятности $P(x, t)$, соответствующая решению (6b), равна

$$P(x, t) = |\psi(x, t)|^2 = \frac{1}{a} \left\{ \sin^2\left(\frac{n'\pi x}{a}\right) + \sin^2\left(\frac{n''\pi x}{a}\right) + 2 \sin\left(\frac{n'\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n''\pi x}{a}\right) \cos\left[\frac{t(E_{n'} - E_{n''})}{\hbar}\right] \right\}. \quad (6c)$$

Интегрируя это выражение от нуля до a , читатель легко убедится, что волновая функция в (6b) действительно нормирована к единице.

Мы видим, что плотность вероятности $P(x, t)$ зависит от времени: последний член в выражении (6c) соответствует осцилляциям, частота которых равна

$$\omega_{n'n''} = \frac{E_{n'} - E_{n''}}{\hbar}. \quad (6d)$$

7. Очевидно, что плотность вероятности осциллирует в тех случаях, когда решение является суперпозицией стационарных решений (5b). При этом любым двум стационарным решениям $\psi_{n'}$ и $\psi_{n''}$, входящим в суперпозицию (в ней может быть любое, даже бесконечно большое число стационарных решений), отвечает осциллирующий с частотой $\omega_{n'n''}$ член в выражении для плотности вероятности. Осцилляции в (6d) появляются от «перекрестных» членов $\psi_{n'}^* \psi_{n''}$ и $\psi_{n''}^* \psi_{n'}$, входящих в выражение для квадрата абсолютного значения волновой функции

$$\psi(x, t) = \sum_n c_n \psi_n(x, t), \quad (7a)$$

где c_n — постоянные.

Теперь возможно доказать следующую *теорему*: каждое физически приемлемое решение уравнения Шредингера для «частицы в ящике» может быть однозначно представлено рядом (7a), который является разложением по *стационарным* решениям (5b) задачи. Мы не станем доказывать эту теорему, а примем ее, как весьма правдоподобную. Математически она эквивалентна теореме о разложении в ряд Фурье, и из нее следует, что стационарными решениями уравнения Шредингера будут лишь те решения, которым соответствует не зависящая от времени плотность вероятности.

8. Итак, мы рассмотрели сущность шредингеровской теории стационарных состояний и смысл уровней энергии квантовомеханической системы. Стационарные состояния отвечают стационарным решениям уравнения Шредингера. Для этих решений плотность вероятности от времени не зависит. Для нестационарных состояний плотность вероятности осциллирует со временем, и частота осцилляций определяется, как это следует из (6d), *разностью* энергий различных стационарных уровней. Эти частоты представляют собой характеристические частоты системы, для которых можно ожидать излучения или поглощения энергии: на таких частотах система резонирует. Частоты переходов $\omega_{n',n''}$ в свою очередь определяют с точностью до аддитивной постоянной уровни энергии, за исключением аддитивной постоянной, которая может быть задана, если энергии основного состояния приписать определенное значение. (В нашем примере за уровень нулевой энергии принимается «дно потенциальной ямы».)

Теперь перед нами возникает грандиозная программа-максимум: решить уравнение Шредингера (соответствующим образом обобщенное для систем из многих частиц) для всех физически интересных случаев, когда теория Шредингера является хорошим приближением. В частности, особенно интересны нормированные к единице стационарные решения: они описывают стационарные состояния и дают их уровни энергии. Нет необходимости говорить, что столь обширная программа далека от осуществления: ограниченность математических возможностей не позволяет получить для сложных систем точные решения уравнения Шредингера. Они известны лишь для некоторых особенно простых систем.

9. При рассмотрении указанной выше программы может, однако, возникнуть вопрос, действительно ли это то, к чему мы стремимся. Подробное обсуждение проблемы «стационарных» состояний в гл. 3 показало, что при более строгом рассмотрении они вовсе не стационарны. С другой стороны, для частицы в «ящике» теория дает нам строго стационарные состояния. Намеченная программа также привела бы к строго стационарным состояниям, в противоречии с известными экспериментальными фактами. Мы здесь сталкиваемся с очевидной ограниченностью уравнений Шредингера: они не описывают радиационных переходов. Поэтому уравнением Шредингера дело не исчерпывается; что-то еще не учтено. В этом смысле можно провести аналогию между теорией Шредингера и

классической теорией, которая принимает во внимание все электростатические взаимодействия между электронами и ядрами, но пренебрегает излучением электромагнитных волн движущимися частицами. Тем не менее можно надеяться, что для атомных и молекулярных явлений уравнение Шредингера представляет собой хорошее приближение. Таким образом, можно ожидать, что предсказываемые уравнением Шредингера стационарные состояния должны соответствовать *почти* стационарным состояниям «истинной» теории и что «средние энергии» последних состояний очень близки к точным значениям энергии, предсказываемым уравнением Шредингера.

10. Прежде чем пойти дальше, познакомимся с некоторыми часто употребляемыми терминами. Не зависящее от времени уравнение Шредингера (4b) представляет собой типичное уравнение для определения уравнений энергии системы. Перепишем его в символической форме:

$$H\varphi(x) = E\varphi(x). \quad (10a)$$

Здесь H — дифференциальный оператор:

$$H \equiv -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x). \quad (10b)$$

Мы хотим найти решение $\varphi(x)$ дифференциального уравнения (10a). Оно может иметь решение при любых значениях энергии E , но не все такие решения физически приемлемы. Поэтому условие физической приемлемости, в частности требование квадратичной интегрируемости волновой функции*), является *существенной* частью проблемы. Наложив эти условия, мы обнаружим, что энергия E не может быть произвольной. Значения энергии E , для которых уравнение (10a) имеет физически приемлемые решения, называются *собственными значениями дифференциального оператора H* . Соответствующие волновые функции носят название *собственных функций* этого оператора.

Теперь нам должно быть понятно название работ Шредингера: «Квантование как проблема собственных значений».

11. Задача о частице в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками поучительна, но мало реальна. Рассмотрим проблему собственных значений в более общем одномерном случае. Предположим, что потенциал $V(x)$ простирается до бесконечности и имеет форму, показанную на рис. 11А. При $x \rightarrow +\infty$ или $x \rightarrow -\infty$ потенциал $V(x)$ принимает постоянное значение, равное соответственно V_+ и V_- . Предположим, что $V_+ \geq V_-$, и обозначим через V_0 минимальное значение потенциала.

*) В случае «потенциальной ямы» с бесконечно высокими стенками из этого требования следует, что волновая функция должна исчезать за пределами ямы и на ее границах, как было показано в п. 26 гл. 7.

Мы хотим изучить свойства не зависящего от времени уравнения Шредингера (4б) для потенциала $V(x)$. Перепишем это уравнение в виде

$$\frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = -\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) [E - V(x)] \varphi(x) \quad (11a)$$

и исследуем его свойства для различных значений энергии E , рассматриваемой как параметр, т. е. для $E \leq V_0$, $V_- \geq E > V_0$, $V_+ \geq E > V_-$ и для $E > V_+$. Легко понять, что дифференциальное уравнение (11a) имеет решения для *всех* этих значений E , но не все решения физически приемлемы.

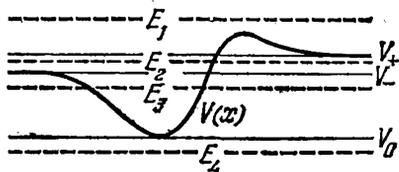


Рис. 11А. Частный случай потенциала, приближающегося к постоянному значению V_+ и V_- , когда x стремится $+\infty$ и $-\infty$ соответственно.

Мы хотим исследовать свойства уравнения Шредингера для разных значений полной энергии E . Горизонтальные пунктирные линии соответствуют различным возможным значениям энергии.

При графическом представлении комплексных (в общем случае) волновых функций возникают некоторые трудности. Есть возможность показать на графике ход абсолютного значения волновой функции. Другая возможность заключается в рассмотрении вещественных реше-

ний уравнения (11a). Мы замечаем, что если $\varphi(x)$ — некоторое (комплексное) решение уравнения (11a), то $\varphi^*(x)$ также будет решением, если только величины E и $V(x)$ вещественны. Сумма $[\varphi(x) + \varphi^*(x)]/2$ и разность $[\varphi(x) - \varphi^*(x)]/2i$ этих решений также будут решениями, и притом вещественными, и мы можем изобразить их на графике.

12. Рассмотрим сначала поведение вещественных решений в области, где $[E - V(x)] < 0$. Из уравнения (11a) видно, что в этой области вторая производная волновой функции имеет *тот же* знак, что и сама функция. Отсюда следует, что если функция не проходит через нуль в этом интервале, то она должна быть обращена «выпуклостью» в сторону оси x , как показано на рис. 12А, а для двух интервалов оси x . Если же волновая функция пересекает ось x , она будет удаляться от оси по обе стороны от точки пересечения (рис. 12А, б). Волновая функция может также асимптотически приближаться к оси x слева или справа, как показано для двух интервалов оси x на рис. 12А, в.

Мы приходим к выводу, что если $V(x) > E$ для *всех* значений x , то не существует физически приемлемых решений (11a), так как при этом абсолютное значение волновой функции неограниченно растет слева или справа или с обеих сторон рассматриваемого интервала. В применении к рис. 11А такой вывод означает, что физическая система не может иметь энергии E , меньшей V_0 .

13. Рассмотрим теперь поведение волновой функции в области, где $[E - V(x)] > 0$. В этом случае знак второй производной *противоположен* знаку самой волновой функции. Поэтому волновая

функция должна быть обращена «вогнутостью» в сторону оси x , как показано на рис. 13А, а для двух интервалов оси x . Если волновая функция пересекает ось x , то по обе стороны от точки пересечения она будет обращена вогнутостью в сторону оси x . Это показано на рис. 13А, б, который следует сравнить с рис. 12А, б.

В этих условиях волновая функция может несколько раз пересекать ось x , и мы получаем «осциллирующую» волновую функцию, показанную на рис. 13А, в.

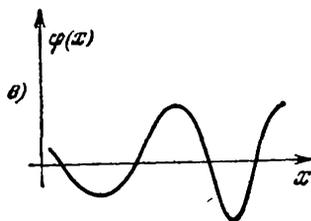
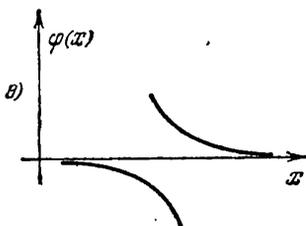
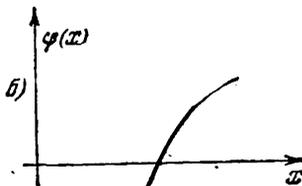
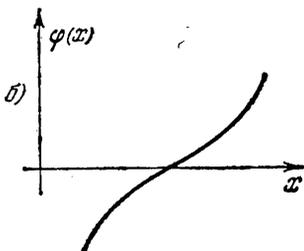
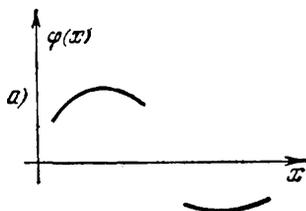
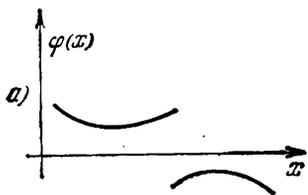


Рис. 12А. Показанные на графиках сегменты иллюстрируют поведение (вещественной) волновой функции в области, где $E < V(x)$. В этом случае знак второй производной противоположен знаку самой волновой функции.

Рис. 13А. Показанные на рисунке сегменты иллюстрируют поведение (вещественной) волновой функции в области, где $E > V(x)$. Знак второй производной противоположен знаку самой волновой функции. Читатель должен внимательно сравнить этот рисунок с рис. 12А.

14. Рассмотрим, наконец, случай, когда $[E - V(x)] = 0$ во всей области. (Такая, весьма специфическая, ситуация может возникнуть лишь в том случае, когда потенциал $V(x)$ постоянен.) Вторая производная волновой функции будет равна нулю; следовательно, первая — постоянна. Самой волновой функции соответствует прямая линия, как это показано на рис. 14А, б.

Заметим теперь, что для потенциала, показанного на рис. 11А, физические приемлемая волновая функция и ее первая производная не могут обращаться в нуль в одной и той же точке, так как в этом случае волновая функция обратилась бы в нуль всюду. Высказанное утверждение является теоремой, доказываемой в теории обычных дифференциальных уравнений. Именно вследствие такой теоремы сегменты кривых, показанных на рис. 12А, 13А и 14А, нигде *не касаются* оси x , хотя могут пересекать ее или асимптотически к ней приближаться.

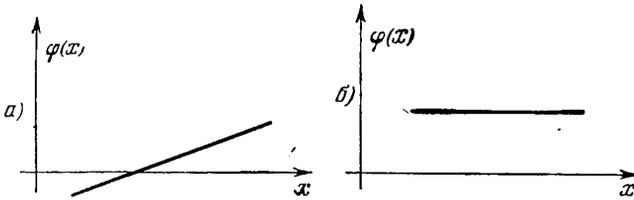


Рис. 14А. Поведение вещественной волновой функции в области, где $E=V(x)$. Это весьма специальный случай, для осуществления которого необходимо, чтобы потенциал $V(x)$ был постоянен во всей области. Вторая производная волновой функции равна нулю, и сама функция изображается прямой.

15. Мы изучили *локальное* поведение волновой функции при различных значениях разности $E-V(x)$. Теперь рассмотрим свойства волновой функции *в целом* при *всех* значениях x для потенциала, показанного на рис. 11А. Для этого нам придется наложить на возможные решения дифференциального уравнения (11а) условия, которым должна удовлетворять физически приемлемая волновая функция.

Начнем со случая, когда энергия $E > V_+$ (пунктирная линия E_1 на рис. 11А). Особенность этого случая в том, что $|E - V(x)| > 0$ для любых x и решение во всей области, и в частности в $+\infty$ и $-\infty$, имеет характер осцилляций. Оно остается осциллирующим при $+\infty$ и $-\infty$ и в том случае, если энергия E меньше максимального значения потенциала $V(x)$, но $E > V_+$. В этом случае мы имеем дело с задачей о проникновении через потенциальный барьер. Итак, для *любого* $E > V_+$ можно найти два линейно независимых решения, осциллирующих на бесконечности, и этим решениям соответствуют бегущие волны. Физическая интерпретация таких решений была рассмотрена в гл. 7. При заданной энергии E решение не нормировано к единице, но, взяв суперпозицию (непрерывную) решений в виде бегущей волны, можно образовать нормированное решение. В п. 51 гл. 7 мы условились называть решение, отвечающее определенному E и осциллирующее при $+\infty$ и $-\infty$, «несобственной» волновой функцией, и для *любого* $E > V_+$ мы имеем две линейно независимые «несобственные» волновые функции. Эти волновые функции или, вернее, образованные из них волновые пакеты, могут описывать, например, падающую на барьер слева частицу. Она отражается обратно и частично проходит вправо. Аналогично, частица может приходить справа.

16. Теперь рассмотрим случай $V_+ > E > V_-$. При этом для правой части рисунка $[E - V(x)] < 0$, а для левой части $[E - V(x)] > 0$. Такого рода задача была рассмотрена в пп. 21—25 гл. 7. В этом случае для правой области физически приемлемо лишь *одно* из двух линейно независимых решений, а именно то, которое стремится к нулю при x , стремящемся к $+\infty$ (см. правый сегмент рис. 12А, в). Продолженное влево, такое решение приобретает характер осциллирующий в области, где $[E - V(x)] > 0$. (Разумеется, волновая функция и ее первая производная должны быть всюду непрерывны, иначе решение не будет *общим* решением уравнения Шредингера.) Итак, если энергия E такова, что $V_+ > E > V_-$, мы имеем *одну* («несобственную») волновую функцию, которая описывает отражение входящей слева частицы от потенциального «горба». Такая задача была рассмотрена в гл. 7.

17. Обратимся теперь к случаю $V_- > E > V_0$. Он соответствует энергии E на рис. 11А, когда справа и слева имеются области, для которых $[E - V(x)] < 0$, а для области в середине $[E - V(x)] > 0$. Две граничные точки, отделяющие эти области друг от друга, являются *классическими точками поворота*. Обозначим их x_1 и x_2 .

Слева от x_1 волновая функция асимптотически приближается к оси x , как показано на левом сегменте рис. 12А, в. (У волновой функции может быть другой знак, но это не имеет значения.) Другой возможностью для волновой функции является монотонное возрастание при x , стремящемся к $-\infty$. Но постоянно возрастающая волновая функция не будет физически приемлемым решением. Поведение волновой функции справа от x_2 передается правым сегментом рис. 12А, в. В области, лежащей между точками x_1 и x_2 , волновая функция осциллирует, и здесь мы имеем два линейно независимых и физически приемлемых решения. Задача заключается в «согласовании» различных типов решений с тем, чтобы получить физически приемлемую волновую функцию, всюду непрерывную вместе со своей первой производной*). *Это не может быть сделано для произвольного значения энергии E . Физически приемлемые решения (они должны быть квадратично интегрируемы) существуют лишь для определенных дискретных значений энергии E . Каждой такой энергии отвечает связанное стационарное состояние системы.*

18. Сказанное поможет нам понять рис. 18А. Возьмем для энергии E некоторое значение $V_- > E > V_+$. Чтобы удовлетворить физическим условиям «слева», мы должны выбрать в качестве решения волновую функцию, асимптотически приближающуюся к оси x при x , стремящемся к $-\infty$. В точке поворота x_1 решение «слева» должно быть «согласовано» с осциллирующим решением для области (x_1, x_2) . Требование непрерывности самой волновой функции и ее первой производной приводит к *единственности* решения в этой области. Полученное решение опять должно быть

*) «Согласование» выполняется, конечно, автоматически, если мы находим полное решение волнового уравнения.

согласовано с решением для области «справа» от x_2 , которое в свою очередь *единственно*. Это последнее решение, если значение энергии E выбрано верно, должно вести себя так, как кривая на правом сегменте рис. 12А, в, т. е. волновая функция справа от x_2 должна асимптотически приближаться к оси x . При неверном выборе энергии E волновая функция будет удаляться от оси x , что означает физически неприемлемое решение. Требование асимптотического приближения волновой функции к оси x слева и справа от

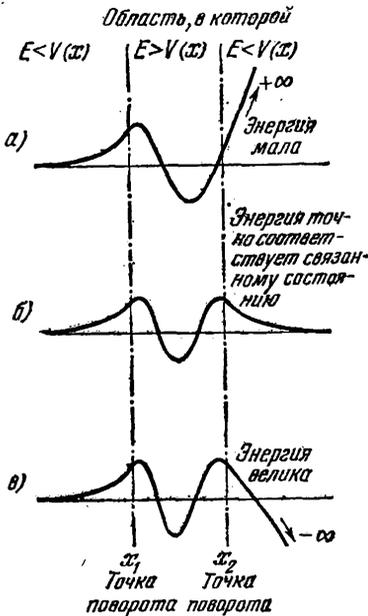


Рис. 18А. Схема, показывающая, как ведут себя решения уравнения Шредингера, асимптотически стремящиеся к нулю при $x \rightarrow -\infty$.

Три кривые отвечают решениям при трех различных значениях энергии. Решения при $x \rightarrow +\infty$ расходятся, стремясь к $+\infty$ или $-\infty$, пока энергия не примет «точно определенное» значение. Неограниченные решения дифференциального уравнения физически неприемлемы: они не дают решения проблемы Шредингера. «Точно определенному» значению энергии отвечает кривая б; она асимптотически приближается к нулю при $x \rightarrow +\infty$ и представляет собой волновую функцию связанного состояния.

ответствующая наиболее высокому *дискретному* уровню энергии, имеет четыре экстремума и три нуля. Для более глубокой потенциальной ямы мы имели бы большее число связанных состояний, и в предельном случае ямы с бесконечно высокими стенками (эта задача обсуждалась в п. 4) число связанных состояний бесконечно велико. Сравнив рис. 4А, б и 19А, читатель увидит, что

точек поворота в общем случае невыполнимо. Оно удовлетворяется лишь для некоторых дискретных значений E , которые должны быть больше V_0 . Мы уже отмечали, что при $E < V_0$ не существует физически приемлемых решений.

Для потенциала, показанного на рис. 11А, схема уровней состоит из дискретного ряда уровней (в нем может не быть ни одного уровня), расположенных между V_0 и V_- , и непрерывной последовательности уровней при энергиях, больших V_- .

19. На рис. 19А показана простая одномерная задача, принадлежащая к задачам рассматриваемого выше типа. В этом случае возможно сравнительно простое аналитическое решение. На рис. 19А $V_+ = V_-$ и потенциал в промежутке $(-a, a)$ постояен. Справа на рисунке показана схема уровней, которых всего четыре. Они расположены ниже области непрерывного спектра. В левой части рисунка показаны волновые функции четырех связанных состояний. Заметим, что первая волновая функция имеет один экстремум (и ни одного нуля), вторая — два экстремума (и один нуль), а четвертая волновая функция, со-

для обоих случаев положение уровней четырех первых связанных состояний аналогично, хотя и не совпадает полностью.

Рекомендуем читателю найти четыре связанных состояния для задачи рис. 19А.

Теперь мы понимаем, почему с точки зрения теории Шредингера квантовомеханическая система имеет связанные состояния и почему выше определенного значения энергии возникает непрерывный спектр состояний. Его начало соответствует энергии, при которой система диссоциирует. В нашем простом случае такая диссоциация означает, что частица ведет себя как «волновой пакет», распространяющийся далеко от «центральной области».

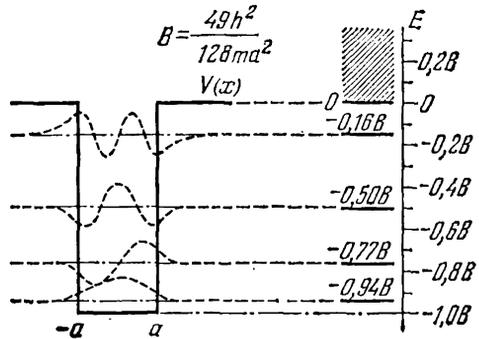


Рис. 19А. Частица в потенциальной яме глубины B . Слева показан потенциал, справа — уровни энергии. Имеются четыре связанных состояния (четыре дискретных уровня энергии). Соответствующие волновые функции показаны слева. Они совмещены с графиком потенциала. Область непрерывного спектра примыкает к верху ямы и заштрихована.

20. Поговорим теперь о том, как понять рассмотренное в п. 38 гл. 3 явление, которое заключается в том, что уровни энергии расположены выше нижней границы непрерывного спектра (см. схему уровней на рис. 38А гл. 3, стр. 130).

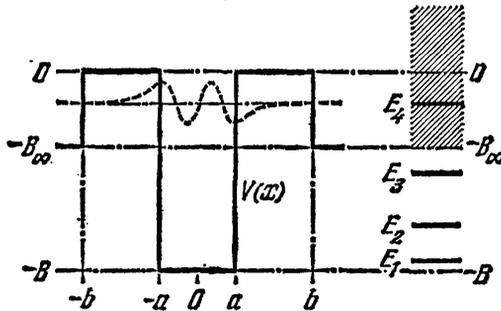


Рис. 20А. Модификация состояния, показанного на рис. 19А

Потенциал идентичен с потенциалом предыдущего рисунка лишь в интервале $(-b, +b)$, а за его пределами имеет постоянное значение $-B_\infty < 0$. Область непрерывного спектра начинается при $-B_\infty$ и существуют лишь три стационарных состояния. Однако если b очень велико (т. е. если барьер очень широк), то существует четвертое почти стационарное состояние. Соответствующий виртуальный уровень обозначен символом E_4 . Он отвечает четвертому стационарному уровню на рис. 19А.

Рассмотрим показанную на рис. 20А одномерную задачу. Она отличается от задачи рис. 19А тем, что за пределами ямы потенциал не постоянен, а уменьшается скачком до значения $-B_\infty$ на некотором расстоянии b от ямы. Предположим, что после скачка потенциал сохраняет постоянное значение $-B_\infty$.

В соответствии с нашей теорией непрерывный спектр начинается при энергии $-B_\infty$. Как показано на рис. 20А, при не слишком малых значениях b существуют три связанных состояния. Отвечающие им уровни энергии весьма близки к трем первым уровням энергии на рис. 19А, пока постоянная b велика, т. е. пока оба барьера, показанные на рис. 20А, достаточно широки. Ограничимся случаем широкого барьера (b достаточно велико). Если b бесконечно велико, задача рис. 20А переходит в задачу рис. 19А: Область непрерывного спектра начинается при нулевой энергии, и существует четвертое связанное состояние с энергией E_4 . Для любого конечного значения b мы имеем лишь три связанных состояния и непрерывный спектр, начинающийся при энергии, равной $-B_\infty$. Предположим, однако, что ширина ямы, в которой находится, например, электрон, имеет типичные атомные размеры, что ее глубина порядка 10 эв , а величина b превосходит 1 км . В этих условиях трудно понять, чем отличаются ситуации, показанные на рис. 20А и рис. 19А. Здравый смысл подсказывает, что в обоих случаях поведение частицы *вблизи ямы* должно быть одно и то же, и мы ожидаем поэтому, что четвертый уровень из схемы уровней рис. 19А будет существовать и в задаче рис. 20А. Тщательное математическое исследование задачи, которое мы не можем здесь выполнить, подтверждает сказанное. Мы приведем лишь общий ход доказательства.

21. Рассмотрим, как зависит в обоих случаях шредингеровская волновая функция $\psi(x, t)$ от времени. Предположим, что в момент $t=0$ эта функция идентична четвертой собственной функции, показанной на рис. 19А. Ей соответствует собственная энергия четвертого уровня $E_4 \approx -0,16B$. Иными словами,

$$\psi(x, 0) = \varphi_4(x), \quad (21a)$$

где волновая функция $\varphi_4(x)$ — та волновая функция, которая показана на уровне E_4 на рис. 19А и повторена на рис. 20А. Заметим, что за пределами ямы эта функция быстро стремится к нулю.

Легко получить решение задачи рис. 19А для зависящего от времени уравнения Шредингера при начальных условиях (21a). Поскольку функция $\varphi_4(x)$ является собственной функцией дифференциального оператора Шредингера, то сразу же имеем

$$\psi(x, t) = \varphi_4(x) \exp\left(-\frac{itE_4}{\hbar}\right), \quad (21b)$$

так как состояние $\psi(x, t)$ стационарное. Теперь можно написать выражение для вероятности $P(t)$ того, что частица находится *внутри* ямы:

$$P(t) = \int_{-a}^a dx |\psi(x, t)|^2 = P(0). \quad (21c)$$

Эта вероятность не зависит от времени, что опять отражает стационарный характер волновой функции $\psi(x, t)$. Заметим, что интеграл в (21c) берется только в пределах ямы, т. е. от $-a$ до $+a$.

22. Если попытаться решить ту же задачу для ситуации, показанной на рис. 20А, при начальных условиях (21а), то окажется, что решение *не будет* иметь вида (21б), хотя оно к нему близко. Действительно, получив зависящую от времени волновую функцию $\psi(x, t)$ для задачи рис. 20А, мы нашли бы, что вероятность $P(t)$ не остается постоянной, а имеет вместо (21с) следующую приближенную зависимость от времени:

$$P(t) = \int_{-a}^{+a} dx |\psi(x, t)|^2 \approx P(0) \exp(-t/T), \quad (22a)$$

где T — положительная постоянная, имеющая размерность времени. Подчеркиваем *приближенный* характер формулы (22а): она пригодна для не «слишком больших» времен t . Доказательство приведенного результата завело бы нас слишком далеко. Ограничимся поэтому лишь тем, что покажем его правдоподобность.

Результат (22а) можно интерпретировать следующим образом. Если частица в момент $t=0$ находится в «яме» и ее энергия близка к E_4 , то она может покинуть яму. Если T велико (случай большой ширины ямы b), то частица будет долго находиться в яме и мы имеем *приближенно стационарное состояние*. Время T есть среднее время жизни состояния. При b , стремящемся к бесконечности, T также стремится к бесконечности и состояние становится *строго* стационарным (см. рис. 19А). Если b стремится к a , то время T уменьшается и в пределе $b=a$ «состояние» с энергией E_4 теряет свой смысл квазистационарного состояния.

Полученный результат объясняет, почему на рис. 20А уровень с энергией E_4 находится *внутри* непрерывного спектра: он соответствует приближенно стационарному состоянию. Такие уровни часто называют *виртуальными* уровнями энергии.

Качественно результат (22а) можно понять как следствие проникновения через барьер, рассмотренного в гл. 7. Частица с энергией E_4 , помещенная в яму, осталась бы в ней согласно классической механике навсегда. В рамках квантовой механики дело обстоит иначе: частица может выйти с одной или другой стороны ямы. Чем шире барьер, тем дольше он удерживает частицу и тем больше время T . При очень больших T частица многократно ударяется о стенки ямы и ее поведение приближенно описывается волновой функцией стационарного состояния.

23. До сих пор задача нахождения стационарных состояний каждый раз сводилась к подгонке осциллирующей волновой функции в двух классических точках поворота. Волновая функция основного состояния имеет один экстремум и ни одного нуля. Волновая функция следующего состояния обладает двумя экстремумами и однажды проходит через нуль. В общем случае волновая функция m -го состояния имеет m экстремумов и $(m-1)$ нулей. Для обозначения квантового состояния будем пользоваться квантовым числом n , равным числу нулей волновой функции. Таким

образом, квантовое число основного состояния будет $n=0$ и n -е возбужденное состояние имеет квантовое число n . Волновая функция, отвечающая квантовому числу n , имеет $(n+1)$ экстремумов.

Опишем теперь *приближенный* метод определения уровней энергии частицы в потенциальной «яме», показанной на рис. 23А сплошной кривой. Пунктирной прямой показана энергия E_6 шестого возбужденного состояния, а осциллирующая пунктирная кривая соответствует волновой функции этого состояния.

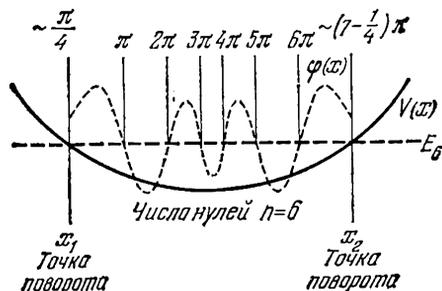


Рис. 23А. Иллюстрация так называемого приближенного ВКБ-метода.

Чтобы найти $(n+1)$ состояние (т. е. n -е возбужденное состояние), подбираем такое значение энергии, чтобы между классическими точками поворота уместилось $(n+1/2)$ «полуволн». Местная (локальная) длина волны определяется полной энергией и потенциалом в данной точке. Потенциал показан сплошной кривой; пунктиром — волновая функция (между точками поворота) для шестого возбужденного состояния; над точками поворота и точками прохождения волновой функции через нуль указаны фазы $f(x)$. В данном случае полное изменение фазы между точками поворота удовлетворяет условию $\Delta f \approx (n+1/2)\pi = (6+1/2)\pi$.

равным $k\pi$ (где k — целое число), через нуль. Рассмотрим изменение фазы Δf волновой функции между точками поворота

$$\Delta f = f(x_2) - f(x_1). \quad (24b)$$

Из рис. 23А следует, что изменение фазы волновой функции близко к $(6+1/2)\pi$. Это наводит нас на мысль, что для волновой функции n -го состояния изменение фазы $f(x)$ между точками поворота будет близко к

$$\Delta f_n \approx (n+1/2)\pi. \quad (24c)$$

Мы выбрали выражение (24с) для удобства, чтобы иметь простую формулу. Более корректно было бы написать *неравенство* для разности фаз:

$$(n+1)\pi \geq \Delta f_n > n\pi, \quad (24d)$$

в справедливости которого читатель легко убедится. Обращаясь к рис. 4А, в (стр. 311), мы видим, что в данном случае реализуется верхний предел неравенства (24d). Для третьего возбужденного

кривая соответствует волновой функции этого состояния. Волновая функция вычерчена лишь для области между точками поворота x_1 и x_2 [которые определены условиями $V(x_1) = V(x_2) = E_6$]. За пределами этого интервала волновая функция асимптотически приближается к оси x .

24. Предположим, что мы пытаемся представить волновую функцию, показанную пунктиром на рис. 23А, в виде

$$\varphi(x) = A(x) \sin [f(x)]; \quad (24a)$$

здесь $A(x)$ — положительная амплитуда; $f(x)$ — фаза, монотонно растущая при увеличении x . Каждый раз, когда значение фазы $f(x)$ становится волновая функция проходит

состояния на рис. 19А мы оказываемся близки к нижнему пределу. Выражение (24с) является, таким образом, некоторым приближением.

25. Постараемся теперь получить приближенное выражение для изменения фазы волновой функции в зависимости от энергии E . Рассмотрим сначала область, где потенциал постоянен и равен V . В этом случае, если $E > V$, волновая функция имеет вид

$$\varphi(x) = A \sin \left[(x - x_0) \frac{p}{\hbar} \right]; \quad (25a)$$

здесь A и x_0 — постоянные, а импульс

$$p = \sqrt{2m(E - V)}. \quad (25b)$$

Сравнивая (25a) и (24a), находим

$$f(x) = (x - x_0) \left(\frac{p}{\hbar} \right). \quad (25c)$$

При смещении вправо на расстояние dx изменение фазы оказывается равным

$$df = \left(\frac{p}{\hbar} \right) dx = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - V)} dx. \quad (25d)$$

Предположим, что выражение (25d) дает *приближенное* значение изменения фазы и в том случае, когда потенциал $V(x)$ не постоянен и зависит от координаты x . Такое приближение выполняется тем лучше, чем медленнее меняется потенциал $V(x)$. В таком приближении *полное* изменение фазы между точками поворота x_1 и x_2 равно

$$\Delta f = \int_{x_1}^{x_2} \frac{df}{dx} dx \approx \frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m[E - V(x)]}. \quad (25e)$$

Применим полученный результат к случаю $(n + 1)$ стационарного состояния с энергией $E = E_n$. Полное изменение фазы приближенно равно $(n + \frac{1}{2})\pi$ [см. (24с)], и, приравнявая выражения (25e) и (24с), получаем

$$\int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m[E_n - V(x)]} \approx (n + \frac{1}{2}) \pi \hbar. \quad (25f)$$

26. С помощью уравнения (25f) можно определить энергию E_n для $(n + 1)$ -го стационарного состояния. Прежде всего необходимо найти точки поворота x_1 и x_2 в зависимости от энергии E , решив для этого уравнения

$$V(x_1) = V(x_2) = E, \quad x_2 > x_1. \quad (26a)$$

Обозначим соответствующие решения через $x_1(E)$ и $x_2(E)$. Затем вычислим интеграл

$$g(E) = \int_{x_1(E)}^{x_2(E)} dx \sqrt{2m[E - V(x)]}, \quad (26b)$$

который даст нам функцию $g(E)$. Наконец, чтобы получить энергию E_n , решим уравнение

$$g(E) = (n + 1/2) \pi \hbar, \quad (26c)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

Итак, мы рассмотрели *приближенный* метод определения уровней энергии частицы в «потенциальной яме», пример которой показан на рис. 23А. Он известен под названием *ВКБ-метода* *) и во многих случаях позволяет получить весьма точные результаты. Он заведомо пригоден, если нам достаточно грубого определения уровней энергии. Рассмотренный метод основан на той же идее, что и приближение, использованное при выводе формулы (36b) гл. 7 (стр. 291) для прозрачности потенциального барьера. В обоих случаях возникают интегралы одного типа.

Интересно отметить, что уравнение (25f), полученное нами на основе волновых представлений, идентично так называемым квантовым условиям Бора — Зоммерфельда в старой теории Бора. Таким образом, теперь можно понять, почему эта теория столь хорошо работает в некоторых случаях и терпит неудачу в других: уравнение (25f) не является строгим, оно приближенное.

Гармонический осциллятор. Колебательное и вращательное возбуждения молекул

27. Применим теперь наш приближенный метод к одной из наиболее важных задач о собственных значениях, а именно к задаче об уровнях энергии одномерного гармонического осциллятора. В данном случае потенциал $V(x)$ равен

$$V(x) = \frac{K}{2} x^2, \quad (27a)$$

где K — «постоянная пружины». Если m — масса частицы, то (угловая) частота колебаний ω_0 , согласно классической теории, равна

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}. \quad (27b)$$

Для применения описанного в п. 26 приближенного метода необходимо начать с определения координат точек поворота. Они

*) По имени его авторов Вентцеля, Крамерса и Бриллюэна. См. Kramers H. A., *Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung*, Zs. f. Phys. 39, 828 (1926).

расположены симметрично по отношению к началу координат, и мы обозначим их через $x_1 = -x_0$ и $x_2 = x_0$. В согласии с (26a) имеем

$$x_0(E) = \sqrt{\frac{2E}{K}}, \quad E = \frac{K}{2} x_0^2. \quad (27c)$$

Теперь найдем определяемую формулой (26b) функцию $g(E)$:

$$g(E) = \int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m[E - V(x)]} = \int_{-x_0}^{+x_0} dx \sqrt{Km(x_0^2 - x^2)}. \quad (27d)$$

Перейдем к новой переменной θ с помощью подстановки $x = x_0 \sin \theta$. Получаем

$$g(E) = 2\sqrt{Kmx_0^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos^2 \theta = \pi E \sqrt{\frac{m}{K}}, \quad (27e)$$

где x_0 исключено с помощью равенства (27c). Подставляя полученное выражение для $g(E)$ в (26c), получаем для энергии E_n $(n+1)$ -го стационарного состояния гармонического осциллятора весьма простое выражение:

$$E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_0; \quad (27f)$$

здесь $n = 0, 1, 2, \dots$ — любое целое неотрицательное число.

28. Точное решение уравнения Шредингера (4b) дает в случае гармонического осциллятора, т. е. потенциала $V(x)$, определяемого формулой (27e), такой же результат (27f).

В этой книге нас не интересуют точные решения уравнения Шредингера, и мы не будем искать точного решения задачи о гармоническом осцилляторе. Благодаря замечательной случайности наш приближенный метод дает совершенно точный результат.

На рис. 28А показана схема уровней (слева) и потенциальная функция (справа) гармонического осциллятора. Мы видим [это следует из формулы (27f)], что интервал энергий между смежными уровнями остается постоянным.

(Это свойство уровней называется *эквилидистантностью*.) На рис. 28А за нулевой уровень энергии выбрано дно потенциальной ямы. Разумеется, такой выбор произволен.

Если осциллирующая частица обладает зарядом, то следует ожидать радиационных переходов между различными уровнями. Таким образом, если принять во внимание процессы излучения,

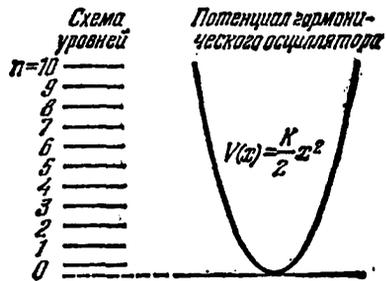


Рис. 28А. Потенциал и уровни энергии гармонического осциллятора. Измеренная от дна потенциальной «ямы» энергия $(n+1)$ -го уровня равна $E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_0$, где ω_0 — классическая частота. Метод ВКБ дает тот же результат, что и строгая теория.

уровни энергии для $n > 0$ перестают быть совершенно стабильными. Можно показать, что для *электрических дипольных переходов* правило отбора заключается в том, что квантовое число n может меняться на единицу. Частота испущенных квантов совпадает с классическим значением ω_0 для *любых* переходов такого рода. Такой же результат следует и из классической теории.

29. Теория гармонического осциллятора имеет в физике весьма большое значение, потому что уравнения движения многих, внешне непохожих физических систем формально эквивалентны уравнениям движения системы гармонических осцилляторов, очень слабо взаимодействующих друг с другом. В первом приближении, когда взаимодействием между осцилляторами пренебрегают, квантовая теория таких систем математически эквивалентна весьма простой теории для системы совершенно независимых гармонических осцилляторов. Последняя система допускает весьма простой анализ, так как каждый осциллятор ведет себя так, как будто бы остальных осцилляторов не было. Очевидно, что, если мы можем описать поведение *одного* из них, мы можем описать и поведение любого их числа.

В качестве примеров таких систем укажем на электромагнитное поле, на упругое колеблющееся твердое тело и на различные квантовые поля. Отметим также, что все молекулы имеют колебательные степени свободы, свойства которых с хорошим приближением описываются теорией гармонического осциллятора. Выражаясь с большей общностью, можно сказать, что теория гармонического осциллятора применима к системам, которые удовлетворяют *линейным* или *приблизительно линейным* уравнениям движения.

30. На рис. 30А показано, что колебания реальной молекулы, а именно молекулы водорода, имеют *приблизительно* гармонический характер. В молекуле водорода оба протона могут колебаться друг относительно друга. Такие колебания можно объяснить с помощью некоторого эффективного потенциала взаимодействия, показанного на рис. 30А, где кривая дает зависимость потенциальной энергии системы (в эв) от расстояния между обоими протонами молекулы водорода. Существование и форма такого эффективного потенциала хорошо объясняются теорией, и ниже мы рассмотрим это объяснение. Для изучения колебательных состояний молекулы H_2 или любой другой двухатомной молекулы мы должны, таким образом, прежде всего определить эффективный потенциал, после чего найти уровни энергии колебательных состояний, решив одномерное уравнение Шредингера для такого потенциала.

Как и раньше (см. рис. 28А), мы выбираем за начало отсчета энергии «дно» потенциальной ямы. Предположим, что если расстояние между протонами r стремится к нулю, то потенциал стремится к бесконечности. Известно, что при стремлении r к бесконечности потенциал стремится к постоянному значению $+4,8$ эв (см. рис. 30А). При такой энергии молекула диссоциирует, и именно отсюда начинается область непрерывного спектра, как это показано

на схеме уровней в левой части рисунка. Таким образом, потенциал двухатомной молекулы не совпадает с потенциалом гармонического осциллятора. Если, однако, не слишком удаляться от дна потенциальной ямы, то с достаточно хорошим приближением потенциальную кривую можно заменить параболой. Действительно, любая гладкая кривая с минимумом и с не равной нулю второй производной в этом минимуме имеет вблизи от него «приблизительно параболическую форму». Поэтому можно ожидать, что при не слишком высоком возбуждении поведение системы будет близко к поведению гармонического осциллятора. Сравнив рис. 28А и 30А, мы обнаружим различие между точно и приближенно гармоническим осциллятором.

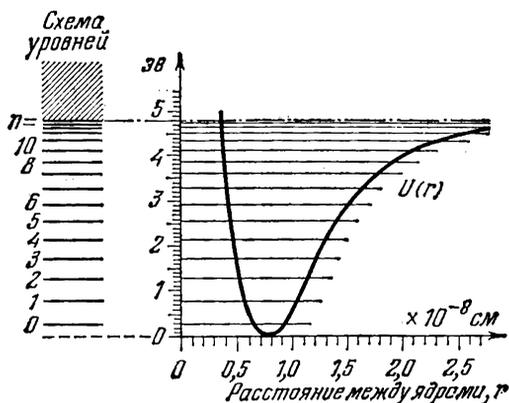


Рис. 30А. Эффективный потенциал взаимодействия между ядрами молекулы водорода (справа) и соответствующая схема уровней (слева).

При небольших энергиях возбуждения молекула ведет себя подобно гармоническому осциллятору. Вблизи минимума кривая потенциальной энергии мало отличается от параболы и нижние уровни близки к уровням гармонического осциллятора (см. рис. 28А). По мере увеличения расстояния между ядрами потенциальная энергия стремится к постоянному значению, к которому примыкает область непрерывного спектра, соответствующая диссоциации. Потенциал $U(r)$ не связан с «новым» типом сил и имеет электромагнитную природу.

На рис. 30А уровни энергии больше не эквидистантны. Они приблизительно эквидистантны лишь при малых возбуждениях, когда амплитуда колебаний невелика. Кроме того, у реальной молекулы имеется лишь *конечное* число колебательных состояний.

Энергия диссоциации молекулы представляет собой энергию, которую надо передать молекуле в ее основном состоянии, чтобы она диссоциировала. Из рис. 30А следует, что энергия диссоциации молекулы водорода близка к 4,5 эв; это — разность энергии между нижней границей непрерывного спектра и энергией основного состояния.

Когда молекула H_2 находится в основном состоянии, среднее расстояние между ядрами (протонами) близко к 0,75 Å. Волновая функция основного состояния концентрируется главным образом вблизи значений r , отвечающих минимуму.

31. Рассмотрим теперь смысл эффективного межъядерного потенциала. Его форма показана в правой части рис. 30А. К такому

потенциалу приводит приближенная теория строения молекулы, известная под названием «приближение Борна — Оппенгеймера». Идея заключается в следующем. Так как ядра молекулы имеют массу, во много раз большую массы электронов, то скорость движения ядер в молекуле весьма мала по сравнению со скоростью электронов. В *первом* приближении можно считать, что ядра неподвижны и находятся на фиксированном расстоянии r_0 друг от друга. Для конкретности рассмотрим молекулу H_2 , но наши рассуждения применимы к любым молекулам. В таком приближении мы должны найти основное состояние двух электронов, находящихся в электростатическом поле обоих протонов. Предположим, что мы решили эту задачу для произвольного расстояния r . В таком случае нам известна функция $U(r)$, представляющая собой зависимость энергии основного состояния *системы* (включая электростатическую энергию отталкивания между двумя протонами) от расстояния r . Для очень малых r энергия $U(r)$ очень велика и положительна, так как электростатическая энергия отталкивания обоих протонов стремится к $+\infty$, когда расстояние r между ними стремится к нулю. Для очень больших r энергия $U(r)$ стремится к постоянному значению U_∞ , которое представляет собой энергию основного состояния двух атомов водорода, разнесенных на бесконечно большое расстояние.

Таким образом, существует область значений r , для которых $U(r) < U_\infty$, как показано на рис. 30А. Функция $U(r)$ имеет минимум в точке $r_0 \approx 0,75 \text{ \AA}$.

Наименьшее возможное значение энергии молекулы в предположении, что оба протона неподвижны, обозначим через $U(r_0)$. В качестве первого шага теория Борна — Оппенгеймера принимает, что это и есть энергия основного состояния молекулы.

32. Протоны, однако, движутся, и следующим шагом в приближении Борна — Оппенгеймера будет предположение, что это движение сводится к колебанию около «равновесного» положения r_0 . Эффективная потенциальная энергия этих (медленных) колебаний (которые должны, конечно, описываться квантовомеханически) дается функцией $U(r)$, определенной на первом этапе рассматриваемого приближения.

Таким образом, функция $U(r)$ является эффективной потенциальной энергией для второго шага приближения Борна — Оппенгеймера, в котором учитываются колебания обоих протонов *друг относительно друга*. В рассматриваемой теории *фундаментальным* взаимодействием, определяющим строение молекулы, является электростатическое взаимодействие между четырьмя заряженными частицами молекулы водорода. Эффективный потенциал $U(r)$ возникает как следствие такого взаимодействия и описывает хорошо известные силы. Можно сказать, что за этим потенциалом скрываются электростатические силы. *Это важнейший момент наших рассуждений.*

33. Задача получения явного выражения для $U(r)$ лежит за пределами этой книги. Попробуем, однако, дать качественное объ-

яснение тому, что потенциал $U(r)$ может иметь минимум. Для этого следует убедиться, что существует такая конфигурация *частиц* в молекуле, для которой электростатическая энергия меньше (т. е. выражается большим отрицательным числом), чем для двух разнесенных на бесконечно большое расстояние атомов водорода. Это необходимое, хотя и недостаточное условие молекулярной связи.

Обратимся к показанной на рис. 33А конфигурации. Здесь оба электрона и оба протона расположены в вершинах квадрата со стороной a . Линии символизируют электростатическое взаимодействие между шестью парами частиц. Для такой особой конфигурации полная электростатическая потенциальная энергия $E'_{\text{пот}}$ равна

$$E'_{\text{пот}} = +2 \frac{e^2}{a \sqrt{2}} - 4 \frac{e^2}{a} = \frac{e^2}{a} (\sqrt{2} - 4). \quad (33a)$$

Ее следует сравнить с полной потенциальной энергией $E''_{\text{пот}}$ двух атомов водорода, удаленных на большое расстояние друг от друга. Эта потенциальная энергия равна

$$E''_{\text{пот}} = -2 \frac{e^2}{a_0}, \quad (33b)$$

где a_0 — борковский радиус. В частном случае $a = a_0$ разность энергий $E'_{\text{пот}}$ и $E''_{\text{пот}}$ отрицательна:

$$\Delta E'_{\text{пот}} = E'_{\text{пот}} - E''_{\text{пот}} = \frac{e^2}{a} (\sqrt{2} - 2) \approx -1,2R_{\infty}; \quad (33c)$$

здесь R_{∞} — постоянная Ридберга, $R_{\infty} = e^2/(2a_0) \approx 13,6 \text{ эв}$.

Итак, мы показали, что существует некоторая конкретная конфигурация, для которой величина $\Delta E_{\text{пот}}$ отрицательна. Очевидно, что эта величина останется отрицательной и для соседних конфигураций: частицы не должны быть расположены точно в вершинах квадрата.

34. Полная энергия молекулы водорода является суммой ее потенциальной и кинетической энергий. Вспомним теперь наши рассуждения в п. 14 гл. 6 (стр. 231) о роли принципа неопределенности в строении атома водорода. Мы пришли к выводу, что электронам в молекуле водорода должно быть доступно «значительное пространство», в противном случае, как следует из принципа неопределенности, их кинетическая энергия будет слишком велика.

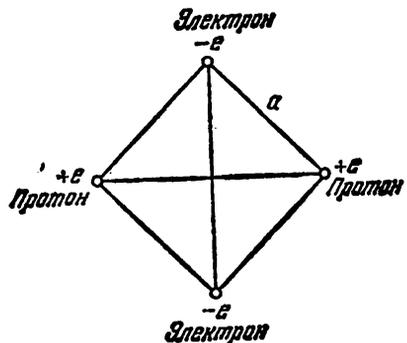


Рис. 33А. При $a = a_0$ потенциальная энергия показанной на схеме системы меньше полной потенциальной энергии двух атомов водорода, разнесенных на большое расстояние. В такой «молекуле» расстояние между электроном и протоном то же, что в атоме водорода, и можно думать, что она образуется при «соприкосновении» двух атомов. Этот пример показывает, что между двумя атомами водорода могут возникнуть силы притяжения, но ни в какой мере не служит доказательством существования стабильной молекулы.

Рассматривая атом водорода, мы пришли к выводу, что если неопределенность в положении электрона равна a_0 (это означает, что электрон «занимает» область с линейными размерами a_0), то его кинетическая энергия будет порядка R_∞ . Те же рассуждения применимы и к молекуле водорода: если ее кинетическая энергия имеет такой же порядок величины, электроны должны занимать область, размер которой близок к a_0 .

Чтобы продвинуться в наших рассуждениях дальше, следует ограничить положение электронов различными возможными областями и вычислить для каждой из них потенциальную и кинетическую энергии, приняв при этом во внимание принцип неопределенности. Это не очень легко, и мы не будем пытаться это проделать. Лучший способ решения этой задачи — подбор подходящей волновой функции, описывающей оба электрона, и последующее вычисление на основе теории Шредингера энергии, соответствующей данной волновой функции. Мы не рассматривали волновой функции двух частиц и не подготовлены поэтому к решению подобных задач*).

В свете сказанного читатель подготовлен, вероятно, к тому, чтобы поверить в существование минимума полной энергии $U(r)$ при некотором значении расстояния между ядрами r . Как и в атоме водорода, такой минимум возникает в результате компромисса: электроны должны занимать достаточно большую часть пространства, чтобы кинетическая энергия была мала, и достаточно малую, чтобы потенциальная энергия имела подходящую величину. Грубо говоря, полная потенциальная энергия *отрицательна* и в первом приближении обратно пропорциональна «размеру» молекулы, тогда как кинетическая энергия *положительна* и обратно пропорциональна *квадрату «размера»*. Для некоторого оптимального размера сумма обеих энергий имеет минимум.

35. Теперь попытаемся оценить «типичную» частоту колебаний в двухатомной молекуле. Вблизи минимума (при $r = r_0$) кривую потенциальной энергии можно заменить параболой. Таким образом, потенциал $U(r)$ равен

$$U(r) \sim \frac{(r-r_0)^2}{a_0^2} R_\infty + U(r_0). \quad (35a)$$

Это разумное предположение. При $r = r_0$ правая часть выражения дает верное значение потенциала $U(r_0)$. Для $|r-r_0| = a_0$ потенциал больше чем $U(r_0)$ на величину R_∞ . Размер молекулы близок к a_0 , а энергия связи — к R_∞ ; мы предполагаем, что потенциальная кривая примерно имеет такую форму.

Правая часть выражения (35a) представляет собой потенциал гармонического осциллятора. «Постоянная пружины» K такого

* Первая удачная теория молекулярной связи была дана в работе: Heitler W., London F., Wechselwirkung neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik, Zs. f. Phys. 44, 455 (1927).

осциллятора равна

$$K \sim \frac{2R_\infty}{a_0^2} = \frac{\alpha^2 mc^2}{a_0^2}. \quad (35b)$$

Предположим, что эффективная масса осциллятора равна M . Тогда получаем следующее выражение для частоты колебаний ω_v :

$$\omega_v = \sqrt{\frac{K}{M}} \sim \alpha^2 \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right) \sqrt{\frac{m}{M}}, \quad (35c)$$

где использовано выражение $a_0 = \alpha^{-1}(\hbar/mc)$ для боровского радиуса. Подчеркиваем, что оценка (35с) дает лишь порядок величины.

В гл. 2 мы рассматривали характерные для атомной физики величины и показали, что величина

$$\omega_e = \alpha^2 \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right) \quad (35d)$$

является «типичной» частотой для оптических переходов в атомах или молекулах, т. е. для таких переходов, при которых происходит изменение электронной конфигурации. Теперь можно переписать (35с) в виде

$$\omega_v \sim \omega_e \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (35e)$$

Для всех молекул величина M имеет порядок массы ядра, тогда как m — масса электрона. «Типичные» электронные частоты ω_e лежат в видимой области электромагнитного спектра. Мы видим, что «типичные» частоты колебаний ядер в молекуле ω_v меньше частоты ω_e на множитель $\sqrt{m/M}$, т. е. они приходятся на инфракрасную часть спектра. Это предсказание подтверждается опытом.

Таблица 35 А

Частоты колебаний некоторых двухатомных молекул

Молекула	Частота, гц	Волновое число, см ⁻¹	Молекула	Частота, гц	Волновое число, см ⁻¹
C ₂	4,921·10 ¹³	1641,35	CO	6,506·10 ¹³	2170,21
N ₂	7,074·10 ¹³	2359,61	IBr	0,805·10 ¹³	268,4
O ₂	4,374·10 ¹³	1580,36	S ₂	2,176·10 ¹³	725,68
NO	5,708·10 ¹³	1904,03			

36. Найдём, чему равна эффективная масса M двухатомной молекулы, если массы ядер равны M_1 и M_2 . Оба ядра совершают колебания друг относительно друга так, что их центр масс лежит на линии, соединяющей ядра. Обозначим через r расстояние между ядрами, а через r_1 и r_2 — расстояние до центра масс первого и

второго ядра соответственно, как показано на рис. 36А. Кинетическая энергия такой системы равна

$$T = \frac{1}{2} M_1 \dot{r}_1^2 + \frac{1}{2} M_2 \dot{r}_2^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right) \dot{r}^2. \quad (36a)$$

Точками обозначены производные по времени. Потенциальная энергия нашего осциллятора определена выражением (35а) и зависит от r , а кинетическая энергия, определенная (36а), зависит от \dot{r} . Эффективной массой M осциллятора является коэффициент при $\dot{r}^2/2$, т. е.

$$M = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}. \quad (36b)$$

Именно это выражение для M следует подставить в (35с). Величина M носит название *приведенной массы* системы из двух частиц.

37. Поскольку мы не располагаем точным выражением для «постоянной пружины» K , которая была лишь *оценена* в п. 35, мы не в состоянии найти *точное* значение частоты колебаний двухатомной молекулы. Можно, однако, точно предсказать относительную величину *изотопического эффекта*. Рассмотрим сначала молекулу, у которой массы ядер равны M'_1 и M'_2 , а частота колебаний ω'_v , а затем химически идентичную ей молекулу, состоящую из изотопов тех же ядер с массами M''_1 и M''_2 соответственно. Пусть частота колебаний этой молекулы будет ω''_v . В рамках приближения Борна — Оппенгеймера обе молекулы имеют одну и ту же постоянную пружины K , ибо при

Рис. 36А. Схема двухатомной молекулы. Массы ядер равны M_1 и M_2 . Белым кружком на пунктире, соединяющем ядра, показан центр масс системы. При колебательных возбуждениях (см. текст) ядра колеблются друг относительно друга.

определении эффективного потенциала $U(r)$ мы не учитывали движение ядер. Таким образом, частоты ω'_v и ω''_v связаны соотношением

$$\frac{\omega'_v}{\omega''_v} = \sqrt{\frac{M''_1 M''_2 (M'_1 + M'_2)}{M'_1 M'_2 (M''_1 + M''_2)}}. \quad (37a)$$

Это предсказание с большой точностью подтверждается на опыте, и это увеличивает нашу уверенность в правильности рассмотренных выше весьма простых идей.

38. Перейдем теперь к *вращательным возбуждениям* молекулы. У каждой молекулы имеется система дискретных состояний вращения молекулы как целого вокруг некоторой оси. Оценим порядок разности энергий, связанных с возбуждением вращательных состояний.

Для простоты обратимся к двухатомной молекуле, схематически показанной на рис. 36А. Рассмотрим некоторое вращательное со-

стояние, когда молекула вращается с угловой частотой ω_a вокруг оси, проходящей через центр масс и перпендикулярной оси симметрии, т. е. линии, соединяющей оба ядра. Пренебрежем колебаниями, т. е. будем считать, что молекула подобна жесткой гантели. В обозначениях рис. 36А скорости обоих ядер равны $\omega_a r_1$ и $\omega_a r_2$ соответственно. Кинетическая энергия вращательного движения равна

$$T_r = \frac{1}{2} M_1 (\omega_a r_1)^2 + \frac{1}{2} M_2 (\omega_a r_2)^2. \quad (38a)$$

Выражая r_1 и r_2 , как это показано на рис. 36А, через межъядерное расстояние r и массы M_1 и M_2 , получаем

$$T_r = \frac{1}{2} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right) (\omega_a r)^2 = \frac{1}{2} M (\omega_a r)^2, \quad (38b)$$

где M — приведенная масса молекулы, определенная выражением (36b).

Момент инерции I молекулы по отношению к оси вращения равен

$$I = M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2 = M r^2. \quad (38c)$$

Найдем также момент количества движения J молекулы по отношению к оси вращения:

$$J = M_1 r_1^2 \omega_a + M_2 r_2^2 \omega_a = M r^2 \omega_a = I \omega_a. \quad (38d)$$

Теперь, исключив угловую скорость ω_a из выражения (38b), с помощью (38d) можно записать кинетическую энергию вращения молекулы в виде

$$T_r = \frac{J^2}{2I}. \quad (38e)$$

39. Можно догадаться, что моменты количества движения для вращения молекулы должны быть порядка \hbar . Поэтому типичные энергии вращательного возбуждения молекулы по порядку величины равны

$$T_r \sim \frac{\hbar^2}{2I}. \quad (39a)$$

Введя соответствующую частоту ω_r , можно написать (39a) в виде:

$$\omega_r = \frac{T_r}{\hbar} \sim \frac{\hbar}{2I}. \quad (39b)$$

Согласно (38d) момент количества движения равен $J = I \omega_a$, а поскольку мы предположили, что $J \sim \hbar$, то $\omega_a \sim \hbar/I$. Таким образом, угловая скорость ω_a и характеристическая частота вращения ω_r ,

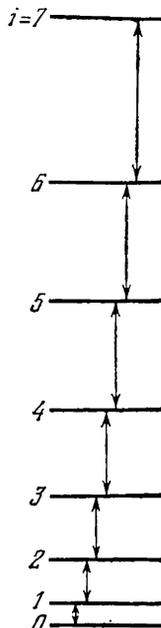


Рис. 39А. Схема первых восьми вращательных уровней двухатомной молекулы (в предположении, что ее можно считать жесткой «гантелью»). Согласно равенству (39c) энергия E_j состояния с моментом импульса J равна $E_j = B j(j+1)$, где $B = \hbar^2 / (2I)$ — константа, характеризующая вращение молекулы. Вертикальными стрелками показаны электрические дипольные переходы, при которых j меняется на одну единицу.

определенная из (39b), оказались одного порядка. Этого и следовало ожидать, исходя из классической модели.

Т а б л и ц а 39А

Постоянная V_e для некоторых двухатомных молекул

Молекула	V_e , Мгц	r , Å	Молекула	V_e , Мгц	r , Å
BrF	10 700	1,76	C ¹² O ¹⁶	57 900	1,13
KCl	3 800	2,79	OH	566 000	0,97
KBr	2 400	2,94	NO	51 100	1,15

Постоянная V (см. рис. 39А) выражена через соответствующую частоту $V_e = V/\hbar = h/(8\pi^2 I)$ в Мгц. В третьем столбце приведено расстояние между ядрами r .

Полная квантовомеханическая теория молекулы в виде гантели приводит к весьма простой формуле для уровней энергии. Каждое вращательное состояние характеризуется неотрицательным целым значением *квантового числа* j , *определяющего момент количества движения*. Энергия этого состояния равна

$$E_j = \frac{j(j+1)\hbar^2}{2I}, \quad (39c)$$

где $j = 0, 1, 2, 3, \dots$ Хотя мы не даем вывода этой важной формулы, все же целесообразно привести ее здесь.

40. Расстояние между ядрами в любой молекуле имеет порядок боровского радиуса a_0 . Поэтому в качестве оценки момента инерции следует взять $I \sim Ma_0^2$. Подставляя эту оценку в (39b), мы получим

$$\omega_r \sim \frac{\hbar}{2Ma_0^2}. \quad (40a)$$

Поучительно выразить эту оценку через характеристическую частоту электронных переходов $\omega_e = \alpha^2(mc^2/\hbar)$. Так как боровский радиус равен $a_0 = \alpha^{-1}(\hbar/mc)$, то (40a) принимает вид

$$\omega_r \sim \omega_e \left(\frac{m}{M} \right). \quad (40b)$$

(В такой оценке численный множитель, равный 2, не имеет значения.)

Сравним теперь характеристические частоты вращений и колебаний. Сравнивая выражения (35e) и (40b), получаем

$$\omega_e : \omega_v : \omega_r \sim 1 : \left(\sqrt{\frac{m}{M}} \right) : \left(\frac{m}{M} \right). \quad (40c)$$

Здесь ω_e — «типичная» частота электронных переходов; ω_v и ω_r — «типичные» частоты колебательных и вращательных переходов соответственно. Мы видим, что частоты вращательных переходов гораздо меньше как электронных, так и колебательных частот. Они лежат в далекой инфракрасной (микроволновой) области.

41. Теперь можно объяснить природу очень сложных оптических *полосатых спектров*, испускаемых молекулами. Основная идея заключается в том, что каждая молекула имеет три различных типа возбуждения: *электронное, колебательное и вращательное*. Им соответствуют характеристические частоты ω_e , ω_v и ω_r .

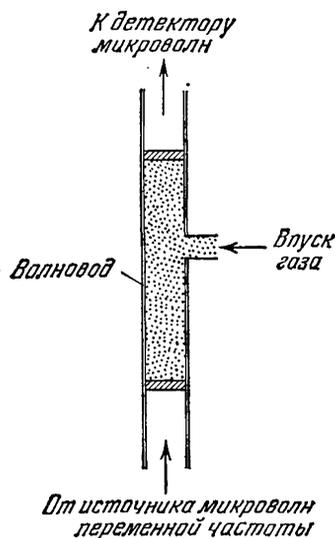


Рис. 41А. Упрощенная схема устройства для микроволновой спектроскопии.

Газ из исследуемых молекул заполняет часть волновода. Микроволновое излучение проходит через волновод, и помещенный на его выходе детектор измеряет интенсивность пропущенного газом излучения. При резонансной частоте молекулы поглощают излучение и, измеряя зависимость интенсивности от частоты, определяют положение резонансных частот. Под «микроволновой областью» спектра понимают излучение с длиной волны от $\lambda=1$ мм до $\lambda=1$ м.

Сильно упрощая ситуацию, можно сказать, что мы имеем три системы энергий соответственно трем различным типам возбуждений. Энергия стационарного состояния молекулы является поэтому суммой трех энергий — электронной, колебательной и вращательной. Совершая переходы между различными возможными уровнями энергии, молекула испускает или поглощает фотоны. При оптическом переходе меняется электронное состояние (конфигурация) молекулы, и обычно при этом происходит также изменение ее вращательного и колебательного состояний. Поэтому число возможных частот оказывается огромным и спектр представляет собой полосы, состоящие из крайне большого числа очень близких линий (см., например, рис. 6В гл. 3, стр. 101).

лишь при бесконечно большой массе ядра. Однако, если отношение массы M ядра к массе m «электрона» очень велико, наше предположение годится в качестве первого приближения.

Не зависящее от времени уравнение Шредингера нашей задачи имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \varphi(\mathbf{x}) - \frac{e^2 Z}{x} \varphi(\mathbf{x}) = E \varphi(\mathbf{x}), \quad (42a)$$

где $x = |\mathbf{x}|$.

43. Введем новую независимую переменную \mathbf{y} :

$$\mathbf{x} = \frac{\hbar}{m\alpha Z} \mathbf{y}, \quad \text{где} \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad (43a)$$

новый «параметр энергии» λ

$$E = (\alpha Z)^2 m c^2 \lambda \quad (43b)$$

и волновую функцию $f(\mathbf{y})$

$$\varphi(\mathbf{x}) = f(\mathbf{y}). \quad (43c)$$

Переписав волновое уравнение в новых переменных, получим следующее уравнение:

$$-\frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{y}}^2 f(\mathbf{y}) - \frac{1}{y} f(\mathbf{y}) = \lambda f(\mathbf{y}), \quad (43d)$$

где $\nabla_{\mathbf{y}}^2$ — дифференциальный оператор Лапласа для переменной \mathbf{y} .

Уравнение (43d) представляет собой «безразмерную форму» уравнения Шредингера (42a). Оно безразмерно в смысле отсутствия физических констант m , e , \hbar , c и Z . Решив уравнение (43d), можно перейти к старым переменным с помощью равенств (43a) — (43c). Уравнения (43d) и (42a), очевидно, эквивалентны.

44. Итак, перед нами чисто математическая задача решения уравнения (43d). Мы не станем решать его, а лишь приведем некоторые результаты решения *):

1) Уравнение Шредингера (43d) имеет квадратично интегрируемое решение лишь в том случае, если параметр λ равен

$$\lambda_n = -\frac{1}{2n^2}; \quad (44a)$$

здесь n — любое положительное целое число. Оно называется *главным квантовым числом* водородоподобного атома. (Не следует смешивать его с квантовым числом n , которое мы ввели для квантовомеханического осциллятора.)

2) Непрерывный спектр начинается при $\lambda = 0$. Отсюда следует согласно (43b), что ионизация атома происходит при энергии $E = 0$.

3) Для любого n при $\lambda = \lambda_n$ дифференциальное уравнение (43d) имеет n^2 линейно независимых решений. Их можно классифици-

*) Решение задачи атома водорода приведено во многих курсах квантовой механики. Впервые оно было дано Шредингером в первой статье из серии статей «Quantisierung als Eigenwertproblem», Ann. d. Phys. 79, 361 (1926).

ровать с помощью квантового числа l , которое характеризует пространственную симметрию волновой функции. Например, все решения, для которых $l=0$, сферически симметричны. Квантовое число l при данном n может принимать значения от нуля до $(n-1)$, и для каждой пары квантовых чисел (n, l) уравнение имеет $(2l+1)$ линейно независимых решений, отвечающих различной ориентации

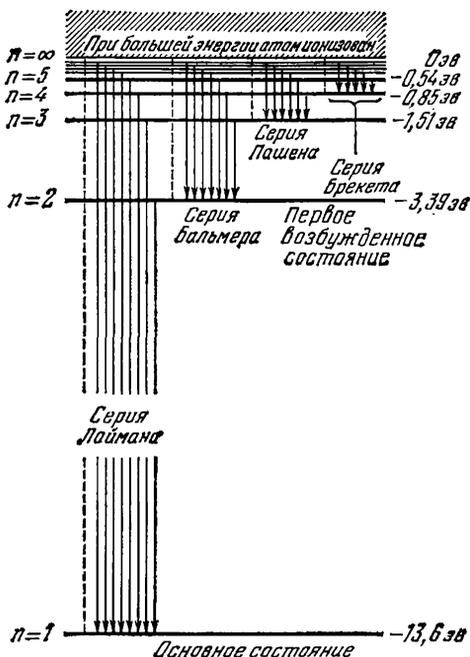


Рис. 45А. Схема уровней атома водорода. С очень хорошим приближением энергия E_n уровня с главным квантовым числом n равна $E_n = -R_H/n^2$, где $R_H = (1+m/M_p)^{-1}R_\infty = 13,5976 \text{ эВ}$. Вертикальными линиями показаны возможные электрические дипольные переходы. Эти переходы группируются в четыре серии, названные именами известных спектроскопистов. Вся серия Лаймана лежит в ультрафиолетовой области; серия Бальмера — в видимой области. На рис. 1В гл. 3 (стр. 96) показан спектр водорода, на котором видны некоторые линии серии Бальмера.

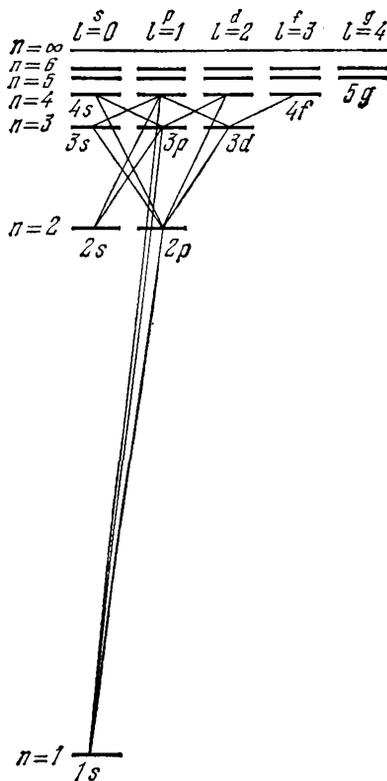


Рис. 45В. Схема уровней водородоподобного атома.

Каждая колонка уровней отвечает различным значениям квантового числа l орбитального момента импульса. Показаны все электрические дипольные переходы для значений главного квантового числа $n \leq 4$. В этих переходах l может меняться на единицу. Заметьте, что из состояния $2s$ электрический дипольный переход невозможен: это метастабильное состояние. Сравните показанную схему уровней со схемами уровней для щелочных металлов (рис. 28А и 32А гл. 3). Вы обнаружите много общего.

атома. Физическая интерпретация квантового числа l заключается в том, что оно измеряет момент количества движения атома. Поэтому его называют квантовым числом орбитального момента количества движения *).

*) См. для сравнения обсуждение в пп. 30, 31 и 54 гл. 3 (стр. 118, 141).

45. Из приведенных выше математических свойств решения уравнения (43d) следует, что возможные значения энергии атома (в неионизованном состоянии) равны

$$E_n = -\frac{1}{2} (\alpha Z)^2 mc^2 \left(\frac{1}{n^2} \right). \quad (45a)$$

Чтобы удовлетворить любознательность читателя, приведем в явном виде решение уравнения Шредингера (42a) для основного состояния. В этом частном случае $n = 1$ и соответственно $l = 0$, что означает сферическую симметрию волновой функции, которая имеет вид

$$\varphi_{10}(\mathbf{x}) = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a_0^3}} \exp\left(-\frac{xZ}{a_0}\right), \quad (45b)$$

где $a_0 = \hbar/(m\alpha c)$.

Читатель может убедиться, что волновая функция $\varphi_{10}(\mathbf{x})$ удовлетворяет волновому уравнению (42a) и что она нормирована к единице. Последнее означает, что взятый по всему пространству интеграл от квадрата волновой функции равен единице.

46. До сих пор наши рассуждения опирались на предположение, что ядро неподвижно. Нетрудно обобщить наши рассуждения на случай движущегося ядра. Пусть M — масса ядра, а m — масса электрона. Приведенная масса μ системы ядро — электрон равна

$$\mu = \frac{mM}{m+M} = m \left(1 + \frac{m}{M} \right)^{-1} \quad (46a)$$

в соответствии с нашими рассуждениями в п. 36 (стр. 333).

Задача о движении двух частиц в потенциальном поле, зависящем лишь от расстояния между ними, полностью эквивалентна задаче о движении одиночной (фиктивной) частицы с массой, равной приведенной массе системы, в исходном потенциальном поле, источник которого *неподвижен*. Чтобы принять во внимание движение ядра, нам следует поэтому заменить во всех формулах массу m на приведенную массу μ . При этом энергии уровней будут равны

$$E_n = -\frac{1}{2} (\alpha Z)^2 \mu c^2 \left(\frac{1}{n^2} \right). \quad (46b)$$

Эту формулу можно записать иначе:

$$E_n = -\left(\frac{\mu}{m}\right) Z^2 R_\infty \left(\frac{1}{n^2}\right), \quad (46c)$$

где R_∞ — постоянная Ридберга:

$$R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \approx 13,6 \text{ эв.} \quad (46d)$$

Следует сразу же заметить, что для атома водорода (для которого $\frac{m}{M} \approx \frac{1}{1836}$) приведенная масса очень близка к массе электрона. Из формулы (46а) следует, что относительная разность обеих масс близка к 1/2000.

Заметим также, что приведенная масса атома дейтерия не совпадает с приведенной массой атома водорода. Поэтому спектр дейтерия несколько отличается от спектра водорода (см. задачу 7 гл. 2, стр. 92), и это различие легко наблюдаемо спектроскопически.

47. Наша формула (46с) дает уровни энергии любой «водородоподобной системы». Под этим названием мы понимаем систему из двух частиц противоположного знака заряда, связанных лишь силами электростатического притяжения. Полагая в (46с) $Z=2$, получим уровни энергии однократно ионизованного гелия. При $Z=3$ получаем из этой формулы уровни энергии двукратно ионизованного лития. Соответствующие значения приведенной массы (которые очень близки к массе электрона) следуют из формулы (46а), если туда вместо M подставить массу ядра дейтерия или лития.

«Атомы», в которых электрон заменен мюоном (мю-мезон), известны под названием *мюонных атомов*. Они образуются, когда мюоны, замедлившись в веществе, захватываются кулоновским полем ядер. Заметим сначала, что боровский радиус «атома» *обратно* пропорционален массе «электрона». Это означает, что размеры мюонного атома приблизительно в 200 раз меньше размеров обычного атома (масса мюона близка к 200 электронным массам). Предположим теперь, что мюон был захвачен, например, атомом алюминия. Испуская электромагнитное излучение, такая система быстро перейдет в состояние, при котором мюон окажется очень близко от ядра алюминия: волновой пакет мюона будет расположен гораздо ближе к ядру, чем волновой пакет электрона. Таким образом, мюон и ядро алюминия образуют водородоподобную систему — мюонный атом, окруженный «облаком» электронов.

Описанная схема образования мюонных атомов экспериментально подтверждена наблюдением электромагнитного излучения, испускаемого такими «атомами» *). Это излучение принадлежит рентгеновской части спектра, в чем можно убедиться, рассмотрев формулу (46b): приведенная масса μ в данном случае близка к массе мюона.

Один из подзаголовков гл. 5 гласит: «Существует лишь одна постоянная Планка» (стр. 200). Заметим, что экспериментальное подтверждение предсказаний теории об уровнях энергии мюонных атомов является прекрасным доказательством универсальности формулы де Бройля.

48. Подведем итоги нашему рассмотрению водородоподобных «атомов». Такие системы состоят из двух частиц. Одна из них имеет

*) Fitch V. L., Rainwater J., Studies of X-rays from Mu-Mesonic Atoms, Phys. Rev. 92, 789 (1953).

заряд $-e$, другая $+eZ$. Не решая уравнения Шредингера для системы из двух частиц, описывающего поведение таких атомов, мы пришли к выводу, что их дискретные уровни энергии даются формулой

$$E_n = (\alpha Z)^2 (\mu c^2) \lambda_n, \quad (48a)$$

где μ — приведенная масса; α — постоянная тонкой структуры; безразмерное число λ_n — собственное значение безразмерного уравнения Шредингера (43d) для одной частицы. Нахождение числа λ_n представляет собой чисто математическую задачу, решение которой приведено во многих курсах. Это число равно $\lambda_n = -1/(2n^2)$.

Таким образом, зная спектр водорода, мы знаем также спектры дейтерия, однократно ионизованного гелия, дважды ионизованного лития и спектры всех мюонных атомов. Это возможно благодаря тому, что нам известна зависимость уровней энергии от соответствующих физических параметров: заряда ядра Z и массы обеих частиц. Наши рассуждения еще раз убеждают в силе простых соображений размерности.

Дополнительная тема: переменные положения и импульса в теории Шредингера *)

49. Попытаемся теперь найти математические объекты, которые в простой теории Шредингера играют роль координаты и импульса в классической теории.

Пусть $\psi(x, t)$ — шредингеровская волновая функция, нормированная к единице. В этом и следующем пунктах мы будем рассматривать волновые функции в данный, фиксированный момент времени. Поэтому будем игнорировать переменную t и для краткости будем писать $\psi(x)$. Величина $|\psi(x)|^2$ дает плотность вероятности, определяющую распределение вероятности для переменной x , поэтому средние значения x и x^2 равны

$$\Delta v(x) = \bar{x} = \langle \psi | x | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx x |\psi(x)|^2, \quad (49a)$$

$$\Delta v(x^2) = \overline{x^2} = \langle \psi | x^2 | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx x^2 |\psi(x)|^2. \quad (49b)$$

Обозначение $\langle \psi | x | \psi \rangle$ эквивалентно выражению «ожидаемое значение x для состояния ψ ». Такие обозначения обычны для квантовой механики.

Если \bar{x} — среднее значение переменной x , то за меру *неопределенности* x можно принять корень из среднего значения квадрата отклонения от x :

$$\Delta x = \sqrt{\Delta v(x - \bar{x})^2} \quad (49c)$$

*) При первом чтении можно пропустить.

или

$$(\Delta x)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx (x - \bar{x})^2 |\psi(x)|^2 = Av(x^2) - 2\bar{x} Av(x) + \bar{x}^2. \quad (49d)$$

Из последнего равенства следует

$$(\Delta x)^2 = Av[(x - \bar{x})^2] = Av(x^2) - [Av(x)]^2. \quad (49e)$$

Заметим, что чем больше волновая функция концентрируется около среднего значения \bar{x} , тем меньше Δx . Состояние, для которого положение *точно* известно, т. е. состояние с $\Delta x = 0$, физически неосуществимо.

Среднее значение любой функции от x вычисляется по аналогии с формулами (49a) и (49b), которые дают среднее значение x и x^2 . В частности, среднее значение потенциальной энергии равно

$$Av(E_{\text{пот}}) = Av(V(x)) = \langle \psi | V(x) | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx V(x) |\psi(x)|^2. \quad (49f)$$

50. Постараемся тщательно обдумать значение сказанного. Вероятностная интерпретация шредингеровской волновой функции привела нас к понятию о *среднем* значении координаты частицы, определенном выражением (49a). Интеграл в правой части этого выражения позволяет найти численное значение *среднего квантовомеханической переменной x* , если известна волновая функция, описывающая состояние частицы. Но чему равно численное значение *«самой квантовомеханической переменной x »*? Ответ заключается в том, что квантовомеханическая переменная не может быть выражена *численным* значением: *она определяется лишь той операцией, которую нужно совершить над волновой функцией, чтобы получить среднее значение.*

Переменная координаты x является в теории Шредингера особенно простой переменной. В этом случае значение основного принципа, заключающегося в том, что квантовомеханическая переменная определяется через свое среднее (для всех состояний), оказывается несколько замаскированным. Символ x присутствует в качестве независимой переменной в волновой функции, и поэтому глубокий смысл определения (49a) не проявляется с достаточной ясностью. Рассмотрим, однако, такую квантовомеханическую переменную, как импульс (обозначим ее через p). Символ p отсутствует в волновой функции, поэтому позволено усомниться в существовании такой переменной. Чтобы решить этот вопрос, *определим* квантовомеханическую переменную импульса p , дав определенное предписание, как вычислить *среднее* значение импульса p для любого данного состояния. Реальная проблема сводится к тому, можем ли мы определить среднее значение импульса физически разумным способом.

51. Начнем с частного случая нормированной к единице волновой функции, которая в большом интервале имеет вид $\psi(x) = \text{Сехр}(ix\bar{p}'/\hbar)$. Вне этого интервала волновая функция быстро падает до нуля. Для такой волны средний импульс очень близок к \bar{p}' , и можно написать $\text{Av}(p) \approx \bar{p}'$. В рассматриваемом интервале

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi(x) = \bar{p}' \psi(x), \quad (51a)$$

и поскольку волновая функция нормирована к единице, то

$$\bar{p}' \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dx \psi^*(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x). \quad (51b)$$

Мы предполагаем здесь, что основной вклад в интеграл возникает от области, где выполняется равенство (51a). Для рассматриваемой волновой функции специальной формы можно найти средний импульс, вычислив интеграл (51b). Предположим теперь, что этот интеграл дает точно среднее значение для всех нормированных функций. Таким образом, *постулируем*:

$$\text{Av}(p) = \langle \psi | p | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \psi^*(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x) \quad (51c)$$

для *любой* нормированной шредингеровской волновой функции $\psi(x)$. Наш постулат означает, что в теории Шредингера переменной импульса p отвечает *дифференциальный оператор*, действующий на волновую функцию, расположенную справа от него в интеграле (51c). Иными словами,

$$p = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}. \quad (51d)$$

52. Переменной квадрата импульса соответствует дифференциальный оператор

$$p^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad (52a)$$

и среднее значение квадрата импульса поэтому равно

$$\text{Av}(p^2) = \langle \psi | p^2 | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \psi^*(x) \left(-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \psi(x). \quad (52b)$$

Совершенно аналогично формулам (49c) — (49e) найдем неопределенность Δp значения импульса:

$$\Delta p = \sqrt{\text{Av}(p - \bar{p})^2} \quad (52c)$$

$$(\Delta p)^2 = \text{Av}[(p - \bar{p})^2] = \text{Av}(p^2) - [\text{Av}(p)]^2, \quad (52d)$$

где $\bar{p} = \text{Av}(p)$.

Заметим, что те же соображения, которые привели нас к определению среднего значения импульса [формула (51c)], применимы и к определению среднего значения p^2 [формула (52b)].

53. Рассматривая выражения (49a), (49b), (49f), (51c) и (52b), мы замечаем, что их структура одинакова: среднее значение квантовомеханической переменной Q определяется выражением

$$\text{Av}(Q) = \langle \psi | Q | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \psi^*(x) Q \psi(x); \quad (53a)$$

здесь Q — либо дифференциальный оператор, действующий на расположенную справа от него волновую функцию, либо переменная x или x^2 , либо некоторая функция от x .

Формула (53a) выражает общую схему, с помощью которой определяется квантовомеханическая переменная в теории Шредингера. Среднее значение переменной Q равно интегралу в правой части (53a), где Q — некоторый линейный оператор, действующий на расположенную справа от него волновую функцию. (Для переменной координаты линейный оператор представляет собой «умножение на x ».) Далее, среднее значение Q^2 получается заменой в интеграле оператора Q оператором Q^2 . При этом $Q^2\psi(x)$ представляет собой результат повторного действия оператором Q на функцию $\psi(x)$.

54. Рассмотрим новые примеры, иллюстрирующие эту идею. Кинетическая энергия E_k частицы с массой m описывается дифференциальным оператором

$$E_k = \frac{p^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}. \quad (54a)$$

Полной энергии частицы отвечает оператор H , представляющий собой сумму операторов кинетической и потенциальной энергий. В теории Шредингера оператор энергии имеет вид

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x), \quad (54b)$$

в согласии с рассуждениями п. 10 этой главы (стр. 315).

55. Читатель мог заметить, что до п. 51 у нас не было ясного понимания смысла импульса в теории Шредингера. Пока мы имели дело с волновой функцией вида $\exp(ixp/\hbar)$, было ясно, что p в экспоненте представляет собой импульс. Мы должны были, однако, определить импульс p для общего случая *любой* (нормированной) волновой функции Шредингера, и именно это было сделано соотношениями (51c) и (51d).

Возникает вопрос: можно ли определить понятие импульса иначе? Тщательное исследование проблемы показало, что наше определение является единственным. Лишь оно удовлетворяет тому требованию, чтобы квантовомеханическая переменная импульса имела физическую интерпретацию, находящуюся в соответствии с понятием об импульсе в классической физике.

56. Разумный характер определения (51c) среднего значения импульса может быть подтвержден следующей теоремой, принад-

лежащей П. Эренфесту. Мы приведем ее без доказательства *).

Средние значения квантовомеханических переменных удовлетворяют тем же уравнениям движения, что и соответствующие классические переменные. В частности, из этой теоремы следует:

$$\frac{d}{dt} \overline{Av(x)} = \frac{1}{m} \overline{Av(p)}, \quad (56a)$$

$$\frac{d}{dt} \overline{Av(p)} = - \overline{Av\left(\frac{dV(x)}{dx}\right)}, \quad (56b)$$

если только волновая функция Шредингера $\psi(x, t)$, для которой вычисляются указанные выше средние, удовлетворяет уравнению Шредингера

$$H\psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t}, \quad (56c)$$

где H — дифференциальный оператор (54b).

Шредингеровская волновая функция $\psi(x, t)$ зависит от времени t , и эта зависимость описывается уравнением Шредингера (56c). Отсюда средние значения x и p также зависят от времени, и нетрудно доказать, что эта зависимость удовлетворяет уравнениям (56a) и (56b). Действительно, нужно произвести дифференцирование под знаком интеграла, определяющего интересующие нас средние. Затем следует исключить производные во времени от ψ и ψ^* с помощью уравнения Шредингера (56c) и сопряженного ему уравнения. После интегрирования по частям и группировки членов получаем результаты (56a) и (56b). Мы не приводим этих вычислений, так как они несколько утомительны, но вполне доступны для самостоятельной работы **).

57. Рассмотренная теорема, которую легко обобщить на случай трех измерений, имеет большое значение для понимания основных концепций квантовой механики. Она объясняет, в частности, почему классическая механика представляет собой предельный случай квантовой механики: обе теории эквивалентны, если можно пренебречь неопределенностью переменных, т. е. их статистическим разбросом.

Нам необходимо существование такого соответствия между классической и квантовой механикой, чтобы считать последнюю верной теорией, и теорема Эренфеста подтверждает наш выбор переменной импульса.

Идея о том, что классическую механику следует считать предельным случаем квантовой механики, является содержанием так называемого принципа соответствия Бора. Этот принцип имеет

*) Ehrenfest P., Bemerkung über die angenäherte Gültigkeit der klassischen Mechanik innerhalb der Quantenmechanik, Zs. f. Phys. 45, 455 (1927).

**) Читатель найдет доказательство в книге: Шифф Л., Квантовая механика, ИЛ, 1957.

большое значение, ибо если квантовая механика претендует на полное описание явлений, то она должна описывать *все* физические явления, включая и те, которые имеют классическое объяснение. Исторически принцип соответствия был ведущим принципом на ранней стадии развития квантовой механики. Он накладывал ограничения на возможные новые теории, хотя, конечно, для однозначного выбора верной теории его недостаточно. В частности, принцип соответствия позволил с самого начала скептически отнестись к правилам «квантования», которые представляли собой предписание того, как нужно перейти от классического описания к квантовомеханическому. Очевидно бессмысленно указание следующего типа: «Чтобы найти *верные* (квантовомеханические) уравнения, будем исходить из *неверных* (классических) уравнений, снабдив их неким магическим правилом квантования». Более верный путь к истинным уравнениям физики заключается в основанной на экспериментальных фактах догадке, которая в свою очередь подвергается экспериментальной проверке.

58. Для каждой квантовомеханической переменной Q величина

$$\Delta Q = \sqrt{\overline{Av(Q^2)} - [\overline{Av(Q)}]^2}, \quad (58a)$$

вычисленная для данной волновой функции, есть мера точности, с которой эта переменная Q известна в состоянии, описываемом волновой функцией. Переменная Q имеет в данном состоянии *точное* значение лишь в том случае, если $\Delta Q = 0$. В качестве примера рассмотрим переменную энергии H . Ее значение точно задано для каждого стационарного состояния и равно E — энергии этого состояния. Для нестационарных состояний $\Delta H > 0$.

Принцип неопределенности накладывает ограничение на точность, с которой одновременно могут быть известны две различные переменные. Он имеет форму неравенства, связывающего $\Delta Q'$ и $\Delta Q''$ для двух переменных Q' и Q'' . Равенства (49e) и (52d) дают нам определение величин Δx и Δp соответственно. С их помощью можно проверить, что соотношение

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2 \quad (58b)$$

действительно выполняется для *всех* волновых функций и что существуют волновые функции, для которых соотношение (58b) имеет вид равенства. Мы не будем производить этих вычислений, так как и без них приобрели достаточно ясное качественное понимание смысла соотношения (58b).

Задачи

1. а) Вернемся к задаче о частице в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками (рис. 4А, стр. 311). Рассмотрим волновые функции [выражение (6b)] для $n = 17$ и $n'' = 18$. Начертите график плотности вероятности [выражение (6c)], вычислив ее для моментов времени $t = 0$, $t = t_0/4$, $t = t_0/2$, $t = 3/4 t_0$ и $t = t_0$, где $t_0 = (4ma^2)/(35\pi\hbar)$. Этот график демонстрирует периодическое движение частицы между стенками. Период движения равен t_0 .

б) Рассмотрите движение классической частицы с массой m и энергией $E_c = \frac{1}{2}(E_{17} + E_{18})$ в той же потенциальной яме и сравните период движения с периодом t_0 .

в) Волновой пакет в части а) задачи не слишком концентрирован. Фактически он занимает около $\frac{1}{2}$ размера ямы. Чтобы образовать хорошо локализованный в пространстве волновой пакет, лучше представляющий свойства классической частицы, необходима суперпозиция большого числа собственных функций. При этом, чем точнее определено положение частицы, тем менее точно известен ее импульс и энергия. Заметим, что энергия n -го уровня пропорциональна n^2 , тогда как разность энергий соседних уровней приблизительно пропорциональна n . Волновой пакет с высоким значением средней энергии может поэтому быть суперпозицией большого числа собственных функций, обеспечивающей как локализацию частицы, так и небольшой относительный разброс энергии. Мы встречаемся здесь с другим примером перехода к классическому пределу. Волновой пакет в потенциальной яме может вести себя подобно классической частице, если его средняя энергия высока по сравнению с энергией основного состояния.

Мы не станем рассматривать здесь в подробностях условия перехода к классическому пределу. Остановимся, однако, на одной стороне проблемы. Пусть $n = n$ и $n' = n + 1$. Найдите период движения пакета, соответствующий суперпозиции (6b), и сравните его с периодом для классической частицы, энергия которой E такова, что $E_{n+1} \geq E \geq E_n$. Перейдите, в частности, к пределу $n \rightarrow \infty$.

2. Обдумайте, справедливы ли приведенные ниже рассуждения автора (они похожи на некоторые попытки «объяснения» квантовой механики, встречающихся в популярной литературе). Плотность вероятности $P(x) = |\psi(x, t)|^2$ для стационарного состояния, представленного волновой функцией $\psi(x, t)$, может быть понята как *среднее по времени* от плотности вероятности для классической частицы, движущейся в том же потенциальном поле с энергией, равной энергии стационарного состояния. Иными словами, частица движется по классическим законам, но если усреднить это движение по времени, которое велико по сравнению с периодом движения, то получим плотность вероятности $P(x)$. В случае трехмерного движения частицы, например для электрона в атоме водорода, можно дать аналогичную интерпретацию квадрата абсолютного значения волновой функции стационарного состояния. Частица движется классически, но наши измерительные приборы слишком грубы, чтобы уследить за подробностями этого движения, поэтому мы наблюдаем распределение вероятности для электрона в атоме, которое может быть понято как результат усреднения классического движения по большому интервалу времени.

Читатель заметит, что это утверждение, понятое буквально, может быть немедленно отвергнуто. Поэтому автор немного отступит назад. Вместо этого он скажет, что данная им интерпретация квадрата волновой функции строго неверна, но тем не менее она дает удобный способ размышления о квантовомеханической природе частицы и позволяет проникнуть в происходящее.

Оба эти утверждения, наименее первое и измененное второе, должны быть безусловно отвергнуты, и читатель должен объяснить, почему. При этом следует еще раз обдумать рассуждения, приведенные в начале этой главы, а также «опыт с двойной щелью», рассмотренный в гл. 4 и 5.

3. Интеграл (22a) вычислен в пределах от $-a$ до $+a$. Предположим, что мы интегрируем от $-\infty$ до $+\infty$. Как такой интеграл зависит от времени t и чему он равен при $t = 0$?

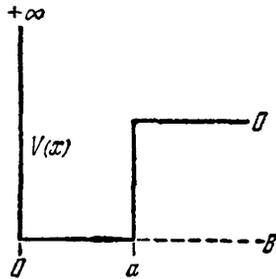
4. Мы должны убедиться в том, что потенциал притяжения не обязательно приводит к связанному состоянию. Для этого обратимся к рисунку (стр. 350). Пусть B — глубина ямы, a — ее ширина, m — масса частицы. Покажите, что если величина $G = a^2 B m / \hbar^2$ меньше определенного числа G_0 , то связанное состояние отсутствует, а если $G > G_0$, то будет по меньшей мере одно связанное состояние. Найдите величину G_0 . Заметьте, что это рассуждение относится к яме, одна стенка которой бесконечно высока. Для ямы, показанной на рис. 19А (стр. 321), всегда существует по крайней мере одно состояние, независимо от глубины ямы.

Руководствуясь этим примером, объясните, почему каждое из написанных ниже условий благоприятствует образованию связанного состояния: а) большая масса m ; б) большая глубина ямы; в) широкая яма.

Иллюстрируйте ваши соображения (которые должны быть применимы к более общему типу потенциальной ямы, чем показанный на рисунке) соответствующими графиками.

Этот пример позволяет понять, почему два атома не всегда образуют стабильную молекулу, несмотря на то что при определенных расстояниях между атомами действуют силы притяжения. (Если силы при всех расстояниях создают *отталкивание*, как это иногда бывает, связанные состояния, разумеется, не образуются.) Мы можем считать потенциал, показанный на рисунке идеализацией более реального молекулярного потенциала, приведенного на рис. 30А (стр. 329).

5. В качестве простой *одномерной* модели дейтрона (представляющего собой связанное состояние протона и нейтрона) примем потенциал нейтрон-протонного



взаимодействия, показанный на рисунке. Пусть $a = 1,85 \cdot 10^{-13}$ см и $V = 41,6$ Мэв. Найдите энергию связи дейтрона в этой модели и сравните ее с экспериментальным значением, которое равно 2,21 Мэв. Близкое согласие нельзя, разумеется, считать триумфом теории, так как для получения указанных значений a и V было использовано наблюдаемое значение энергии связи дейтрона и другие экспериментальные данные. Хотя использованный нами потенциал сильно идеализован, он правильно воспроизводит *некоторые* особенности протон-нейтронного взаимодействия. Задача нахождения эффективного потенциала на основании неких «общих принципов» не решена. *Указание.* Масса t — *приведенная* масса системы нейтрон — протон: $t = M_p/2$.

К задачам 4 и 5. В задаче 5 сплошная кривая дает потенциальную энергию для очень простой модели системы протон — нейтрон. Несмотря на простоту, эта модель позволяет понять некоторые свойства дейтрона и особенности протон-нейтронного рассеяния при малых энергиях. По оси абсцисс отложено расстояние между нейтроном и протоном.

6. При рассмотрении *колебательного* спектра хлористого водорода HCl обнаружено, что спектральные линии оказываются близко расположенными дублетами. Интенсивность коротковолнового члена дублета приблизительно в три раза превышает интенсивность длинноволнового. Для линий, расположенных в области спектра, близкой к 5600 см^{-1} (волновое число), разделение двух компонент составляет 4 см^{-1} . Объясните это явление и

получите расчетом расстояние между компонентами. Объясните также относительную интенсивность обеих компонент.

7. При изучении частот, связанных с вращательными переходами в молекулах, получены следующие значения частот (в Мгц):

$$\text{ICl}^{35} \quad 6980; \quad 27 \quad 336$$

$$\text{ICl}^{37} \quad 6684; \quad 26 \quad 181$$

Для молекул, содержащих изотоп Cl^{35} , цифры указаны в верхней строке; содержащих изотоп Cl^{37} — в нижней строке. Йод представлен одним изотопом $^{127}_{53}\text{I}$ в обеих молекулах.

а) Как получить частоты нижней строки, зная частоты верхней?

б) Если образец, используемый для измерений, изготовлен из природного хлора, то наблюдают все четыре частоты. Можете ли вы предсказать отношение интенсивностей линий верхней строки к интенсивностям соответствующих линий нижней строки?

в) Рассмотрим изотопический эффект для вращательных уровней двухатомной молекулы в общем случае. Пусть имеется два типа молекул, у которых массы изотопических ядер равны M'_1 и M'_2 для молекул первого типа и M''_1 и M''_2 для молекул второго типа. Соответствующие частоты переходов для этих химически идентичных молекул обозначим ω'_r и ω''_r . Можно связать ω'_r и ω''_r , даже не имея детальной теории молекул. Покажите, что отношение обеих частот равно

$$\frac{\omega'_r}{\omega''_r} = \left(\frac{M'_1 M'_2 (M'_1 + M'_2)}{M''_1 M''_2 (M''_1 + M''_2)} \right)^k,$$

Изотопный состав	$J=1 \leftarrow 0, v=0$		Изотопный состав	$J=1 \leftarrow 0, v=0$	
	Вращательные частоты, Мгц	ν_e , Мгц		Вращательные частоты, Мгц	ν_e , Мгц
$C^{12}O^{16}$	$115\,271,204 \pm 0,005$	5789	$C^{14}O^{16}$	$105\,871,110 \pm 0,004$	53
$C^{13}O^{16}$	$110\,201,370 \pm 0,008$	553	$C^{13}O^{18}$	$104\,711,416 \pm 0,008$	5
$C^{12}O^{18}$	$109\,782,182 \pm 0,008$	55	$C^{12}O^{17}$	$112\,359,276 \pm 0,060$	

Экспериментально измеренные вращательные частоты молекул окиси углерода с различным изотопным составом. [Фрагмент таблицы взят из работы: Roseblum B., Nethercot A. H., Jr., Townes C. H., Isotopic Mass Ratios, Magnetic Moments and Sign of Electric Dipole Moment in CO, Phys. Rev. 109, 2228 (1958).] Приведенные числа дают представление о точности, достигаемой в микроволновой спектроскопии.

Читатель, решивший задачу 7, возможно, захочет применить те же рассуждения к данным таблицы. Он обнаружит хорошее согласие с опытом, которое, однако, не будет совершенно точным. Наша теория, в которой двухатомная молекула считается жестким телом, слишком упрощает ситуацию. Чтобы получить согласие с опытом в пределах точности, с которой известны приведенные значения частот, необходима более глубокая теория.

и определите показатель степени k . Сравните это выражение с выражением (37а) (стр. 334), которое описывает изотопический эффект для колебательных уровней.

8. Рассмотрим «типичный» кристалл, построенный из атомов с атомным весом A , который имеет форму куба с длиной стороны L .

Оцените порядок следующих величин: а) низшая резонансная частота колебаний кристалла; б) высшая резонансная частота; запишите результат в такой форме, чтобы зависимость частот от фундаментальных констант α , $\beta = m/M_p$ и \hbar/mc^2 , а также от констант A и $N \sim L/a_0$ (a_0 — боровский радиус, M_p — масса протона) была ясно видна; в) рассмотрите численные примеры и получите для них частоту в Мгц.

9. В п. 50 гл. 2 (стр. 87) было указано, что в принципе отношение c_s/c скорости звука в кристалле c_s к скорости света c можно выразить через следующие четыре константы: постоянную тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$, отношение масс электрона и протона $\beta = m/M_p$, атомный вес A и атомный номер Z атомов кристалла. Точное вычисление отношения c_s/c — задача сложная, но порядок величины и характер зависимости от констант α , β и A оценить нетрудно. Выполните такую оценку и проверьте полученную формулу в случае меди ($A = 63,5$; $c_s = 4700$ м/сек).

10. а) Мы отмечали, что для потенциала $U(r)$, показанного на рис. 30А (стр. 329), расстояние между соседними уровнями уменьшается с увеличением квантового числа n . Дайте этому качественное объяснение.

б) Начертите параболу, соответствующую потенциалу для строго гармонического осциллятора. На том же графике начертите две потенциальные кривые, симметричные по отношению к началу, отвечающие «почти гармоническим» колебаниям. Радиус кривизны всех трех кривых в начале координат (где потенциал имеет минимум) должен быть одинаков. Кривые должны быть такими, чтобы для первой из них расстояние между соседними уровнями энергии возрастало с ростом квантового числа n , а для второй *уменьшалось*. Как объяснить указанные свойства обеих кривых?

11. В п. 47 (стр. 341) было показано, что уровни энергии дважды ионизованного лития получаются простым изменением масштаба уровней однократно ионизованного гелия, причем коэффициент подобия близок к $9/4$. Оба иона представляют собой водородоподобные одноэлектронные системы. Исходя из таких же соображений, автор хотел бы доказать, что уровни энергии однократно ионизованного лития также можно получить изменением масштаба из уровней нейтрального гелия, ибо оба атома представляют собой двухэлектронную систему, отличаю-

щуюся лишь величиной заряда ядра. Иными словами, отношение длины волны соответствующих спектральных линий должно быть постоянным, как в случае дважды ионизованного лития. Однако опыт не подтверждает это предположение. Оба атома имеют весьма похожую схему уровней, которые не могут тем не менее быть совмещены изменением масштаба. Объясните, почему простые масштабные соображения, справедливые для одноэлектронных систем, перестают работать для двухэлектронных систем.

12. Среднее время жизни $2p$ -состояния водорода равно $0,16 \cdot 10^{-8}$ сек. Чему равна эта величина для $2p$ -состояния ионизованного гелия?

13. К предыдущей задаче. Чему равно среднее время жизни $2p$ -состояния мюонного атома, образованного при захвате отрицательного мюона ядром алюминия?

14. Вычислите длину волны фотона, испущенного мюонным атомом алюминия при переходе из $3s$ -состояния в $2p$ -состояние.

15. Найдите величину «боровского радиуса» для а) мюонного атома алюминия; б) мюонного атома свинца. Сравните эти величины с радиусами ядер. Если «боровский радиус» сравним с радиусом ядра, то последнее нельзя больше считать точечным зарядом и уровни энергии мюонного атома не могут быть точно описаны формулой, подобной (46b). Действительно, из эксперимента следует, что уровни энергии тяжелых мюонных атомов сильно отклоняются от уровней, предсказываемых формулой (46b). Систематическое изучение этих отклонений позволило сделать определенные выводы о распределении заряда в ядрах и об их размерах.

16 *). Попытайтесь доказать теорему Эрэнфеста, упомянутую в п. 56 (стр. 347), следуя намеченному там ходу рассуждений. См. также п. 50 гл. 7 (стр. 258).

17 *). а) Примените теорему Эрэнфеста к гармоническому осциллятору, для которого потенциал имеет вид $V(x) = (K/2)x^2$, и получите два дифференциальных уравнения, которым удовлетворяют $\Delta v[x(t)]$ и $\Delta v[p(t)]$. Решите эти уравнения и выразите $\Delta v[x(t)]$ через $\Delta v[x(0)]$ и $\Delta v[p(0)]$. Сравните полученные решения с решениями соответствующей классической задачи.

б) Для стационарного состояния $\Delta v[x(t)] = 0$, но для нестационарного состояния $\Delta v[x(t)]$ в общем случае представляет собой осциллирующую функцию времени. Имея в виду рассуждения п. 27 (стр. 326) и результаты части а) этой задачи, приведите доводы в пользу того, что расстояние между соседними уровнями энергии гармонического осциллятора постоянно и равно $\hbar \sqrt{K/m}$. Заметим, что из рассуждения п. 27 следует, что это расстояние должно быть приблизительно постоянно, но в действительности оно строго постоянно и равно $\hbar \sqrt{K/m}$.

18. Рассмотрим двухатомную молекулу в виде «гантели». Вращательное возбуждение такой молекулы было рассмотрено в пп. 38—40 (стр. 334—336). Предположим, что центр зарядов молекулы не совпадает с ее центром масс. Молекула будет иметь электрический дипольный момент, который будет вращаться. Классически следует ожидать испускания электромагнитного излучения, частота которого равна классической угловой частоте ω_a .

Квантовая механика дает для нашей молекулы уровни энергии, выражаемые формулой (39с). Разумно предположить, что квантовое число j меняется на единицу, когда молекула испускает или поглощает квант электрического дипольного излучения. Выразите частоту испускаемого излучения через квантовое число j момента количества движения начального состояния молекулы и сравните полученный результат с классической формулой. Мы ожидаем, что при больших значениях j будет достигнут «классический предел». Верно ли это?

Дополнительная литература

Кроме книг, приведенных в библиографии к гл. 7, укажем следующие:
Ферми Э., Молекулы и кристаллы, ИЛ, 1960.
Борн М., Атомная физика, ИЛ, 1960.

*) Эти задачи относятся к дополнительной теме.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**Процессы столкновения и волновая картина**

1. В последней главе книги мы рассмотрим некоторые аспекты той области современной физики, которая имеет дело с элементарными частицами и их взаимодействиями. Эта часть физики фундаментальна по своему значению. Мы встретим здесь множество еще не решенных проблем. В этой области физики мы стремимся иметь теорию, которая позволила бы «понять» причины существования различных элементарных частиц и их свойства. Иными словами, мы надеемся, что возможно существование нескольких фундаментальных принципов, объясняющих великое множество наблюдаемых явлений. Оправдана ли такая надежда? Разумеется, логических оснований для нее нет. Может вполне случиться, что мы постоянно будем иметь дело с феноменологическими теориями, которые суммируют и обобщают экспериментальные факты путем несколько более экономным, чем таблицы и графики, но далеки от полноты, идейной ясности и красоты, ожидаемой от фундаментальной теории. Такая возможность кажется весьма непривлекательной, и нам хочется верить во внутреннюю простоту явлений. Эту надежду поддерживает история физики. Как источник знаний физика растет с очень большой скоростью, и доступная нам информация о деталях отдельных явлений поражает своей необъятностью. Но еще более удивительно то, что все эти детали могут быть объяснены в рамках весьма простых теорий. Говоря о простых теориях, автор вовсе не считает теоретическую физику тривиальным предметом. Он имеет в виду, что фундаментальные принципы наших теорий отличаются ясностью концепций. Как мы говорили ранее, в настоящее время нет «простой» и исчерпывающей теории элементарных частиц. В этой главе мы постараемся показать читателю, сколь близко мы подошли к такой теории, и познакомить его с фактами и проблемами этой части физики.

2. Большую часть наших сведений об элементарных частицах мы получили из экспериментов, когда они сталкиваются с такими же или с другими частицами. Поэтому своевременно высказать

некоторые идеи, позволяющие интерпретировать такого рода опыты. В опытах по рассеянию пучок частиц A , выходящий из ускорителя (далее мы будем называть его первичным пучком), падает на мишень, состоящую из частиц B (мишень может быть твердой, жидкой или газообразной). Опыт заключается в наблюдении и изучении частиц, возникающих при столкновении частиц A и B . Столкновение двух частиц называют *упругим*, если новых частиц не возникает: частица A лишь рассеивается частицей B . При возникновении новых частиц говорят о *неупругом* процессе.

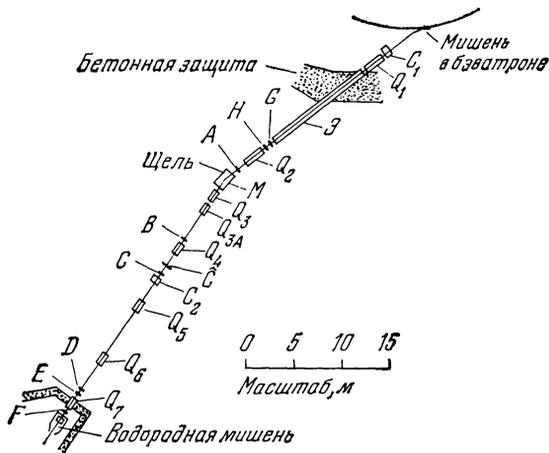


Рис. 2А. Схема опыта по измерению различных эффективных сечений при упругом и неупругом рассеянии антипротонов на протонах.

Источником антипротонов является мишень, расположенная в ускорителе (вверху). Антипротоны отклоняются системой магнитов, которая также фокусирует их на жидководородную мишень (внизу); C_1, C_2, M — отклоняющие магниты; $Q_1 - Q_7$ — фокусирующие магниты; $A - H$ — сцинтилляционные счетчики; \bar{C} — черенковские счетчики; $\bar{Э}$ — спектрометр скоростей. Явления, возникающие в жидководородной мишени, наблюдаются с помощью системы счетчиков, окружающих мишень (на схеме не показаны). Назначение сложной системы счетчиков и магнитов — отклонить пучок антипротонов и выключить из рассмотрения явления в мишени, созданные не антипротонами, а другими частицами. Измерения производились при энергии антипротонов, равной 1,0; 1,25; 2,0 Бэв. [Из работы: Armenteros, R. et al., Antiproton — Proton Cross Sections at 1.0, 1.25, 2.0 BeV, Phys. Rev. 119, 2068 (1960).]

Результаты наблюдений обычно выражают через различные *эффективные сечения*. Начнем с простейшего из них, а именно с *полного эффективного сечения*, которое обозначим σ_T . Чтобы дать определение σ_T , предположим, что мишень представляет собой очень тонкий слой случайно (но в среднем равномерно) распределенных частиц B . Пусть n — среднее число частиц, приходящихся на единицу ее поверхности. Полное эффективное сечение определяется следующим образом:

$$\sigma_T = \frac{P}{n}, \quad (2a)$$

где P — вероятность того, что частица A , падающая на мишень перпендикулярно ее поверхности, испытывает *некоторое* взаимодействие с одной из частиц B , в результате чего частица A выбудет

из падающего пучка. В этом определении существенно, что мишень достаточно тонка, так что наблюдаемая вероятность P мала по сравнению с единицей. (Мы рассмотрим этот вопрос в п. 4.)

3. Понятие о полном эффективном сечении можно пояснить с помощью следующей модели. Представим себе, что с каждой частицей B связан диск, площадь которого σ_T . Все диски одинаково ориентированы, а первичный пучок частиц A перпендикулярен

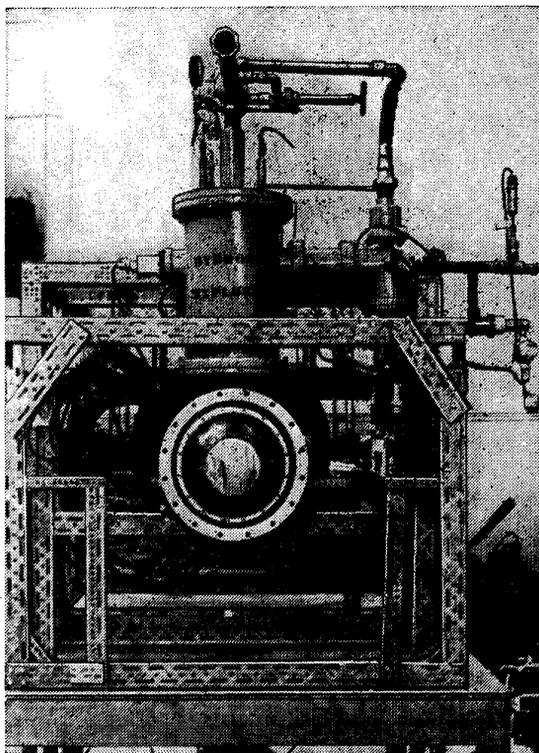


Рис. 2В. Жидководородная мишень из опыта, схема которого показана на рис. 2А. Водород залит в контейнер, расположенный в центре мишени. Пучок антипротонов перпендикулярен плоскости рисунка.

их поверхности. Диски обладают тем свойством, что попавшая в диск частица A выбывает из пучка. Частица, не попавшая в диск, не испытывает взаимодействия и не отклоняется. Рассмотрим снова тонкую мишень, на единичную поверхность которой приходится n частиц. Полная площадь, закрытая дисками на поверхности мишени площадью F , равна $nF\sigma_T$. Это означает, что доля поверхности, равная $n\sigma_T$, «непрозрачна», а доля, равная $(1-n\sigma_T)$, «прозрачна». Вероятность того, что некоторая частица A выбудет из первичного

пучка, равна, таким образом, $P = n\sigma_T$. Такая модель позволяет почувствовать смысл равенства (2а), но читатель должен понимать, что непрозрачные диски существуют лишь в нашем воображении. Эффективное сечение является весьма удобной мерой способности частиц A и B взаимодействовать друг с другом, и не следует думать, что оно связано с их геометрическими свойствами.

4. Теперь обобщим выражение (2а) на случай, когда мишень нельзя считать тонкой. Обозначим через $P(n)$ вероятность того, что

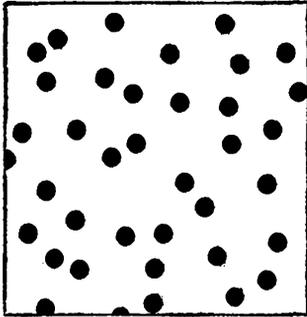


Рис. 3А. Вероятность столкновения частиц A пучка и частиц B мишени выражается через эффективное сечение σ_T .

Представим себе, что с каждой частицей B связан диск с поверхностью σ_T , так что частица A (которую можно считать точечной) будет взаимодействовать с частицей B лишь при попадании в диск. На рисунке показаны воображаемые диски для очень тонкой мишени из частиц B . Если на единицу поверхности мишени приходится n частиц, то полная поверхность, закрытая дисками, равна $n\sigma_T$. Вероятность того, что частица пройдет через мишень без взаимодействия, равна $(1 - n\sigma_T)$. Рисунок не следует, разумеется, понимать буквально: частица B не похожа в действительности ни на диск, ни на сферу.

частица A выбудет из пучка в результате столкновения с мишенью, состоящей из частиц B , равномерно распределенных с поверхностной плотностью n . Величина $T(n) = 1 - P(n)$ дает вероятность свободного прохождения частиц A через мишень. Предположим, что за слоем с поверхностной плотностью n_1 расположен второй слой с поверхностной плотностью n_2 . Суммарная поверхностная плотность равна $(n_1 + n_2)$. Вероятность того, что частица A пройдет через оба слоя, равна

$$T(n_1 + n_2) = T(n_1) T(n_2). \quad (4a)$$

Это уравнение должно выполняться для всех положительных n_1 и n_2 . Его общее решение имеет вид

$$T(n) = \exp(-Cn), \quad (4b)$$

где C — вещественная постоянная. Далее, имеем

$$P(n) = 1 - \exp(-Cn). \quad (4c)$$

Заметим, что

$$\lim_{n \rightarrow 0} \frac{P(n)}{n} = C. \quad (4d)$$

Сравнивая этот результат с выражением (2а), написанным для малых n , мы приходим к выводу, что $C = \sigma_T$. Таким образом,

$$P(n) = 1 - \exp(-n\sigma_T), \quad T(n) = \exp(-n\sigma_T). \quad (4e)$$

Мы видим, что интенсивность прошедшего пучка экспоненциально падает с толщиной мишени. Для определения полного эффективного сечения следует выполнить простой опыт по ослаблению пучка. Он заключается в измерении (с помощью различных счетчиков частиц) относительного уменьшения интенсивности проходящего пучка для фольг различной толщины. По этим данным с помощью формул (4е) можно вычислить эффективное сечение.

5. Аналогичным путем можно определить эффективные сечения для различных других процессов. Допустим, например, что при взаимодействии частиц A и B образуются частицы C и D в реакции



Эффективное сечение $\sigma_{AB \rightarrow CD}$ такого процесса равно

$$\sigma_{AB \rightarrow CD} = \sigma_T P_{AB \rightarrow CD}, \quad (5b)$$

где $P_{AB \rightarrow CD}$ — вероятность того, что исчезновение частицы из пучка сопровождается реакцией (5a). Предположим, что реакция (5a) есть единственно возможный *неупругий процесс*. Частица может

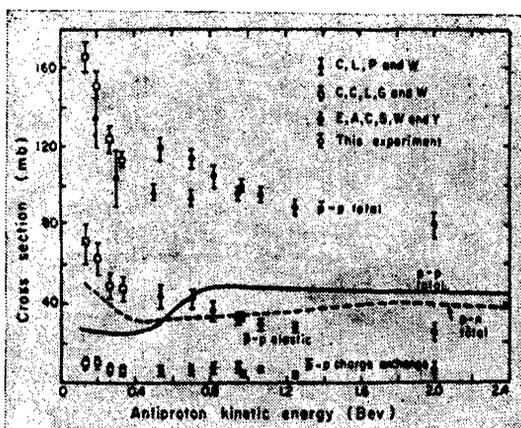


Рис. 5А. График зависимости эффективного сечения взаимодействия антипротонов с протонами от энергии.

Часть экспериментальных точек этого графика измерена в опыте, схема которого показана на рис. 2А. Для сравнения на том же графике сплошной линией показано полное эффективное сечение для $p-p$ -взаимодействия. Заметьте, что полное эффективное сечение $\bar{p}-p$ -взаимодействия примерно в два раза больше полного сечения $p-p$ -взаимодействия. [Из работы: Armenteros R. et al., Antiproton-Proton Cross Sections at 1.0, 1.25, and 2.0 BeV, Phys. Rev. 119, 2068 (1960).]

выбыть из пучка еще вследствие *упругого* рассеяния, в котором частицы A и B сохраняют свою индивидуальность после столкновения. Определим *эффективное сечение упругого процесса* равенством

$$\sigma_e = \sigma_T P_e,$$

где P_e — вероятность того, что столкновение упругое. Три рассмотренных сечения связаны равенством

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_{AB \rightarrow CD}, \quad (5c)$$

вытекающим из условия $P_e + P_{AB \rightarrow CD} \rightarrow 1$.

6. В ядерной физике и в физике элементарных частиц эффективные сечения измеряются в *барнах* (б) и *миллибарнах* (мб), причем

$$1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2; \quad 1 \text{ мб} = 10^{-3} \text{ б}. \quad (5a)$$

На рис. 6А показана зависимость полного эффективного сечения кадмия для нейтронов от их энергии, а на рис. 6В — аналогичная зависимость для серебра. Заметим, что эти данные получены для химических элементов и представляют собой поэтому эффективные сечения, усредненные по естественному распределению изотопов.

Достаточно взглянуть на эти кривые, чтобы убедиться, что полное эффективное сечение имеет мало общего с «геометрическими»

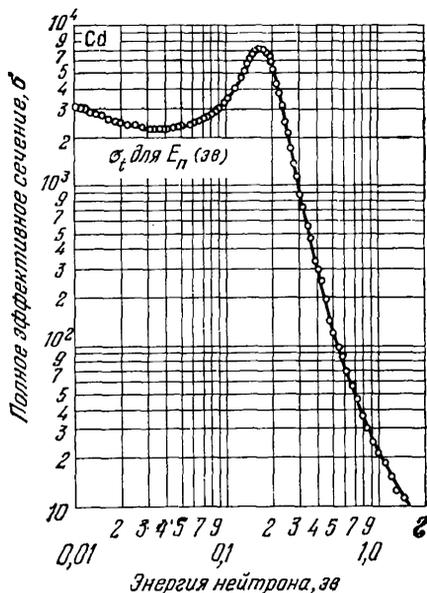


Рис. 6А. Кривая зависимости полного эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами кадмия от энергии нейтронов.

Кривая получена для естественной смеси изотопов кадмия и дает поэтому среднее значение эффективного сечения. С точки зрения теории, предпочитающей иметь дело с эффективными сечениями для определенных изотопов, такая кривая имеет ограниченный интерес. Она важна, однако, для инженеров. Вследствие большого эффективного сечения для нейтронов малой энергии кадмий обычно используют для регулировки уровня мощности ядерных реакторов. [Из работы: Goldsmith H. H., Jbsen H. W., Feld B. T., Neutron Cross Sections of the Elements, Rev. Mod. Phys. 19, 259 (1947).]

свойствами ядер. Заметьте, что кривые демонстрируют необычайно резкую зависимость эффективного сечения от энергии. У кадмия эффективное сечение падает от максимального значения 7200 б при энергии нейтронов 0,176 эв до 20 б при энергии 1 эв. Эффективное сечение серебра столь же сильно зависит от энергии, проходя через резкий резонансный максимум при 0,52 эв.

Обратим внимание на величину эффективного сечения. Ядра кадмия и серебра имеют близкие размеры. Действительно, из формулы

$$r \approx A^{1/2} \cdot (1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}), \quad (6b)$$

определяющей радиус ядра в зависимости от массового числа A , следует, что радиус этих ядер близок к 5,8 ферми ($A \sim 110$).

Соответствующее *геометрическое* сечение πr^2 равно 1 б. Это в 7000 раз меньше максимального эффективного сечения на рис. 6А.

Рассмотрим теперь рис. 24А и 24В этой главы (стр. 371, 372). На рис. 24В показан ход эффективного сечения упругого рассеяния положительных и отрицательных пионов на протонах, а на рис. 24А — эффективное сечение реакции $Al^{27} + p \rightarrow Si^{28} + \gamma$. Обратите

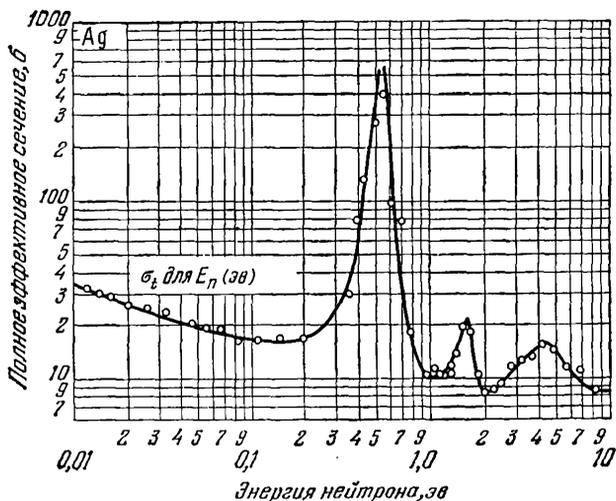


Рис. 6В. Зависимость полного эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами серебра (естественная смесь изотопов) от энергии нейтронов.

Обратите внимание на очень острый (логарифмический масштаб!) резонансный пик. Эта кривая (и кривая на рис. 6А) ясно показывает, что эффективное сечение реакции имеет мало общего с размером ядер. Кривые для кадмия и серебра весьма различны, но обе обнаруживают сильную зависимость сечения от энергии. Общий характер наблюдаемых зависимостей хорошо объясняется волновой теорией столкновений. [Из работы: Goldsmith H. H., Ibsen H. W., Feld V. T., Neutron Cross Sections of the Elements, Rev. Mod. Phys. 19, 259 (1947). В этой работе дан обзор ранних исследований в этой области.]

внимание на большое число очень острых резонансов в последнем случае.

7. Измерения эффективных сечений при различных энергиях дают нам важную информацию о взаимодействиях между сталкивающимися частицами. Ценность этой информации может сильно возрасти, если измерять также *угловое распределение* частиц после столкновения. Рассмотрим для простоты упругое рассеяние частиц А частицами В мишени. Будем измерять интенсивность рассеянных в различных направлениях частиц А с помощью счетчиков, находящихся на одном и том же расстоянии от мишени, но в различных угловых положениях. Интенсивность первичного пучка должна поддерживаться в таком опыте постоянной (или непрерывно измеряться). Полученные результаты могут быть выражены через *дифференциальное эффективное сечение* $\sigma_e(E; \theta, \varphi)$. Эта величина зависит от полярного угла θ и азимутального угла φ , определяющих направление от мишени на счетчик, а также от энергии E .

Величина $\sigma_e(E; \theta, \varphi) d\Omega$ равна вероятности того, что частица A из падающего пучка будет рассеяна в телесном угле $d\Omega$ в направлении, определяемом углами θ и φ , если поверхностная плотность частиц B равна единице. Для данного счетчика, помещенного на том же расстоянии от мишени, но в другом направлении, скорость счета прямо пропорциональна дифференциальному эффективному сечению.

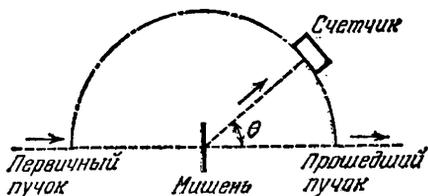


Рис. 7А. Упрощенная схема опытов по рассеянию.

Пучок частиц от ускорителя падает на мишень. С помощью счетчика регистрируется относительная интенсивность частиц, рассеянных в различных направлениях, заданных углом θ . В таком опыте измеряется дифференциальное эффективное сечение рассеяния.

эффективное сечение в виде $\sigma_e(E; \theta)$, поскольку оно не зависит от азимутального угла *).

Полное эффективное сечение упругого рассеяния получается интегрированием дифференциального сечения по всем направлениям. Если последнее не зависит от угла φ , то

$$\sigma_e(E) = \int d\Omega \sigma_e(E; \theta) = 2\pi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \sigma_e(E; \theta). \quad (7a)$$

Аналогично можно определить понятие о дифференциальном эффективном сечении для неупругих процессов.

8. Первичными данными, получаемыми в различных опытах по рассеянию частиц, являются всевозможные эффективные сечения и их зависимость от энергии сталкивающихся частиц. Перед физиками стоит задача получения свойств неизвестных взаимодействий из этих данных. Возможен и другой подход к этой задаче: исходя из некоторой теории, можно вычислить ожидаемые эффективные сечения и сравнить предсказания теории с экспериментом.

Как уже упоминалось нами, большая часть имеющейся информации об элементарных частицах получена из анализа опытов по рассеянию. Для такого анализа были развиты специальные математические методы, обсуждение которых, однако, завело бы нас слишком далеко. Нет необходимости подчеркивать, что задача нахождения «сил» по известным эффективным сечениям на практике далеко не тривиальна, хотя и ясна в принципе.

* Наши обозначения не совсем удачны, так как для «полного» и дифференциального эффективного сечений используется один и тот же символ σ . Оба типа эффективных сечений можно различить по угловой переменной в обозначении дифференциального эффективного сечения.

9. Согласно классической интерпретации опытов по рассеянию, первичные частицы отклоняются в поле сил, создаваемом частицей мишени. По квантовой механике, рассеяние есть результат дифракции волн. Именно с такой точки зрения мы рассматривали дифракцию электронов в гл. 5, где наблюдаемые явления объяснялись тем, что падающая электронная волна дифрагирует на всех атомах кристалла. В определенных направлениях происходит конструктивная интерференция, и в этих направлениях мы наблюдаем максимумы интенсивности. Таким образом, в рассеянии проявляется дифракция волн де Бройля на *препятствиях*, т. е. на атомах кристалла.

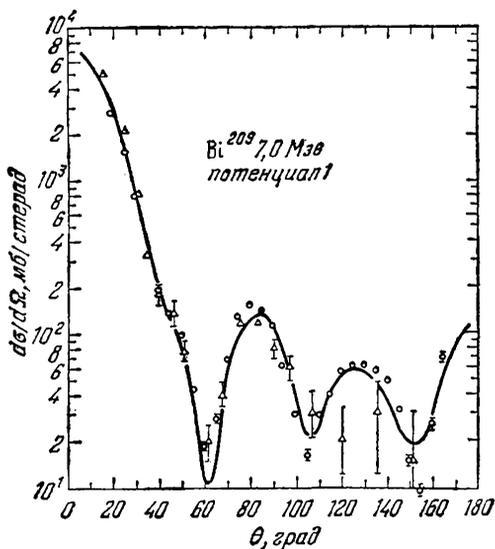


Рис. 7В. Дифференциальное эффективное сечение упругого рассеяния нейтронов изотопом висмута Bi^{209} .

Показаны экспериментальные точки и теоретическая кривая, отвечающая некоторой модели. По оси абсцисс отложен угол рассеяния, по оси ординат — дифференциальное эффективное сечение (в мб) на единицу телесного угла. Кинетическая энергия нейтронов равна 7 Мэв. [Из работы: Z a f i r a t o s C. D. et al., Large-Angle Neutron Scattering from Lead at 7 MeV, Phys. Rev. Lett. 14, 913 (1965).]

Читатель может заметить, что данное нами описание дифракции электронов имеет односторонний характер. Мы считаем, что первичная электронная волна рассеивается «препятствием». Но «препятствие» состоит из частиц, а все частицы должны быть описаны волнами. Нелогично одни частицы описывать волнами де Бройля, а другие считать *классическими* «препятствиями». В опытах по дифракции электронов мы в действительности наблюдаем результат взаимодействия первичных электронных волн с волновыми пакетами, представляющими атомы и кристаллы. Чтобы быть последовательными, следует считать, что *рассеяние есть результат взаимодействия волн с волнами*.

Несколько позже в этой главе мы используем эту идею. Здесь же заметим, что новая точка зрения ни в коей мере не обесценивает наше рассмотрение дифракции электронов. Существенно лишь то, что падающая волна с *чем-то* сталкивается и ее взаимодействие с «чем-то» вызывает дифракцию волны. До тех пор, пока наше внимание обращено на первичные частицы, природа «препятствий» не слишком существенна. Ими могут быть как «классические препятствия», так и концентрированные волновые пакеты.

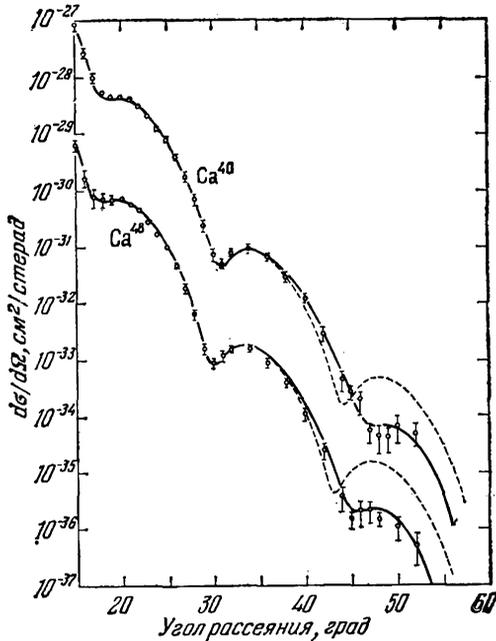


Рис. 7С. Дифференциальное эффективное сечение рассеяния электронов (энергия 750 Мэв) двумя изотопами кальция.

По оси ординат отложено дифференциальное эффективное сечение в см^2 на единицу телесного угла, причем данные для Ca^{48} увеличены в 10 раз, а для Ca^{40} — уменьшены в 10 раз. (Кривые очень близки друг к другу, и этот прием позволяет их разделить и рассмотреть на одном графике.) Наблюдаемое рассеяние возникает за счет электромагнитного взаимодействия электрона с ядром, и целью опыта является изучение распределения электрического заряда в ядре. Обратите внимание, что дифференциальное эффективное сечение для крайних значений углов меняется на множитель порядка 10^8 . [Из работы: Belliard J. B. et al., Scattering of 750-MeV Electrons by Calcium Isotopes, Phys. Rev. Lett. 19, 527 (1967).]

10. Теперь перейдем к весьма схематическому обзору волновой теории рассеяния. Рассмотрим наиболее простой случай, когда волна, соответствующая частицам, упруго рассеивается (дифрагирует) неподвижным полем сил, имеющим сферическую симметрию. Будем считать, что это поле может быть получено из потенциала, который с увеличением расстояния от центра быстро стремится к нулю. Такая задача в некоторой степени аналогична задаче о барьере, рассмотренной в гл. 7. Частица A находится в области,

где потенциал зависит от положения. В результате первичная волна испытывает дифракцию на потенциале.

В соответствии с рассматриваемой моделью будем считать, что частицы B мишени описываются сферически симметричным потенциалом, несмотря на то, что в действительности они должны быть описаны волнами. В нашем случае корректное квантовомеханическое описание рассеяния двух частиц *математически эквивалентно* нашей модели. Таким образом, принятая модель не так уж плоха. Тщательно ее обдумав, мы приходим к выводу, что раньше был применен аналогичный подход. В гл. 7 при изучении α -радиоактивности мы рассматривали движение «квантовомеханической» α -частицы в потенциальном поле сил. При рассмотрении колебаний молекулы мы имели дело с движением одиночной частицы в приблизительно гармоническом поле сил. В каждом из этих случаев реальная задача связана с движением по меньшей мере двух частиц, и мы заменили ее моделью, в которой единичная частица движется в потенциале, описывающем взаимодействия со всеми остальными частицами.

11. Рассмотрим плоскую волну

$$\psi_i(\mathbf{x}, t) = C \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}_i - i\omega t), \quad (11a)$$

соответствующую частице A , которая падает на частицу B (расположенную в начале координат $\mathbf{x} = 0$). Здесь \mathbf{p}_i — импульс волны, ω — энергия *), C — нормировочная константа. Волна дифрагирует на частице B . Можно догадаться, что волновая функция, описывающая дифрагировавшую волну на *очень большом* расстоянии от начала координат, имеет вид

$$\psi_s(\mathbf{x}, t) \approx Cf(\theta) \frac{1}{x} \exp(i\mathbf{x}p - i\omega t); \quad (11b)$$

здесь x — расстояние от начала координат; p — величина первичного импульса, так что $x = |\mathbf{x}|$ и $p = |\mathbf{p}_i|$. Функция $f(\theta)$ зависит от угла θ между направлениями первичного вектора \mathbf{p}_i и вектора положения \mathbf{x} (проведенного от начала координат в «точку наблюдения»).

Рассмотрим некоторые свойства волновой функции ψ_s , чтобы выяснить, при каких условиях она может соответствовать рассеянной волне. Амплитуда рассеянной волны пропорциональна амплитуде C входящей волны, и наша догадка согласуется с разумным предположением о *линейности* системы. Частота ω рассеянной волны совпадает с частотой входящей волны, что означает сохранение энергии частицы A . Этого и следует ожидать для *упругого* рассеяния, когда положение частицы B фиксировано.

Множитель $\exp(i\mathbf{x}p - i\omega t)$, очевидно, описывает сферическую волну, распространяющуюся *наружу*. Фазовая скорость в любой точке направлена от начала координат вдоль радиуса-вектора.

*) Мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = 1$.

Именно таким свойством и должна обладать волна, испущенная рассеивающим центром. Множитель $1/x$ в (11b) описывает уменьшение амплитуды рассеянной волны с расстоянием. *Интенсивность* волны пропорциональна квадрату абсолютного значения волновой функции. Интенсивность рассеянной волны измеряет поток вероятности, выходящий из начала координат (или, если угодно, поток частиц в последовательности повторяющихся опытов), и эта величина *должна* меняться с расстоянием, как $1/x^2$. Поэтому сама амплитуда должна быть пропорциональна $1/x$, как мы и предположили.

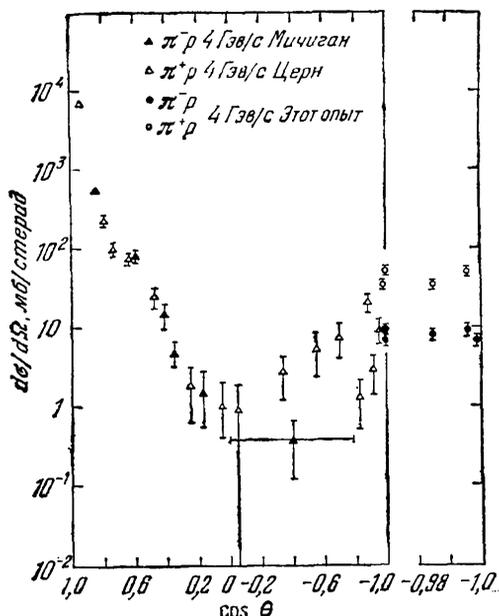


Рис. 11А. Дифференциальное эффективное сечение упругого рассеяния протонами пионов с импульсом 4 Бэв/с.

По оси абсцисс отложен косинус угла рассеяния в системе центра масс, по оси ординат — дифференциальное эффективное сечение в микробарнах на единицу телесного угла. Эффективное сечение вблизи направления назад (т. е. для $\cos \theta$, близкого к -1) показано справа в увеличенном масштабе оси абсцисс. Приведенные данные относятся к положительным и отрицательным пионам. Надписи в верхней части рисунка позволяют различить экспериментальные точки. [Из работы: F r i s k e n W. R. *et al.*, Backward Elastic Scattering of High-Energy Pions by Protons, Phys. Rev. Lett. 15, 313 (1965).]

12. Из очень простых физических соображений следует, что волновая функция, описывающая рассеянную волну, имеет вид (11b). Функция $f(\theta)$ называется *амплитудой рассеяния*. Очевидно, что она описывает угловое распределение рассеянных частиц. Мы хотим связать амплитуду рассеяния с дифференциальным эффективным сечением. Представим себе поверхность сферы радиусом x с центром в начале координат и рассмотрим небольшую часть dF этой поверхности, содержащую точку x . Вероятность dP того, что испытывавшая рассеяние частица пройдет через площадку dF , про-

порциональна произведению dF на квадрат абсолютного значения волновой функции $\psi_s(\mathbf{x}, t)$. Таким образом,

$$dP = k |\psi_s(\mathbf{x}, t)|^2 dF = k |C|^2 |f(\theta)|^2 \left(\frac{dF}{x^2}\right), \quad (12a)$$

где k — некоторый фиксированный коэффициент пропорциональности. Величина $dF/x^2 = d\Omega$ равна телесному углу, под которым малая поверхность dF видна из начала координат. Поэтому

$$dP = k |C|^2 |f(\theta)|^2 d\Omega; \quad (12b)$$

dP — вероятность рассеяния частицы в малый конус с основанием dF .

Рассмотрим теперь падающую волну (11a). Представим себе диск *единичной* поверхности, перпендикулярный импульсу \mathbf{p}_i падающих частиц, центр которого находится в начале координат. Вероятность того, что первичная частица пройдет через этот диск, равна

$$P_i = k |\psi_i|^2 = k |C|^2, \quad (12c)$$

где k — та же постоянная, что и в (12a) и (12b).

Рассмотрим теперь последовательность повторяющихся опытов по рассеянию (где импульс частицы A в каждом опыте равен \mathbf{p}_i). Отношение числа частиц, рассеянных в конус, обнимающий телесный угол $d\Omega$, к числу частиц, падающих на *единичный диск*, равно отношению вероятностей (12a) и (12c):

$$\frac{dP}{P_i} = |f(\theta)|^2 d\Omega. \quad (12d)$$

Вспоминая то, что было сказано в п. 7 о дифференциальном эффективном сечении, мы видим, что отношение dP/P_i равно произведению дифференциального эффективного сечения на телесный угол $d\Omega$, и получаем, что дифференциальное эффективное сечение просто равно квадрату абсолютного значения амплитуды рассеяния:

$$\sigma_e(\theta) = |f(\theta)|^2. \quad (12e)$$

13. Чтобы найти теоретическое выражение для амплитуды рассеяния $f(\theta)$, нам следует, разумеется, иметь явное решение нашей дифракционной задачи. Это означает необходимость найти решение уравнения Шредингера или, возможно, другого уравнения, более подходящего к рассматриваемой задаче. В нашей модели мы должны найти решение уравнения Шредингера с потенциалом, действующим на частицу A вследствие присутствия частицы B . Волновые уравнения квантовой механики имеют бесконечное число решений, и мы должны выбрать из них *одно*, описывающее опыт по рассеянию. Условия, налагаемые на искомое решение, заключаются в том, что на *больших* расстояниях от начала оно должно иметь вид

$$\psi(\mathbf{x}, t) \approx C \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}_i - i\omega t) + C f(\theta) \frac{1}{x} \exp(i\mathbf{x} p - i\omega t). \quad (13a)$$

Такая форма решения означает, что далеко от рассеивающего центра существуют плоская «падающая волна» и расходящаяся рассеянная волна. Мы не будем пытаться решать здесь эту задачу. Можно доказать для весьма общих условий, что при любом заданном импульсе существует *единственное* решение волнового уравнения, имеющее асимптотическую форму (13а). Таким образом, для данного импульса и заданного взаимодействия (потенциала) амплитуда рассеяния однозначно определена. Она зависит от величины импульса p , и можно, следовательно, записать ее в виде $f(p; \theta)$. Если амплитуда рассеяния найдена, то известно и дифференциальное сечение рассеяния (12е).

14. Рассмотрим частный случай, имеющий большое значение. Пусть амплитуда рассеяния *не зависит* от угла рассеяния θ , т. е. $f(\theta) = f = \text{const}$. В этом случае дифференциальное сечение рассеяния постоянно, $\sigma_e(\theta) = |f|^2 = \text{const}$, и угловое распределение рассеянных частиц сферически симметрично. Такая ситуация характерна для рассеяния при малых энергиях. Нетрудно дать качественное объяснение этому явлению. Угловое распределение может быть быстро меняющейся функцией угла θ в том случае, когда длина волны первичной частицы меньше размеров «объекта», на котором происходит дифракция. В дифракции принимают участие все «части» объекта, каждая из которых посылает свою дифрагировавшую волну. В зависимости от относительной фазы этих волн в определенных направлениях будет происходить конструктивная или деструктивная интерференция. Если длина волны меньше размеров объекта, то небольшое изменение направления рассеяния может оказать значительное влияние на относительные фазы, что приведет к быстрому изменению дифференциального эффективного сечения с углом θ . Если же длина волны велика по сравнению с размерами объекта, «геометрические» интерференционные эффекты отсутствуют и амплитуда рассеяния лишь медленно меняется с углом. В предельном случае малых энергий, когда длина волны много больше размеров рассеивающего объекта, амплитуда рассеяния от угла не зависит и рассеяние сферически симметрично.

15. В случае $f(\theta) = f = \text{const}$ рассеянная волна

$$\psi_s(\mathbf{x}, t) = \frac{Cf}{x} \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} - i\omega t). \quad (15a)$$

связана с первичной волной *только* через параметр C , равный амплитуде падающей волны. В частности, амплитуда рассеянной волны не зависит от направления импульса \mathbf{p}_i . Этого и следует ожидать, если рассеивающий объект много меньше длины волны.

Заменим теперь плоскую волну (11а) ее средним, взятым по всем возможным направлениям \mathbf{p}_i . Мы рассматриваем, таким образом, новую задачу о рассеянии, в которой падающая волна имеет вид

$$\psi_{i0}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} d\Omega_p C \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}_i - i\omega t). \quad (15b)$$

Этот интеграл легко вычислить, если за угол θ между векторами \mathbf{x} и \mathbf{p}_i взять полярный угол вектора \mathbf{p}_i . Получаем

$$\begin{aligned} \psi_{i0}(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \sin \theta C \exp(ixp \cos \theta - i\omega t) = \\ &= \frac{C}{2ixp} (\exp(ixp) - \exp(-ixp)) \exp(-i\omega t). \end{aligned} \quad (15c)$$

Если рассеянная волна не зависит от направления первичного импульса, то первичная волна ψ_{i0} образует *ту же самую* рассеянную волну, что и плоская волна (11a). Мы можем считать волну ψ_{i0} *сферически симметричной частью* падающей плоской волны. Лишь эта часть падающей волны создает сферически симметричную рассеянную волну ψ_s , определяемую формулой (15a).

16. Сферически симметричная часть приходящей волны имеет интересную форму. Рассматривая выражение (15c), замечаем, что оно является суммой *расходящейся* и *сходящейся* волн. Плоская волна «содержит» две такие волны, потому что она описывает как движение частиц к началу координат, так и движение, направленное от начала. Амплитуды обеих волн равны. Так и *должно быть*, ибо в противном случае выходящий поток отличался бы по величине от входящего. Мы рассматриваем упругое рассеяние (в котором число частиц A сохраняется), и оба эти потока частиц A должны быть равны.

Рассмотрим теперь среднее значение (по сфере) выражения (13a) для случая $f(\theta) = f = \text{const}$:

$$\begin{aligned} \psi_0(\mathbf{x}, t) &= \psi_{i0}(\mathbf{x}, t) + \psi_s(\mathbf{x}, t) = \\ &= \frac{C}{2ixp} ([1 + 2ifp] \exp(ixp) - \exp(-ixp)) \exp(-i\omega t). \end{aligned} \quad (16a)$$

Это выражение можно интерпретировать как асимптотическую форму волновой функции, описывающей рассеяние в условиях, когда сферическая волна ψ_{i0} играет роль падающей волны. Из (16a) следует, что волна $\psi_0(\mathbf{x}, t)$ также состоит из сходящейся и расходящейся волн. Если происходит упругое рассеяние, то абсолютные значения амплитуд обеих волн *должны* быть равны, что приводит к следующему важному условию:

$$|1 + 2ipf| = 1 \quad (16b)$$

для амплитуды рассеяния f .

Общее решение уравнения (16b) удобно записать в форме

$$f = \frac{1}{2ip} (e^{2i\delta} - 1), \quad (16c)$$

где δ — некоторое *вещественное* число. Величина δ носит название *фазового сдвига* (s -волны). В общем случае δ зависит от величины импульса p .

17. Выясним, как велико может быть эффективное сечение для сферически симметричного упругого рассеяния. Дифференциальное

эффективное сечение равно $|f|^2$, а полное эффективное сечение σ_e получается интегрированием дифференциального эффективного сечения по всем направлениям. Таким образом [имея в виду (16с)], получаем

$$\sigma_e = \frac{\pi}{\rho^2} |e^{2i\delta} - 1|^2. \quad (17a)$$

При заданном ρ это выражение максимально, если $\delta = (n + \frac{1}{2})\pi$, где n — любое целое число:

$$(\sigma_e)_{\max} = \frac{4\pi}{\rho^2}. \quad (17b)$$

Эта формула написана в системе единиц, где $\hbar = 1$.

«Восстановить» постоянную Планка очень просто. Она должна быть возведена во вторую степень и стоять в числителе, так как эффективное сечение имеет размерность площади. В системе СГС или СИ

$$(\sigma_e)_{\max} = 4\pi \left(\frac{\hbar}{\rho}\right)^2. \quad (17c)$$

Таким образом, максимальное значение эффективного сечения для упругого и сферически симметричного рассеяния равно произведению 4π на квадрат длины волны де Бройля первичной частицы. При малых импульсах это эффективное сечение может быть весьма велико. На этой основе легко понять с точки зрения волновой картины рассеяния большие эффективные сечения, о которых мы упоминали в п. 6 и которые, возможно, поставили читателя перед рядом трудностей.

18. Как мы сказали, фазовый сдвиг δ зависит от величины первичного импульса ρ . Так как энергия ω падающей волны является монотонной функцией ρ , то фазовый сдвиг δ зависит от энергии. Мы отметим эту зависимость символом $\delta(\omega)$.

В тех случаях, когда фазовый сдвиг, рассматриваемый как функция энергии, проходит через одно из значений $(n + \frac{1}{2})\pi$, максимальное значение эффективного сечения становится равным (17b). Мы говорим, что рассеяние при этой энергии имеет резонансный характер. Рассмотрим поведение амплитуды рассеяния и эффективного сечения в непосредственной близости от резонанса. Обозначим энергию резонанса через ω_0 . Итак, имеем $\delta(\omega_0) = (n + \frac{1}{2})\pi$, где n — целое число.

Формулу (16с) можно переписать, имея в виду тождество для котангенса:

$$\text{ctg}(\delta) = \frac{\cos \delta}{\sin \delta} = \frac{i(e^{i\delta} + e^{-i\delta})}{(e^{i\delta} - e^{-i\delta})}. \quad (18a)$$

Мы получим (в чем читателю нетрудно убедиться самому)

$$f(\omega) = \frac{1}{2i\rho} (e^{2i\delta(\omega)} - 1) = \frac{(1/\rho)}{\text{ctg}[\delta(\omega)] - 1}. \quad (18b)$$

Вблизи точки $\omega = \omega_0$, в которой $\text{ctg} [\delta(\omega_0)] = 0$, можно разложить выражение для котангенса по степеням $(\omega - \omega_0)$. Оставляя лишь первый, линейный член, имеем

$$\text{ctg} [\delta(\omega)] \approx -\frac{2}{\Gamma} (\omega - \omega_0). \quad (18c)$$

где, следуя установившемуся обычаю, обозначаем производную от $\text{ctg} [\delta(\omega)]$ в точке ω_0 через $-2/\Gamma$.

Предположим, что вблизи резонанса фазовый сдвиг растет с энергией. Это означает, что $\text{ctg} [\delta(\omega)]$ уменьшается с ростом ω и введенный в формулу (18c) параметр Γ положителен. Подставляя приближенное выражение (18c) (оно справедливо лишь вблизи резонанса) в (18b), получаем

$$f(\omega) \approx -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0) + i\Gamma/2} \right) \quad (18d)$$

и

$$\sigma_e(\omega) \approx \frac{4\pi}{\rho^2} \left(\frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \right). \quad (18e)$$

Читатель узнает в формуле (18e) резонансную формулу Брейта — Вигнера (21d) из гл. 3 (стр. 112). Мы получили ее из совершенных других соображений. Величина Γ представляет собой ширину резонанса. В гл. 3 мы связываем возбужденные уровни с резонансами, и здесь вернулись к этой идее. Величина $1/\Gamma = \tau$ есть в таком случае среднее время жизни возбужденного уровня, который проявляется как резонанс.

Что понимается под частицей?

19. Прежде чем продолжить изучение проблемы взаимодействия частиц, имеет смысл рассмотреть наши представления о частице. Допустим, что мы хотим составить таблицу частиц и находимся перед необходимостью сформулировать определение частицы.

В некотором смысле частицу можно представлять в виде «одиночного» объекта с определенными физическими свойствами, который может быть локализован и отождествлен в ограниченной области пространства в данное время. Этот объект имеет определенные физические свойства, и опыт дает возможность указать его массу, заряд, момент количества движения и т. д. Можно также потребовать, чтобы частица оставалась стабильной, будучи изолированной от других частиц.

20. Определив таким образом понятие частицы, мы должны считать частицей протон, электрон, позитрон, нейтрино, фотон и даже стабильные ядра. Принятые критерии, однако, ставят сразу же некоторые проблемы. Прежде всего, нейтральные атомы и ионы в своих основных состояниях также удовлетворяют этим критериям. То же можно сказать и о молекулах и молекулярных ионах

в основных состояниях, и наша таблица становится удручающе большой. С другой стороны, принятые критерии не позволяют поместить в таблицу, например, α -радиоактивное ядро ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ на том основании, что оно нестабильно. Такое положение малоудовлетворительно, ибо ядро ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ почти стабильно (период полураспада 1622 года) и для химика, например, атомы радия и атомы стабильного бария имеют близкие свойства. Но хуже, что принятые критерии не позволяют включить в нашу таблицу нейтрон. Эта частица является «близнецом» протона, и мы знаем, что ядра состоят из протонов и нейтронов. Внутри стабильного ядра нейтрон так же стабилен, как протон, но в свободном состоянии нейтрон распадается. Его среднее время жизни близко к 17 мин, что в атомной или ядерной шкале времени является огромным временем (оно велико по сравнению с 10^{-24} или даже 10^{-8} сек). В опытах, где исследуемые явления длятся гораздо меньше 17 мин, нейтрон можно считать стабильной частицей. Например, можно изучать дифракцию нейтронов на кристаллической решетке.

Наконец, доводом против выбранных нами критериев является то, что многие ядра, которые мы считаем стабильными, могут оказаться в соответствующем масштабе времени нестабильными. Это обстоятельство может в дальнейшем привести к тому, что некоторые «частицы» придется лишиться этого звания.

21. Из сказанного следует необходимость изменить критерии «частицы». Мы должны, например, допустить, что частицы «в небольшой степени» нестабильны, и тогда новые критерии позволят включить в таблицу нейтрон и ядро радия. Но тем самым мы, строго говоря, отказываемся и от требования постоянства массы, так как (см. гл. 3), если система имеет конечное время жизни τ , ее энергия (в данном случае она совпадает с массой покоя частицы) определена лишь с точностью порядка \hbar/τ . Иными словами, если среднее время жизни частицы равно τ , то неопределенность значения ее массы покоя будет

$$\Delta m \sim \frac{\hbar}{\tau c^2}. \quad (21a)$$

Для нейтрона эта неопределенность меньше 10^{-27} аем, что составляет крайне малую величину.

22. Отказавшись от критерия абсолютной стабильности частицы, обнаруживаем, что достаточно трудно решить, какую степень нестабильности можно допустить. Мюон живет, например, около 10^{-6} сек, что очень мало в макроскопической шкале, но крайне велико в ядерной. То же можно сказать и о заряженных пионах, среднее время жизни которых близко к 10^{-8} сек. Эти частицы следовало бы включить в таблицу. Среднее время жизни нейтрального пиона около 10^{-16} сек. Это все еще очень много по сравнению с 10^{-24} сек, и, кроме того, нейтральные пионы тесно связаны с заряженными. Поэтому мы должны считать их частицами, и то же следует сказать о K -мезонах и гиперонах, время жизни которых

имеет порядок 10^{-10} сек. Заметим, что соответствующая приведенным временам неопределенность массы покоя все еще крайне мала по сравнению с самой массой.

23. Теперь следует решить, включать ли в таблицу возбужденные состояния атомов, молекул и ядер. В пользу этого говорит тот факт, что среднее время жизни большинства возбужденных состояний очень велико по сравнению с временем жизни нейтральных пионов, а иногда даже больше времени жизни нейтрона. Многие из таких состояний распадаются, испуская фотон, а в некоторых случаях испуская материальные частицы. Правильно ли исключить из таблицы возбужденные состояния, если мы поместили в нее основное состояние ядра ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, при распаде которого образуется α -частица? Кроме того, не являются ли некоторые гипероны «возбужденным состоянием» нуклонов? (Гипероны нестабильны, и одной из вторичных частиц при их распаде является нуклон.) Мы чувствуем, что сопротивляться этим доводам очень трудно, и «возбужденные состояния» включаются в таблицу.

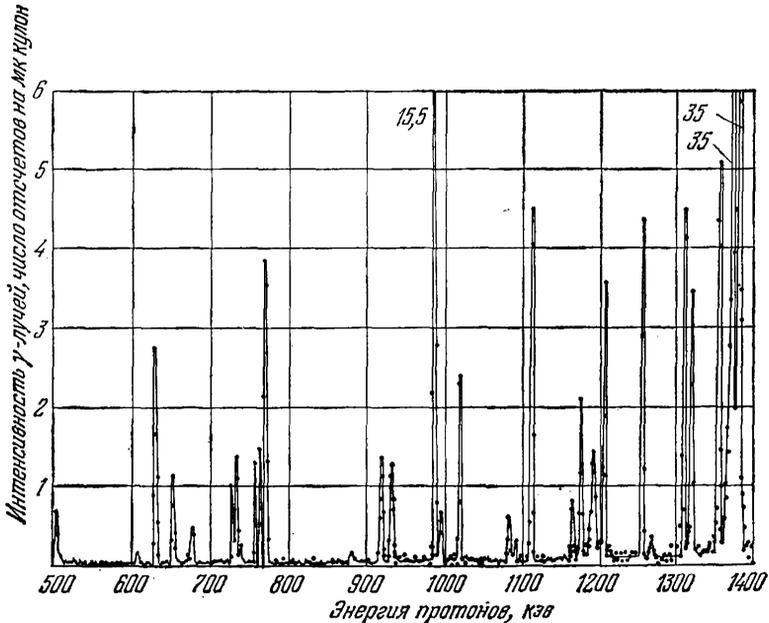


Рис. 24А. Кривая выхода для реакции $\text{Al}^{27} + p \rightarrow \text{Si}^{28} + \gamma$.

Ординаты пропорциональны эффективному сечению реакции. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия первичных протонов (в кэВ) для лабораторной системы координат. Резкие пики отвечают резонансам и демонстрируют наличие возбужденных состояний ядер кремния, возникающих при реакции.

24. При таких критериях в таблице окажется огромное число «частиц», более миллиона. Такое положение нас не удовлетворяет. Мы надеялись получить небольшую и удобную таблицу «элементарных» частиц и видим, что наши надежды рухнули. Более того,

после включения в таблицу «возбужденных состояний» возникают сомнения в разумности применяемых критериев. Действительно, рассмотрим, как на опыте определяются возбужденные состояния, т. е. уровни энергии, расположенные над основным состоянием системы. В гл. 3 мы показали, что в процессах рассеяния возбужденные состояния проявляют себя как резонансы. Примером может служить рассеяние света атомом. Измеряя эффективность атома как

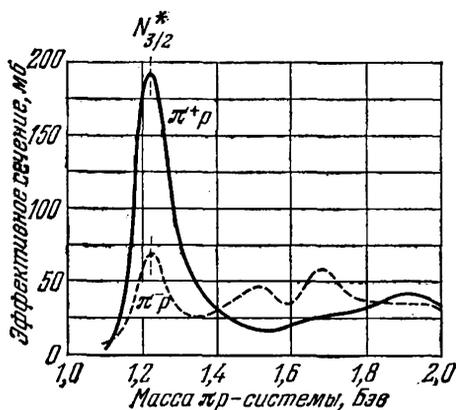


Рис. 24В. Двумя кривыми показаны результаты измерения эффективного сечения рассеяния пионами положительных и отрицательных пионов. По оси ординат отложено эффективное сечение (в мб), по оси абсцисс — полная энергия пиона и протона в системе центра масс. Такая система отсчета удобна тем, что положение максимума дает непосредственно массу «частицы» или резонансного состояния. Рассмотрим основной максимум при энергии около 1,238 Бэв. Она соответствует в лабораторной системе координат кинетической энергии пиона 195 Мэв и покоящемуся протону. Мы обозначаем резонанс при энергии 1,238 Бэв символом $N_{3/2}^*$. В литературе он часто обозначается Δ (1238).

устройства, рассеивающего свет, в зависимости от частоты света, обнаруживаем резкие максимумы на частотах, соответствующих разностям энергий возбужденных и основного состояний. Это явление, однако, не ограничено рассеянием света: мы сталкиваемся с ним также при рассеянии материальных частиц. Рассмотрим в качестве примера рис. 24А. По оси ординат отложена величина, пропорциональная эффективному сечению и реакции, проведенная через экспериментальные точки. Кривая дает зависимость эффективного сечения поглощения протонов ядрами алюминия от энергии протонов. Резкие максимумы определяют положение возбужденных состояний ядер кремния, возникающих при такой реакции.

Ширина T резонансного максимума является мерой неопределенности энергии соответствующего возбужденного состояния. Пока резонансы остаются очень узкими, их легко интерпретировать как возбужденные состояния, и такие возбужденные состояния можно считать «частицами».

Обратимся теперь к рис. 24В, где показана зависимость от энергии для эффективного сечения рассеяния пионов протонами. Эффективное сечение для положительно заряженных пионов имеет характерный максимум в начале кривой и «горб» при больших энергиях. Для отрицательно заряженных пионов мы видим три относительно четко разрешенных максимума. Можно ли считать, что все эти максимумы отвечают частицам? В настоящее время многие физики склонны дать положительный ответ на этот вопрос. Массы этих «частиц» (?) просто равны значениям абсцисс в максимумах кривых.

25. Возникает вопрос: как провести границу между частицей и нечастицей? Нельзя, конечно, считать, что каждый небольшой «горб» на кривой зависимости эффективного сечения от энергии отвечает частице. С другой стороны, любой критерий, согласно которому резонанс «достаточно» узок, чтобы связывать его с частицей, будет весьма произволен. Иными словами: чтобы данный объект можно было считать частицей, его время жизни не должно быть *слишком* малым, но какой малостью следует ограничиться?

Придется пересмотреть наши цели. По-видимому, мы ничего не добьемся, пытаясь дать *точное* и общее определение частицы. Такие попытки привели нас к таблице, состоящей из миллионов качественно весьма различных частиц. В эту таблицу входят, например, пионы и молекулы белка. Лингвистически все эти объекты можно называть частицами, но вряд ли мы узнаем что-либо существенное о фундаментальных взаимодействиях, если будем считать пионы и молекулы белка одинаково важными объектами нашей теории. Некоторые частицы являются несомненно составными, сложными системами, и такими мы должны описывать их в нашей теории. Мы должны «объяснить» их с точки зрения взаимодействий между образующими их более элементарными составляющими.

Практический подход к проблеме заключается в установлении иерархии все более элементарных частиц. В зависимости от рассматриваемых физических явлений наши представления об «элементарных» составных частях сложной системы будут меняться. Мы считаем, что молекулы являются связанными состояниями атомов, атомы — связанными состояниями ядра и электронов, а ядро — связанным состоянием протонов и нейтронов. Мы не можем, однако, сказать, что протоны, нейтроны и электроны являются связанными состояниями чего-то другого. Их можно считать предельно элементарными частицами. В качестве таковых они представляют особый интерес для фундаментальной теории.

26. Пытаемся создать новую таблицу частиц, которые в настоящее время можно считать (истинно?) элементарными. Прежде всего следует исключить из этой таблицы частицы, о которых заведомо известно, что они «очевидно сложные». В гл. 1 были перечислены некоторые экспериментальные критерии сложности или элементарности частицы. Не вызывает сомнения, что все атомы, все молекулы и все ядра тяжелее протона являются сложными частицами, и поэтому они не включены в новую таблицу. Тогда в ней остается около ста частиц, составной характер которых «не очевиден». Это протон, нейтрон, антипротон и антинейтрон, долгоживущие гипероны и антигипероны, пионы, K -мезоны, мюоны, нейтрино, электрон, позитрон и фотон. За исключением протона, антипротона, электрона, позитрона, фотона и нейтрино, все эти частицы нестабильны. Однако в свете сказанного выше нельзя, конечно, считать *непрерывным* условием «элементарности» абсолютную стабильность

Лептоны

Частица	Заряд	Масса, Мэв	Частица	Заряд	Масса, Мэв
e^- электрон	$-e$	0,511	ν_e e -нейтрино	0	0
e^+ позитрон	$+e$	0,511	$\bar{\nu}_e$ e -антинейтрино	0	0
μ^- } мюоны	e^-	105,7	ν_μ μ -нейтрино	0	0
μ^+ }	e^+	105,7	$\bar{\nu}_\mu$ μ -антинейтрино	0	0

Мюоны нестабильны, они распадаются по схеме $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu} + \nu$. [Одно из нейтрино является мюонным (μ -нейтрино), другое — электронным (e -нейтрино).] Среднее время жизни мюона равно $2,20 \cdot 10^{-6}$ сек. Остальные лептоны стабильны. Все они имеют спин, равный $1/2$.

Таблица 26В

Главный октет мезонов

Частица	Масса, Мэв	Среднее время жизни, сек	Схемы распада
π^+ } заряженные пионы	139,60	$2,61 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu$
π^0 нейтральный пион	134,98	$0,89 \cdot 10^{-16}$	$\gamma\gamma$ $\gamma e^+ e^-$
K^+ } заряженные K -мезоны	493,8	$1,23 \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm \nu$ $\pi^\pm \pi^0$ $\pi^\pm \pi^+ \pi^-$
K^0 } нейтральные K -мезоны	$\left. \begin{matrix} K_1 \\ K_2 \end{matrix} \right\}$	$0,87 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$
		$5,68 \cdot 10^{-8}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi \mu \nu$ $\pi e \nu$
η эта-мезон	548,6	$\sim 2,5 \cdot 10^{-19}$	$\gamma\gamma$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \gamma\gamma$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$

Указанные здесь мезоны имеют спин, равный нулю, и барионное число, равное нулю. Два нейтральных K -мезона (K^0 и \bar{K}^0) ведут себя при распаде так, как если бы они были «смесью» двух частиц K_1^0 и K_2^0 с различными временами жизни и слегка различными массами.

Главный барионный октет

Частица	Масса, $Mэ$	Среднее время жизни, сек	Основные схемы распада
p протон n нейтрон	938,256 939,550	стабильный $1,01 \cdot 10^3$	— $p\bar{e} - \bar{\nu}$
Λ лямбда-гиперон	1115,58	$2,51 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^-$ $n\pi^0$
Σ^+ } Σ^0 } сигма-гиперон Σ^- }	1189,47	$0,81 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^0$ $n\pi^+$
	1192,56	$< 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$
	1197,44	$1,65 \cdot 10^{-10}$	$n\pi^-$
Ξ^0 } Ξ^- } каскадные частицы	1314,7	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$
	1321,2	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$

Спин всех этих частиц равен $1/2$, а барионное число равно 1. Существует октет антибарионов, составленный из соответствующих античастиц. Члены этого октета имеют те же массы, спины и средние времена жизни, но заряды и барионные числа противоположного знака.

Элементарные частицы можно разделить на четыре группы. Фотон является единственным членом первой из них. Остальные группы частиц носят общие названия *лептонов*, *мезонов* и *барионов* (включая и антибарионы). В табл. 26А — 26С указаны некоторые свойства лептонов и наиболее характерных мезонов и барионов (см. также табл. В приложения, стр. 403).

27. Перечисленные в табл. 26В, 26С мезоны и барионы показаны также на диаграммах рис. 27А и 27В, которые сильно напоминают схемы уровней из гл. 3. Каждая частица представлена на диаграммах короткой чертой, ордината которой равна массе покоя частицы (в $Mэ$), а абсцисса соответствует ее электрическому заряду. (Заряд указан против середины черты.)

По современным представлениям, приведенные диаграммы полностью аналогичны схемам уровней атомов. Каждая диаграмма относится к «мультиплету» частиц, которые можно считать различными состояниями одной частицы, «общей» для всего мультиплета.

На рис. 27С показан мультиплет антибарионов, состоящий из восьми частиц, каждая из которых является античастицей соответствующего бариона на рис. 27В. Античастицы мезонов для

рис. 27А приведены на том же рисунке. Мы говорим, что октет мезонов самосопряжен. Отрицательный пион, таким образом, является античастицей положительного пиона, а отрицательный K -мезон — античастицей положительного K -мезона. Частицы, обозначенные K^0 и \bar{K}^0 , образуют пару античастиц. Что касается нейтрального пиона и эта-частицы, то они тождественны своим античастицам.

На рис. 27В показан мультиплет из десяти барионов, в который входят резонансы, обозначенные символом $N_{3/2}^*$, на рис. 24В. Природа

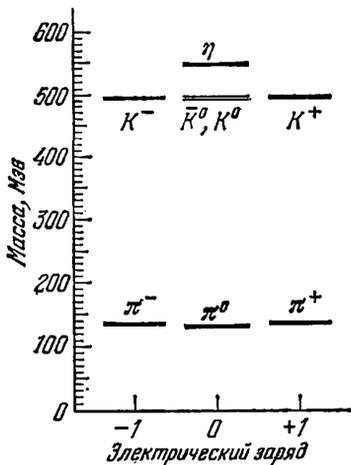


Рис. 27А. Спектр масс для мезонного октета, к которому принадлежат пионы и K -мезоны.

Все частицы октета имеют барионное число и спин, равные нулю. Массы нейтральных мезонов K^0 и \bar{K}^0 , обозначенных на схеме двойной линией, равны. Частицы и античастицы расположены симметрично по отношению к вертикали, проходящей через нулевой заряд; π^0 и η -мезоны идентичны со своими античастицами; \bar{K}^0 -мезон является античастицей K^0 -мезона.

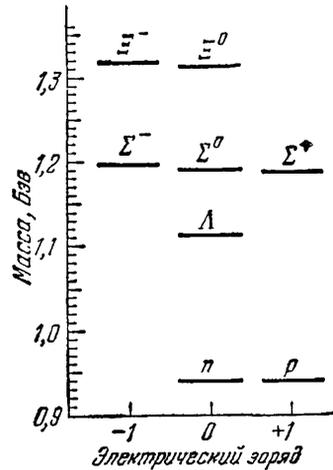


Рис. 27В. Спектр масс барионного октета, к которому принадлежит протон (p) и нейтрон (n).

Все частицы октета имеют спин, равный $1/2$, и барионное число, равное $+1$. Приведенную схему уровней можно рассматривать как схему восьми различных состояний одной частицы, образующей мультиплет.

этих резонансов еще, пожалуй, не ясна, но многие физики предпочитают включать их в число элементарных частиц.

28. Существующие в природе взаимодействия разделяются на *сильные* (частным случаем таких взаимодействий являются ядерные силы), *электромагнитные*, *слабые* и *гравитационные* взаимодействия. Мезоны, барионы и антибарионы сильно взаимодействуют друг с другом. Фотоны и лептоны не обладают сильным взаимодействием; их поведение определяется электромагнитными и слабыми взаимодействиями. Сильно взаимодействующие частицы (для них предложено общее наименование «адроны») могут участвовать как в электромагнитных, так и в слабых взаимодействиях. Многие нестабильные адроны распадаются благодаря слабым взаимодей-

ствиям, и именно поэтому их времена жизни оказываются очень большими в ядерной шкале времени.

Взаимодействия элементарных частиц управляются рядом очень строгих законов сохранения и принципов симметрии. Один из таких законов сохранения заключается в том, что полный электрический заряд сохраняется при *всех* взаимодействиях *).

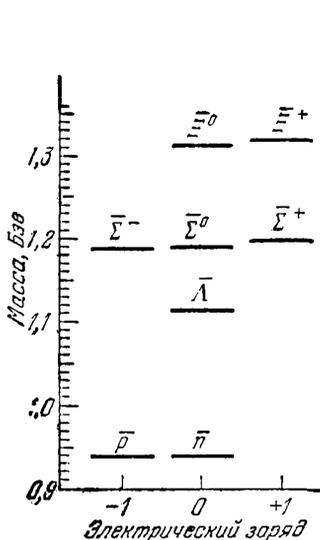


Рис. 27С. Спектр масс антибарионного октета, который образован античастицами октета, приведенного на рис. 27В.

Все частицы антибарионного октета имеют барионное число -1 и спин, равный $1/2$. Отразив барионную диаграмму вокруг вертикали, проходящей через нуль заряда, получим антибарионную диаграмму, и наоборот.

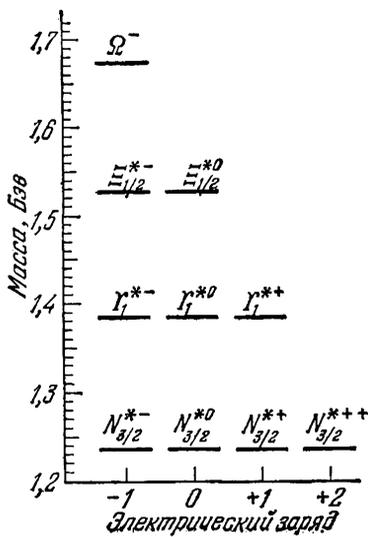


Рис. 27D. Схема уровней мультиплета из десяти барионов, включающая резонансные состояния, образующиеся при пион-нуклонном рассеянии (см. рис. 24В, где показан ход эффективного сечения с энергией).

Резонансы на диаграмме обозначены символом $N_{3/2}^*$. (В литературе используется также символ Δ .) Все показанные частицы имеют спин, равный $3/2$, и барионное число $+1$. На этой диаграмме поражает строгая закономерность, обнаруживаемая в свойствах частиц, хотя многие детали еще непонятны. Принципы симметрии, известные под названием восьмеричного пути, позволяют понять, почему пион-нуклонные резонансы входят в состав октета. Существование Ω^- -частицы было сперва предсказано на основании этих принципов, а затем ее удалось обнаружить экспериментально. Ее среднее время жизни равно $1,5 \cdot 10^{-10}$ сек. Все остальные частицы октета имеют крайне малое время жизни.

Существует аналогичный закон сохранения барионного числа. Если фотону, лептонам и мезонам приписать барионное число, равное нулю, барионам из табл. 26С барионное число, равное $+1$, а соответствующим антибарионам — барионное число -1 , то можно утверждать, что при любых взаимодействиях полное

*) Сохранение заряда является фундаментальным принципом электромагнитной теории. См. т. II настоящего курса: Парселл Э., Электричество и магнетизм, изд. «Наука», 1971, стр. 19.

число барионов сохраняется. Такой закон сохранения «объясняет» стабильность протона. Поскольку это самый легкий из барионов, его распад на более легкие частицы (которые не могут быть барионами) означал бы нарушение закона сохранения барионного числа.

29. Два упомянутых выше закона сохранения универсальны, так как выполняются во *всех* взаимодействиях. Известны другие

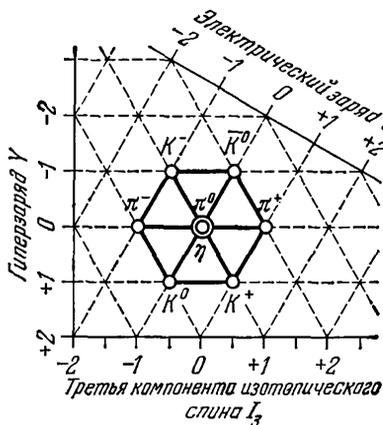


Рис. 29А. Диаграмма, определяющая заряд и гиперзаряд частиц мезонного октета, спектр масс которого приведен на рис. 27А.

Гиперзаряд сохраняется во *всех* сильных и электромагнитных взаимодействиях. Полный заряд сохраняется во всех взаимодействиях. По оси абсцисс отложено часто используемое квантовое число, называемое третьей компонентой изотопического спина. Эта величина (обозначаемая I_3) сохраняется во всех сильных и электромагнитных взаимодействиях. Частицы мезонного октета оказываются возможным расположить в вершинах и в центре показанного на диаграмме шестиугольника. Такое расположение предсказывается принципами симметрии, лежащими в основе теории восьмеричного пути. В частности, теория предсказывает, что в центре диаграммы должны быть две частицы, в данном случае π^0 - и η -мезоны. Все частицы на диаграмме имеют нулевые барионное число и спин, равный нулю.

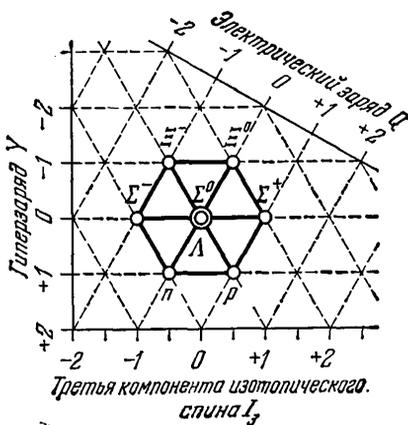


Рис. 29В. Диаграмма симметрии, следующая из теории «восьмеричного пути», для барионного октета, в который входят протон и нейтрон.

Не следует забывать, что такие свойства входящих в октет частиц, как гиперзаряд и заряд, определены *экспериментально*. Они прекрасно удовлетворяют предсказаниям, следующим из принципов симметрии восьмеричного пути. Заметим, что этот октет имеет ту же структуру, что и мезонный октет на рис. 29А. Все частицы октета имеют барионное число +1 и спин, равный $1/2$.

законы сохранения, характерные для определенных типов взаимодействий. Примером является величина, называемая *гиперзарядом*, которая сохраняется лишь в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Каждому из адронов можно приписать определенное (целое) значение нового квантового числа (гиперзаряд), обладающего тем свойством, что во всех сильных и электромагнитных взаимодействиях полный гиперзаряд всегда сохраняется. При слабых взаимодействиях гиперзаряд не сохраняется. На рис. 29А—29В показано, как производится приписывание квантового числа гиперзаряда сильно взаимодействующим частицам.

Одна из схем распада Λ -частицы имеет вид



при этом распаде гиперзаряд не сохраняется. Время жизни Λ -частицы (порядка 10^{-10} сек) очень велико в ядерной шкале времени. Законы сохранения барионного числа и гиперзаряда предохраняют ее от распада по всем другим каналам, за исключением тех, которые осуществляются благодаря слабым взаимодействиям. В этом объяснение большого времени жизни Λ -частицы.

30. На рис. 29A — 29D отражены экспериментально наблюдаемые свойства частиц; они кажутся весьма удивительными. Трудно сомневаться в том, что мы наблюдаем здесь проявление некоторой скрытой от нас симметрии природы. Такое же впечатление производит и схема уровней на рис. 29D (стр. 379), где одной из замечательных особенностей является неизменное расстояние между уровнями (эквидистантность).

В настоящее время мы обладаем лишь весьма ограниченным представлением о том, что скрывается за замечательными симметриями и закономерностями, обнаруженными на опыте. Существует, однако, феноменологическая теория (известная под названием «восьмеричного пути»), описывающая симметрии, изображаемые диаграммами, представленными на рис. 29A — 29D. Эта теория позволяет найти все *возможные* диаграммы симметрии и предсказать некоторые свойства частиц, образующих диаграмму. Замечательным успехом теории «восьмеричного пути» было экспериментальное подтверждение предсказания Мюрера Гелл-Манна о существовании частицы, обозначенной на рис. 27D и рис. 29D символом Ω^{-*} .

31. О рассмотренных нами элементарных частицах (к ним можно добавить некоторые другие) можно сказать, что все они «в равной степени элементарны». Мы не находим среди них частиц, которые казались бы «составными». Тем не менее некоторые физики предполагают, что существуют еще более элементарные образования.

Гелл-Манн предположил, что мезоны и барионы являются сложными системами, образованными еще не открытыми частицами, которые он назвал *кварками*. Такую гипотезу нельзя считать безосновательной. Гелл-Манн заметил, что некоторые свойства мезонов и барионов и, в частности, принципы симметрии, управляющие взаимодействиями этих частиц, могут получить эстетически привлекательное объяснение, если кварки (и антикварки) существуют. Согласно идеям Гелл-Манна, заряд кварков должен быть равен $\pm e/3$ и $\pm 2e/3$ (e — заряд протона), и этим они сильно отличаются от всех известных частиц. Диаграмма симметрии кварков показана на рис. 31A.

*) Barnes V. E. *et al.*, Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three, Phys. Rev. Lett. 12, 204 (1964). (Заметим, что у этой работы 33 автора!)

Все поиски кварков до сих пор не привели к положительному результату. Кварки должны быть значительно тяжелее нуклонов, в противном случае они были бы обнаружены в опытах на ускорителях. Можно поэтому думать, что если нуклон действительно является связанным состоянием (трех) кварков, то энергия связи такого состояния должна быть очень велика по сравнению с массой нуклона. Нуклон должен быть, таким образом, очень сильно связанной системой, и в этом смысле он радикально отличался бы от

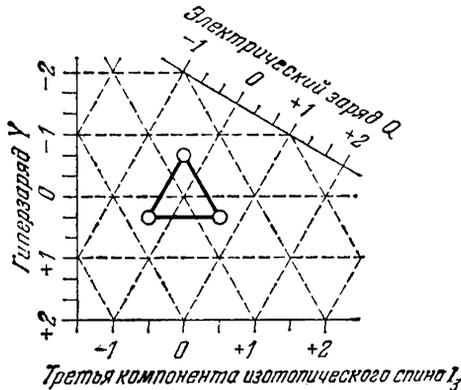


Рис. 31А. Если кварки действительно существуют, для них должна быть справедлива показанная здесь диаграмма симметрии.

Это следует из принципов симметрии восьмеричного пути. Частицы триплета должны иметь барионное число $+1/3$ и спин, равный $1/2$. Заметьте, что две частицы имеют электрический заряд $-1/3$, а заряд третьей частицы $2/3$. Соответствующий триплет антикварков имеет диаграмму симметрии, которую можно получить из этой отражением по отношению к линии нулевого электрического заряда. Барионное число для антикварков равно $-1/3$. Мезоны из октета, показанного на рис. 29А, могут представлять собой связанное состояние кварка и антикварка. Барионы из октета на рис. 29В могут быть связанными состояниями трех кварков. Если теория кварков хоть как-то связана с действительностью, то должна существовать по крайней мере одна стабильная частица с дробным зарядом. До сих пор, несмотря на многие поиски, такие частицы не удалось обнаружить, и вполне возможно, что их не существует. Таким образом, идея о кварках пока чисто умозрительна.

других известных нам связанных систем, а именно от атомов, молекул и даже ядер. (Энергии связи всех этих систем *малы* по сравнению с массой системы.) Поэтому можно думать, что если когда-нибудь будет установлена составная природа нуклона, то он окажется составным совсем не в том смысле, в каком составной является, например, такая частица, как дейтрон.

Основные идеи квантовой теории поля

32. Рассмотрим теперь некоторые теоретические попытки понять взаимодействие частиц. Вернемся к идее, высказанной в п. 9, согласно которой рассеяние следует рассматривать как проявление взаимодействия волны с волной. Классической идее о двух частицах, взаимодействующих с помощью сил, соответствует квантово-механическая идея о взаимодействии волн де Бройля. Это означает, что волна де Бройля одной из частиц влияет на распространение

волны де Бройля *другой* частицы. Такое влияние возможно лишь в том случае, если среда, в которой распространяются волны де Бройля, нелинейна, т. е. если «отклик» среды нелинеен.

В линейной среде, где распространение волн описывается линейным дифференциальным уравнением, любая линейная суперпозиция двух волн дает возможную волну, и присутствие одной волны не влияет на поведение другой.

33. Обсудим теперь свойства *вакуума*, или пустого пространства. В XIX веке, когда развивалась электромагнитная теория, вакуум был известен под другим наименованием. Его называли «эфиром». Рассуждая о волне, естественно поставить вопрос о том, что же «колеблется»; физики прошлого века говорили, что колеблется эфир и что поведение электромагнитных волн в эфире описывается уравнениями Максвелла. Для физиков того времени было естественным желание понять электромагнетизм в рамках *механических* моделей и считать электромагнитные волны чем-то аналогичным упругим волнам в твердом теле. На создание таких моделей было затрачено много усилий. Механические свойства, которыми пришлось наделить эфир, оказались совершенно отличными от свойств любого мыслимого твердого тела или жидкости, но это само по себе не свидетельствовало против теории.

Механическая теория эфира вызывала, однако, серьезные возражения принципиального характера. Рассмотрение механических свойств эфира не вызывалось необходимостью и ничего не добавляло к пониманию электромагнитных явлений. Уравнения Максвелла *сами по себе*, без всякой механической интерпретации, *содержат все*, что в классической электромагнитной теории имеет значение для эксперимента. Например, если мы хотим описать распространение радиоволн от одной антенны к другой, достаточно решить уравнение Максвелла с соответствующими граничными условиями, а наличие или отсутствие механической модели распространения волн не имеет значения. Постепенно физики поняли, что для электромагнетизма имеют значение лишь уравнения Максвелла. Попытки построения механических моделей поэтому были прекращены, и вопрос о том, «что на самом деле колеблется», был признан бессмысленным.

34. Появление специальной теории относительности ускорило кончину механической теории эфира. Псстараемся понять, почему это произошло. Если свойства эфира в какой-то степени аналогичны свойствам твердого тела или жидкости, то мы вправе ожидать существования некоторой инерциальной системы, по отношению к которой эфир покоится. С другой стороны, все соответствующие опыты указывали на *невозможность* определить состояние движения относительно эфира: все инерциальные системы полностью эквивалентны друг другу. Последнее утверждение является одной из основ специальной теории относительности. Если оно справедливо, что не вызывает у нас сомнений, то движущийся эфир должен иметь те же физические свойства, что и покоящийся. Такими качествами

не может обладать никакое обычное твердое тело или жидкость. В связи с тем, что у эфира оказались фундаментально «немеханические» свойства, бессмысленным было пытаться наделить его другими механическими свойствами.

35. Сегодня *механический* эфир изгнан из физики и само слово «эфир» не встречается больше в учебниках. Мы говорим о «вакууме», демонстрируя тем самым отсутствие интереса к *среде*, в которой происходит распространение волн. Изучая электромагнитные волны или волны де Бройля, мы не спрашиваем больше о том, «что колеблется». Мы ограничиваемся тем, что имеем *волновое уравнение* для этих волн, которое дает нам возможность предсказать экспериментально наблюдаемые явления. Как мы упоминали, эти волновые уравнения должны быть нелинейными, если мы хотим полностью с их помощью взаимодействие частиц. Получение таких волновых уравнений и извлечение из них экспериментальных предсказаний является задачей *квантовой теории поля*, которая претендует быть фундаментальной теорией элементарных частиц. В этой теории волны описываются *квантованными полями*, и по своим идеям она является квантовомеханическим обобщением классической волновой теории.

Мысль описать взаимодействие частиц через квантованные поля привлекательна во многих отношениях, и нам следует попытаться понять широкие перспективы такой теории. К сожалению, для этой цели необходим довольно сложный математический аппарат, которым мы еще не владеем, и нам придется ограничиться изложением основных идей.

36. Рассмотрим в весьма общем виде проблему взаимодействия между двумя (или несколькими) частицами, оставаясь сначала в рамках классической физики. В *нерелятивистской* теории можно было бы ввести зависящие от положения силы, действующие между частицами. Сила, действующая на данную частицу, зависит от ее положения и от положения другой частицы в тот же момент времени. Таким образом, действие сил в этом случае является мгновенным: если положение частицы внезапно меняется, соответствующее изменение силы мгновенно воспринимается другой частицей.

Мы считаем, что любая фундаментальная теория должна находиться в согласии с принципами специальной теории относительности. Между тем описанное выше мгновенное взаимодействие полностью им противоречит. Никакой сигнал не может распространяться со скоростью, большей скорости света c , поэтому мгновенное действие сил невозможно. Если положение или состояние движения одной из частиц внезапно меняется, то другая частица почувствует изменение лишь через некоторое время, причем потребное для этого минимальное время равно времени распространения светового сигнала между частицами.

Создание релятивистской инвариантной теории взаимодействия классических частиц отнюдь не тривиальная задача. Для этого

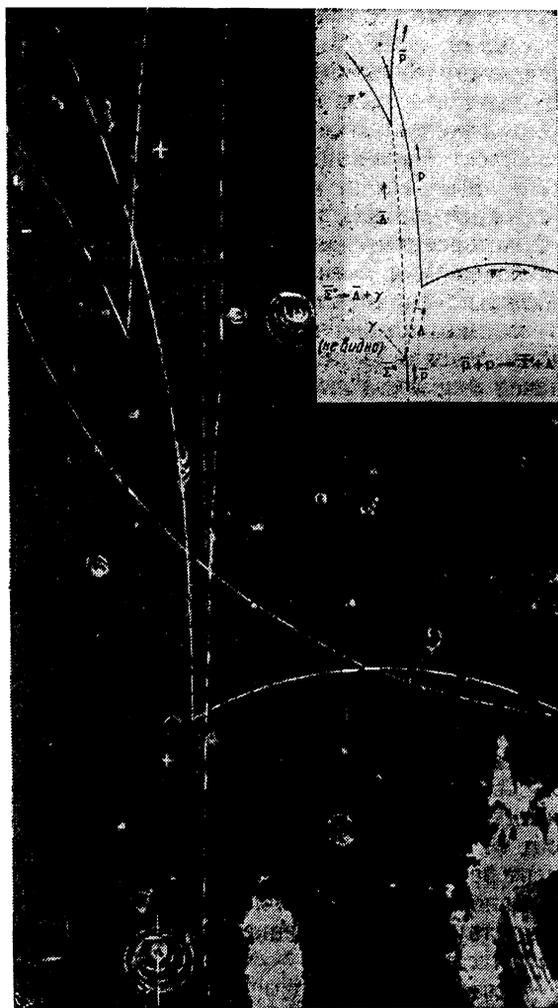


Рис. 35А. Снимок образования и распада нейтральной антисигма-частицы в пузырьковой камере.

В верхнем правом углу приведена схема, поясняющая наблюдаемые реакции и природу следов на снимке. Нейтральная частица (пунктир на схеме) не оставляет видимого следа в камере. Видимые следы искривлены, так как камера находится в магнитном поле, перпендикулярном плоскости рисунка. Реакция рождения, в которой в результате столкновения антипротона с протоном образуются $\bar{\Sigma}^0$ - и Λ -частицы, происходит вследствие сильного взаимодействия. Благодаря электромагнитному взаимодействию $\bar{\Sigma}^0$ -частица распадается на антилямбда ($\bar{\Lambda}$)-частицу и γ -квант. За остальные распады, наблюдаемые на снимке, ответственны слабые взаимодействия.

необходимо глубокое изменение нерелятивистских идей о мгновенном действии на расстоянии.

37. Возможный способ решения такой задачи заключается в понятии о (классическом) поле. Каждая частица является источником поля, которое способно распространяться в пространстве со скоростью, не превышающей скорость света c , и это поле влияет на движение других частиц. В релятивистской *классической* теории

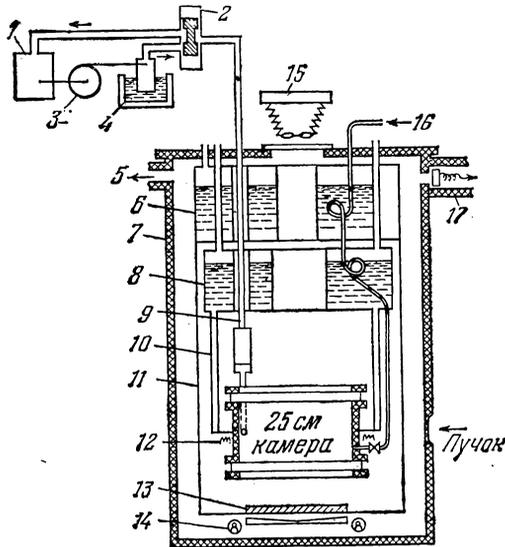


Рис. 35В. Схема небольшой жидководородной пузырьковой камеры длиной 25 см.

Камера «возбуждается» внезапным уменьшением давления, под которым находится жидкий водород. При уменьшенном давлении температура жидкости оказывается выше точки кипения, но кипение не может начаться немедленно: в течение короткого интервала времени жидкость остается в перегретом состоянии. Когда через жидкость проходит заряженная частица, происходит испарение, локализованное вдоль траектории. При этом образуется след, состоящий из маленьких пузырьков газа, который может быть сфотографирован. Затем давление снова увеличивают, и все следы исчезают; камера готова к следующему циклу.

1 — резервуар для сбрасывания давления; 2 — клапан сброса давления; 3 — компрессор; 4 — декомпрессирующий бачок для охлаждения жидким азотом; 5 — к вакуумному насосу; 6 — вакуумная рубашка; 7 — вакуумированный бак; 8 — резервуар жидкого водорода; 9 — расширительная линия; 10 — тепловой мост; 11 — азотный экран; 12 — нагреватели; 13 — затвор; 14 — источник света; 15 — фотоаппарат; 16 — водородная линия; 17 — аварийный клапан.

такого типа мы имеем дело как с частицами, так и с полями. Взаимодействие заряженных частиц, осуществляемое через электромагнитное поле, является хорошим примером такой теории: заряд представляет собой источник электромагнитного поля, и это поле в свою очередь влияет на движение заряженных частиц.

38. Рассмотрим проблему взаимодействия частиц с иной стороны. В классической нерелятивистской теории, где взаимодействие частиц сводится к мгновенно действующим силам, будущее поведение изолированной системы из нескольких частиц однозначно определено, если заданы положения и скорости всех этих частиц в некоторый момент времени. Другими словами, если мы имеем N

частиц, то их состояние движения определяется $6N$ параметрами: система имеет конечное число степеней свободы. С другой стороны, в релятивистской теории, в которой взаимодействие описывается полями, недостаточно указать положения и скорости частиц в заданный момент времени. Мы должны еще указать и состояние поля. Классическая электромагнитная теория является прекрасным примером такой ситуации: положения и скорости всех заряженных частиц в данный момент времени не определяют однозначным образом электромагнитное поле. Начальные условия должны включать в себя и значения электромагнитного поля в любой точке пространства. Электромагнитное поле требует, однако, для своего описания бесконечно большого числа параметров, и наша система не является больше системой с конечным числом степеней свободы. В этом глубокое различие между релятивистскими и нерелятивистскими теориями.

39. Обратим внимание на другую особенность (классической) релятивистской теории: в любой момент времени часть полной энергии системы заключена в поле. Это свойство любой теории, в которой взаимодействие переносится полем. Рассмотрим, например, две частицы A и B , взаимодействующие друг с другом, и пусть частица A внезапно сталкивается с частицей C , которая не действует непосредственно на частицу B . Состояние движения частицы A изменится, и с течением времени это изменение проявится как изменение поля, создаваемого частицей A в месте расположения частицы B . В конце концов состояние движения частицы B тоже изменится, в частности, может измениться ее кинетическая энергия. Таким путем между частицами A и B произойдет обмен энергией, осуществленный через посредство поля. Если мы хотим построить теорию, в которой имеет смысл понятие о полной энергии системы в данный момент времени и сохраняется полная энергия изолированной системы, то мы должны спросить себя, где находилась энергия, переданная частице B , между моментом столкновения частиц A и C и последующим моментом, когда частица B почувствовала изменение состояния частицы A . Мы вынуждены считать, что эта энергия была заключена в поле.

40. Эти размышления позволяют сделать еще один интересный вывод. Допустим, что ситуация не изменилась, но частица B отсутствует. В тот момент, когда частицы A и C столкнулись, поле, создаваемое частицей A , изменилось, и некоторая часть энергии частицы A перешла в поле. Это та же часть энергии, которая имела в присутствии частицы B , так как частица A не «знает», что частица B , которая может воспринять энергию, отсутствует. Но если частицы B нет, куда девается энергия, передаваемая полю? Она куда-то уходит, и одна из возможностей ее исчезновения — излучение в пространство. Именно это и происходит в электромагнитной теории: если заряженная частица A сталкивается с другой частицей C (которая может быть и нейтральной), то частица A испускает электромагнитные волны, которые могут перенести

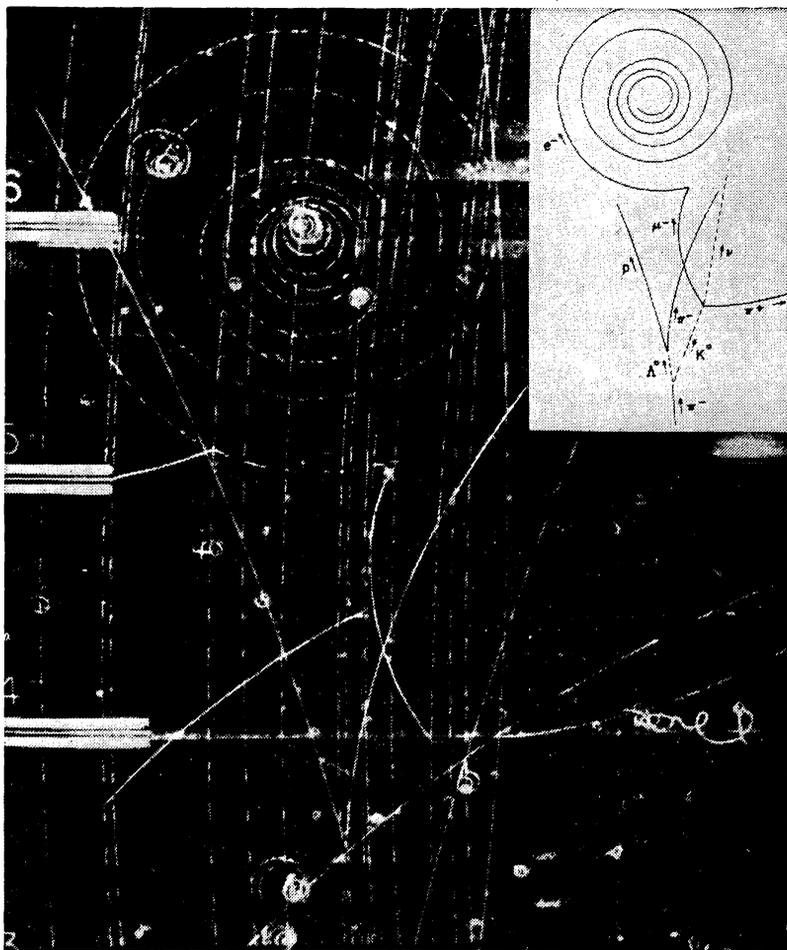


Рис. 39А. Снимок образования и распада нейтральной Λ -частицы и нейтрального K -мезона в пузырьковой камере.

На вставке в верхнем углу дана схема события. Видимые следы, искривленные магнитным полем, принадлежат заряженным частицам. Нейтральные частицы были образованы в реакции $p + \pi^0 = \Lambda^0 + K^0$, которая является примером сильного взаимодействия. Распады происходят благодаря слабому взаимодействию. Отрицательный мюон, испущенный при распаде K^0 -мезона, в свою очередь распадается на электрон, нейтрино и антинейтрино. Последние две частицы нейтральны и не оставляют следа в камере.

энергию «в бесконечность», если нет других частиц, способных поглотить часть этой энергии.

Мы пришли, таким образом, к весьма общему выводу: если взаимодействие между частицами осуществляется полем, то поле должно проявить себя в виде свободно распространяющихся и переносящих энергию волн.

41. Рассмотрим теперь проблему взаимодействия частиц с точки зрения квантовой механики. Еще в первых главах книги мы пришли к заключению, что с каждой частицей связана волна и что, с другой стороны, каждая волна имеет некоторые свойства частицы. Можно сказать, что квантовомеханическая волна идентична квантовомеханической частице: это один и тот же объект, поведение которого не совпадает ни с поведением классической частицы, ни с поведением классического волнового пакета. Такая точка зрения приводит к замечательному упрощению наших концепций. В классической физике мы имеем дело с двумя типами объектов — с частицами и волнами, осуществляющими взаимодействия между частицами. В квантовой физике удастся избежать этой двойственности, рассматривая «частицы» и волны как различные проявления свойств одного и того же объекта. Мы формулируем теорию поля, описывающую распространение волн-полей, которые представляют собой дебройлевские волны частиц. Такая теория поля описывает также и взаимодействие между волнами, сводя к нему эффективные силы, действующие между частицами.

Это весьма привлекательная идея, и она является основой квантовой теории поля. В теории Шредингера силы между частицами должны быть заданы. Задав их, можно предсказать движение частиц, но сама теория Шредингера не дает никакого «объяснения», почему силы таковы. С другой стороны, в квантовой теории поля существование и природа сил тесно связаны с существованием частиц: мы единым образом описываем частицы, волны и силы. Квантовая электродинамика, которая является одной из теорий поля, дает нам хороший пример этих свойств теории. Действительно, силы между электронами (и позитронами) возникают как проявление электромагнитного поля, а кванты электромагнитного поля (фотоны) испускаются взаимодействующими электронами.

42. Сделаем обзор основных идей квантовой теории поля. Квантовые поля вводятся для описания частиц и взаимодействия между ними. Поля зависят от координат и времени и описывают то, что называют *локальным состоянием вакуума* *). Волновой аспект материи вводится в теорию с самого начала: решения уравнений квантовой теории поля являются волнами. Волны имеют также свойства частиц. Хорошо локализованная частица соответствует

*) Поля не являются больше «обычными» комплексными функциями, зависящими от координат и времени. Они представляют собой математические объекты, определяемые операторами. Для наших целей можно, однако, считать их обычными функциями.

концентрированному волновому пакету: частицу легче всего найти в той области пространства-времени, в которой амплитуда поля велика.

Уравнения поля нелинейны, и поэтому они могут описывать *взаимодействия* между волновыми пакетами (частицами). Нелинейность проявляет себя лишь в тех случаях, когда амплитуда поля велика. Если амплитуды малы, то волны распространяются приблизительно так же, как и в линейной теории. Если два волновых пакета, соответствующие двум частицам, перекрываются в данный момент времени в некоторой части пространства, нелинейность становится существенной и две волны влияют друг на друга. В классической картине это соответствует взаимодействию между двумя частицами. С другой стороны, если волны не перекрываются, между ними нет заметного взаимодействия, и это отвечает классической картине двух частиц, очень слабо взаимодействующих, если расстояние между ними велико.

43. Квантовая теория поля является существенным образом *теорией многих частиц*: она дает единый метод, пригодный для описания состояний с любым числом частиц данного типа. Рождение и исчезновение частиц представляют собой естественные и обычные для этой теории процессы. Их существование связано с нелинейным характером уравнений поля. Два волновых пакета (отвечающие двум частицам) могут перекрываться, взаимодействовать и создавать новые волновые пакеты (соответствующие новым частицам). Например, при столкновении двух электронов испускаются электромагнитные волны. Мы говорим, что происходит рождение фотона.

44. В соответствии с этими идеями были сформулированы многие более или менее глубокие квантовые теории поля. Классическим примером такой теории является квантовая электродинамика, которая достигла замечательных успехов в описании электромагнитных взаимодействий заряженных частиц, и особенно в атомной физике. Специальные предположения, лежащие в основе других теорий поля, призванных объяснить слабые и сильные взаимодействия, оказались менее успешными. Эти теории дали нам понимание некоторых, весьма общих свойств элементарных частиц, но не привели, однако, к существенным предсказаниям, проверяемым на опыте. В случае сильных взаимодействий метод последовательных приближений, на котором основаны успехи квантовой электродинамики, оказывается неприменимым. Причиной успехов электродинамики несомненно является малость постоянной тонкой структуры, т. е. слабость электромагнитных взаимодействий. Сильные взаимодействия чрезвычайно сильны. Это обстоятельство не позволяет найти решение предложенных уравнений поля, а не имея таких решений, нельзя судить о пригодности самих уравнений. Скорее всего они не годятся. Существуют бесконечные возможности выбора уравнений, и в прошлом единственным руководящим принципом был «принцип простоты». Лишь для квантовой

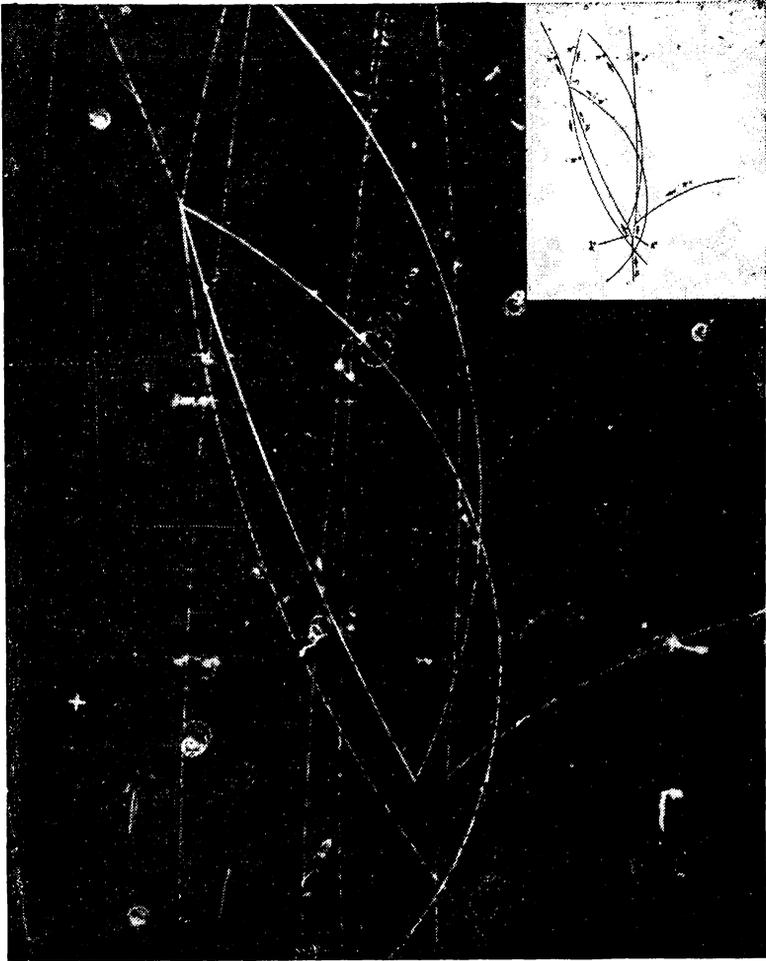


Рис. 44А. Фотография образования и последующего распада пары лямбда — антилямбда. На вставке в верхнем углу дана схема события. Входящий в камеру антипротон сталкивается с протоном и образует пару лямбда — антилямбда. Обе эти частицы нейтральны и не оставляют видимых следов в камере. Лямбда-частица распадается (за счет слабых взаимодействий) на протон и отрицательный пион, а антилямбда-частица образует при распаде антипротон и положительный пион. Затем антипротон сталкивается с протоном и аннигилирует. При этом образуются пионы, четыре из которых заряжены и оставляют видимые следы. Мы приводим эту фотографию в середине обсуждения квантовой теории поля. Одной из задач такой теории является объяснение подобных явлений.

электродинамики путеводной нитью новой теории была классическая аналогия заряженных частиц, взаимодействующих с электромагнитным полем.

45. В настоящее время математические трудности теории непреодолимы и нельзя получить *решение* уравнений поля, предложенных для описания сильных взаимодействий. Такая ситуация привела к некоторому разочарованию в самих теориях поля как таковых. Раздались голоса, требовавшие отказаться от дальнейших попыток в этом направлении.

Против квантовой теории поля могут быть выдвинуты еще более веские возражения эпистемологического характера. Можно сказать, что *основные принципы* теории ставятся под сомнение на том основании, что не имеют непосредственного «операционального» значения (operational significance). Например, неясно, как могут быть измерены, хотя бы в принципе, сами поля. Лишь в отдельных специальных случаях эта проблема получила сколько-нибудь удовлетворительное решение. Возникает также вопрос: как ведут себя поля в очень малых областях пространства, с линейными размерами порядка, скажем, 10^{-100} см? Как и какими «приборам» можно измерить поля в таких областях? Удавалось ли кому-нибудь измерить (в любом значении этого слова) расстояния, меньшие 10^{-13} см?

Все эти возражения и вопросы действительно серьезны. Но против них следует, однако, заметить, что нет необходимости, чтобы каждое понятие теории имело *непосредственный* операциональный смысл. Хотя трудно представить себе, как можно «измерить» расстояния порядка 10^{-100} см, однако можно сохранить пространственно-временные координаты для описания «арены», на которой происходят физические явления. С другой стороны, не исключено, что будущая успешная теория взаимодействия элементарных частиц связана с отказом от некоторых из наших представлений о пространстве и времени. Квантовые теории поля дают *детальное* описание происходящего в любой точке пространства в любой момент времени. Вполне возможно, что это слишком большое требование и такое описание немислимо в принципе.

46. Подобные соображения привели Вернера Гейзенберга в 1943 г. к новой теории взаимодействия частиц, названной теорией S-матрицы. В этой теории, которую мы не станем здесь обсуждать, Гейзенберг попытался рассмотреть лишь понятия, которые имеют ясный операциональный смысл. Он следовал, таким образом, тем же идеям, которые в 1925 г. привели его к созданию матричной механики. Можно сказать, что теория S-матрицы имеет дело лишь с *результатом* процессов столкновения, а не с детальной последовательностью явлений, происходящих в течение самого процесса. До сих пор, однако, не удалось создать удовлетворительной теории. В настоящее время не существует *фундаментальной* теории сильных взаимодействий. Было сделано много попыток создания такой теории, но результаты не кажутся очень убедительными. Возможно,

будущей теорией будет полевая теория или теория, подобная теории S-матрицы, а может быть, и совершенно новая теория, которую, возможно, удастся создать кому-нибудь из читателей этой книги.

Пионы и ядерные силы

47. Совершенно очевидно, что в этой книге мы не в состоянии обсуждать детали квантовой теории поля. Для этого нужно владеть весьма сложным математическим аппаратом. С другой стороны, мы уже убедились, что основные идеи такой теории просты. Прежде чем оставить эти проблемы, рассмотрим задачу, которую первым успешно решил Хидеки Юкава в 1934 г.

Вопрос заключается в том, существуют ли частицы, связанные с ядерными силами. Иными словами, это вопрос о существовании квантов поля ядерных сил. Если такие кванты существуют, то каковы их свойства? Можно ли их наблюдать экспериментально?

Известно, что с электромагнитными силами, действующими между заряженными частицами, связана частица, а именно фотон. Известно также, что силы, связывающие нуклоны в ядро, не электромагнитного происхождения. Они гораздо сильнее электромагнитных сил и, кроме того, отличаются от них очень малым радиусом действия. На расстояниях, превышающих 10^{-12} см, ядерные силы очень быстро спадают до нуля и при расстояниях, больших 10^{-11} см, не имеют уже никакого практического значения. Приняв идеи квантовой теории поля, следует ожидать, что поле ядерных сил может проявить себя даже в виде свободно распространяющихся волн, и нас интересует вопрос о соответствующих частицах. Подобно тому, как при столкновениях заряженных частиц испускаются фотоны, можно ожидать, что и при достаточно сильном столкновении двух нуклонов будут испущены кванты ядерного поля сил.

48. Читатель, вероятно, слышал, что такие частицы существуют и что они называются *пионами*. В 1934 г. о существовании мезонов никто не подозревал и предположение Юкавы было поистине пророческим. Ему были известны лишь два замечательных свойства ядерных сил — их большая величина и малый радиус действия, и он поставил перед собой приведенные выше вопросы. Зная свойства ядерных сил, он не только смог предсказать существование соответствующих квантов, но и указал, что их масса должна быть приблизительно в 200 раз больше массы электрона. В этой работе он, несомненно, руководствовался аналогией с электромагнитным взаимодействием.

Экспериментальное подтверждение существования мезонов Юкавы имеет сложную и драматическую историю. Примерно к 1937 г. в космическом излучении были открыты частицы с массой, близкой к 200 массам электрона. Естественно, их сочли тождественными с мезонами Юкавы. Дальнейшие исследования показали, однако, что эти частицы (теперь они известны под названием *мюонов*, или

лю-мезонов) очень слабо взаимодействуют с веществом (т. е. с ядрами) и поэтому не могут быть частицами, ответственными за большие ядерные силы. Загадка была решена лишь в 1947 г., главным образом благодаря работам Поуэлла и его сотрудников, которые обнаружили в составе космического излучения такие частицы *). Это были пионы. Их масса близка к 270 электронным массам, они сильно взаимодействуют с ядрами и, без сомнения, должны быть отождествлены с квантами Юкавы.

К 1948 г. развитие методов ускорения частиц открыло возможности получения пионов в больших количествах при нуклон-нуклонных столкновениях высоких энергий. С этого времени началось интенсивное исследование их свойств. В настоящее время мы знаем, что пионы играют существенную роль во всех явлениях, связанных с сильными взаимодействиями.

49. Попытаемся теперь «повторить» открытие Юкавы **). Будем рассматривать силы, действующие между двумя нуклонами по аналогии с электростатическими силами между двумя стационарными заряженными частицами и постараемся решить нашу задачу на основе предполагаемой аналогии. Следует понимать, что эта аналогия далеко не совершенна. Тем не менее она приводит к правильному фундаментальному соотношению между массой пиона и свойствами сил, действующих между двумя нуклонами.

Будем рассуждать следующим образом. Уравнения Максвелла дают описание свободно распространяющихся электромагнитных волн в отсутствие источников. Те же самые уравнения описывают и электростатическое поле стационарного точечного заряда, а тем самым и потенциальную энергию взаимодействия двух таких зарядов. Действительно, электростатический потенциал, созданный одним из таких зарядов, удовлетворяет волновому уравнению всюду вне заряда, и это решение волнового уравнения обладает свойством сферической симметрии и не зависит от времени. Предположим, что мы имеем волновое уравнение для свободно распространяющихся мезонов и хотим найти для него сферически симметричное и не зависящее от времени решение. Будем надеяться, что это решение даст нам потенциал поля ядерных сил, созданный одиночным нуклоном. Обозначим его через $V(r)$. Энергия взаимодействия двух нуклонов, находящихся на расстоянии r , должна быть пропорциональна $V(r)$. Коэффициент пропорциональности характеризует силу связи нуклона с пионным полем.

50. Волновое уравнение, которому удовлетворяет дебройлевская волновая функция пиона, представляет собой уравнение Клейна — Гордона, знакомое нам по гл. 5 (стр. 208). Если массу

*) Lattes C. M. G., Muirhead H., Occhialini G. P. S., Powell C. F., Processes Involving Charged Mesons, Nature 159, 694 (1947). См. также Lattes C. M. G., Occhialini G. P. S., Powell C. F., Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions, Nature 160, 453 (1947).

***) Теория Юкавы изложена им в работе «On the Interaction of Elementary Particles», Proc. Phys. Math. Soc. of Japan 17, 48 (1935).

пиона обозначить через m_π и воспользоваться системой единиц, где $\hbar=c=1$, то волновое уравнение примет вид

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{x}, t) - \nabla^2 \psi(\mathbf{x}, t) = -m_\pi^2 \psi(\mathbf{x}, t), \quad (50a)$$

где ∇^2 — оператор Лапласа:

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}. \quad (50b)$$

Волновое уравнение (50a) описывает свойства мезонных волн де Бройля в отсутствие источников. В соответствии с нашей программой постараемся теперь найти стационарное и сферически симметричное решение этого уравнения, которое описывало бы мезонное поле вне нуклона, расположенного в начале координат. В данном случае мы имеем дело с точечным источником, а именно с нуклоном, расположенным в начале координат. Поэтому решение может не удовлетворять уравнению (50a) в начале координат, но должно удовлетворять ему *во всем пространстве*. Мы принимаем это решение за потенциальную функцию и обозначаем его через $V(r)$. Оно не зависит от времени, поэтому первый член уравнения (50a), представляющий собой вторую производную по времени, исчезает. Уравнение принимает вид

$$\nabla^2 V(r) = m_\pi^2 V(r). \quad (50c)$$

51. Функция $V(r)$ зависит только от расстояния $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$, и нам следует найти результат действия оператора Лапласа на такую функцию. Заметим прежде всего, что

$$\frac{\partial r}{\partial x_1} = \frac{x_1}{r}. \quad (51a)$$

Применив правило дифференцирования сложной функции, получаем

$$\frac{\partial V(r)}{\partial x_1} = \frac{dV(r)}{dr} \frac{\partial r}{\partial x_1} = \left(\frac{x_1}{r} \right) \frac{dV(r)}{dr}. \quad (51b)$$

Дифференцируя еще раз по x_1 , получаем

$$\frac{\partial^2 V(r)}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{x_1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} + \frac{x_1^2}{r^3} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right), \quad (51c)$$

и окончательно:

$$\nabla^2 V(r) = \frac{3}{r} \frac{dV(r)}{dr} + r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right). \quad (51d)$$

После простого преобразования правой части можно (51d) записать в виде

$$\nabla^2 V(r) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV(r)}{dr} \right). \quad (51e)$$

Это важное равенство описывает действие дифференциального оператора Лапласа на функцию $V(r)$, зависящую только от расстояния r .

52. Мы пришли к обычному линейному дифференциальному уравнению второго порядка

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV(r)}{dr} \right) = m_\pi^2 V(r). \quad (52a)$$

Читатель легко проверит подстановкой, что два линейно независимых решения этого уравнения имеют вид

$$\frac{1}{r} \exp(-rm_\pi) \text{ и } \frac{1}{r} \exp(+rm_\pi). \quad (52b)$$

Общее решение может быть выражено в виде их линейной комбинации. Заметим, что второе решение отвечает потенциалу, который беспредельно *растет* при возрастании r , а это значит, что такое решение описывает внутринуклонные силы, которые растут с расстоянием. Ясно, что такое решение неприемлемо физически, и мы приходим к выводу, что потенциал должен быть пропорционален первому решению (52b), и получаем

$$V(r) = C' \frac{1}{r} \exp(-rm_\pi), \quad (52c)$$

где C' — постоянная.

Мы отбросили второе решение, что является иллюстрацией важного принципа, с которым мы не раз сталкивались прежде: не каждое решение волнового уравнения квантовой механики имеет физический смысл. Физически приемлемое решение должно удовлетворять не только самому волновому уравнению, но и ряду *граничных условий*, одно из которых заключается в том, что решение не может безгранично возрастать на бесконечности.

53. Мы достигли теперь нашей цели, получив выражение для потенциальной энергии $U(r)$ двух нуклонов, находящихся на расстоянии r друг от друга:

$$U(r) = \frac{C}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_\pi}\right). \quad (53a)$$

Здесь $\lambda_\pi = 1/m_\pi$, а C — постоянная, характеризующая величину связи.

Благодаря экспоненциальному множителю потенциал $U(r)$ очень быстро уменьшается с увеличением расстояния r . В качестве грубой оценки можно принять, что *область действия* потенциала имеет размер λ_π . На расстояниях много больших потенциал становится пренебрежимо малым. Такая зависимость потенциала от расстояния была рассмотрена в п. 38 гл. 2 (стр. 79).

Мы знаем теперь, что масса пиона равна 140 $M_{\text{эв}}$. Величина $\lambda_\pi = 1/m_\pi$ — это комптоновская длина волны для пиона. (В системе

СГС $\lambda_{\pi} = \hbar/m_{\pi}c$.) Численное значение $\lambda_{\pi} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см, и таков «радиус действия» ядерных сил. Юкава с самого начала знал, что этот радиус имеет порядок 10^{-13} см, и поэтому мог предсказать, что масса гипотетического мезона должна быть близка к 100 Мэв, т. е. к 200 электронным массам.

Обратите внимание, что «радиус действия» обратно пропорционален массе частицы, в данном случае пиона. Частица, не имеющая массы, например фотон, отвечает силам «бесконечного радиуса действия». Потенциал $U(r)$, определяемый равенством (53а), переходит в кулоновский потенциал. Этот потенциал, разумеется, тоже уменьшается с расстоянием, но уменьшение не является экспоненциальным. Таким образом, мы пришли к некоторому понижению связи между существованием пионов и свойствами поля ядерных сил.

54. Здесь мы рассмотрим вопрос терминологии. Часто говорят, что взаимодействие между двумя нуклонами осуществляется *обменом пионами*, и аналогично, что кулоновское взаимодействие двух заряженных частиц осуществляется *обменом фотонами*. Смысл этих утверждений в том, что взаимодействие между двумя нуклонами может быть найдено именно так, как мы это сделали, т. е. то же волновое уравнение, которое описывает распространение свободных пионов (или фотонов), описывает и силы, связанные с этими частицами. Имея дело с такой терминологией, читатель не должен думать, что нуклоны обмениваются «биллиардными шарами». «Обмен» является лишь фигуральным выражением, и это следует иметь в виду. Уяснив себе это, нет большой беды говорить «обмен частицами». Так принято. Обычно результаты открытий, «сделанных» нами на предыдущих страницах, описывают такими словами: «Две частицы могут взаимодействовать друг с другом благодаря тому, что они взаимодействуют с третьей частицей». В этом случае говорят о силах, возникающих благодаря обмену третьей частицей. Радиус действия результирующей силы обратно пропорционален массе «обмениваемой» частицы.

55. Следует внести ясность в один пункт, который может вызвать недоумение. Мы упоминали в этой главе о *нелинейном* характере уравнений квантовой теории поля. Несмотря на это, потенциал Юкавы [формула (53а)] появился в результате решения *линейного* волнового уравнения, и читатель вправе спросить, верен ли ход наших рассуждений. Такое недоумение в некоторой степени оправдано.

Рассмотренная нами линейная теория является лишь приближением, годным, когда мезонное поле или потенциал $V(r)$ не слишком велики. Поэтому потенциал Юкавы имеет смысл для расстояний, больших комптоновской длины волны пиона, и может оказаться неверным для *очень* малых расстояний. Следует признать, что характер взаимодействия для таких расстояний в настоящее время неизвестен. Однако нет оснований сомневаться, что для расстояний, больших 10^{-13} см, общие свойства эффективных сил

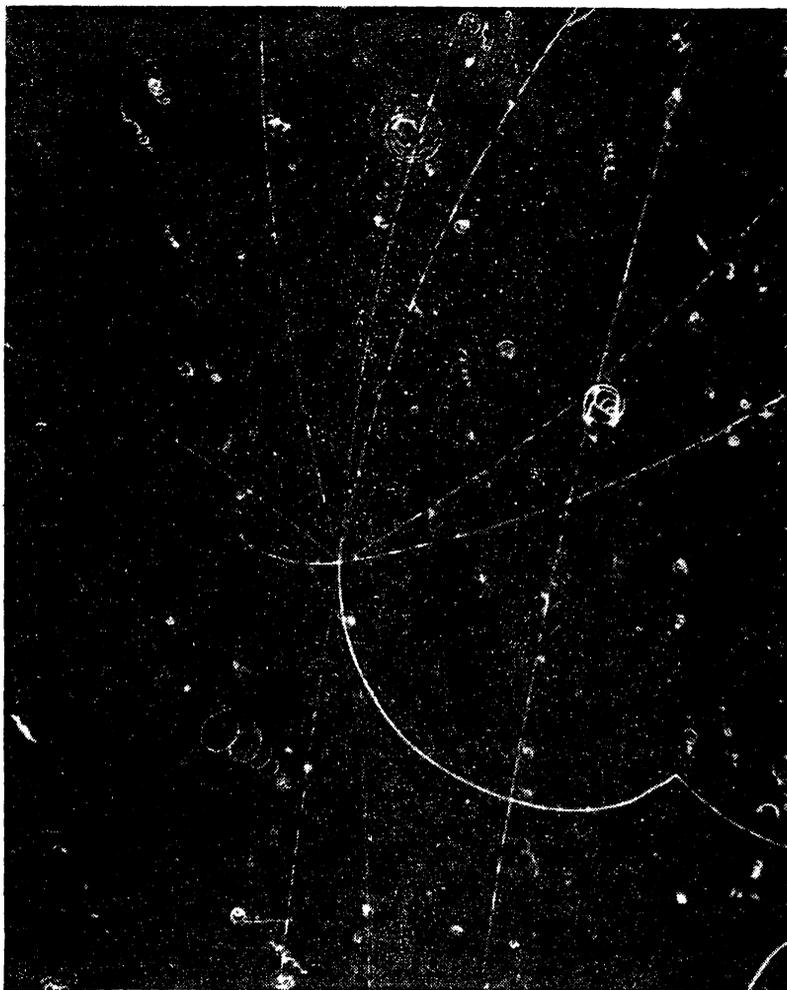


Рис. 55А. Фотография аннигиляции протона и антипротона в пузырьковой камере. Основное явление происходит в середине снимка. Антипротон приходит снизу, оставляя пунктирный, почти прямой след. При аннигиляции возникает восемь заряженных пионов. Один, направление движения которого почти противоположно движению антипротона, распадается на мюон и нейтрино. Мюон в свою очередь распадается на позитрон и два нейтрона. Мюонный след трудно отличить от пионного, но начало следа позитрона хорошо видно. Камера помещена в магнитное поле, перпендикулярное плоскости снимка. Следы отрицательных частиц отклоняются по движению часовой стрелки, следы положительных — в противоположном направлении. Медленно движущиеся частицы оставляют плотные следы, тогда как следы очень быстрых частиц кажутся «пунктирными».

правильно описываются потенциалом Юкавы. Использование линейного приближения не может поэтому изменить основной вывод о том, что радиус сил обратно пропорционален массе частицы, участвующей в «обмене».

Последние замечания

56. В предыдущих главах мы научились квантовомеханическому пониманию разнообразных физических явлений. Наше изложение, естественно, очень неполно, и это не должно вызывать удивления, так как настоящая книга имеет *вводный* характер. За пределами рассмотрения осталось очень много общих принципов и законов, а то, что удалось затронуть, изучено с недостаточной полнотой и глубиной. Следует, однако, иметь в виду, что квантовая физика интенсивно развивалась в течение 40 или 50 лет и в этой области накоплено необозримое количество знаний. Никакая книга, носящая лишь вводный характер, не в состоянии рассмотреть этот предмет сколько-нибудь полно, и читателю предстоит прослушать специальные лекции и прочесть другие книги.

Мы сделали, однако, неплохое начало. Мы поняли волновую природу частиц и рассмотрели причины, по которым физические явления, непонятные для классической физики, получили естественное объяснение на основе волновых представлений. Мы поняли также, что законы классической физики являются «предельным случаем» более общих квантовомеханических законов. Мы обнаружили, что в любой физической системе существуют уровни энергии, и поняли квантовомеханическое объяснение этого явления. В процессе обучения мы познакомились с удивительным (на первый взгляд) миром микрофизических явлений, рассмотрели порядок соответствующих физических величин и научились делать простые оценки, основанные на элементарных моделях.

Читатель, изучивший книгу с начала до конца последней главы, получил представление о некоторых наиболее важных проблемах современной физики. Он понял, что современная физика не закончена — существует много фундаментальных проблем, решения которых еще не видно.

Задачи

1. а) Вычислите вероятность прохождения нейтронов с энергией $0,1 \text{ эв}$ через кадмиевую фольгу толщиной $0,1 \text{ мм}$ при нормальном падении. Плотность кадмия $8,7 \text{ г/см}^3$. Величина эффективного сечения для нейтронов показана на рис. 6А (стр. 358).

б) Вычислите аналогичным образом вероятность прохождения нейтронов с энергией 1 эв через слой кадмия толщиной 1 см при нормальном падении.

2. Полное эффективное сечение взаимодействия K^+ -мезонов с неподвижными протонами равно 15 мб при кинетической энергии K -мезонов, равной 400 Мэв . Чему равно среднее число взаимодействий на 1 см пути K -мезонов такой энергии в жидком водороде (например, в пузырьковой камере)? Плотность жидкого водорода равна $0,071 \text{ г/см}^3$.

3. Эффективное сечение образования электронно-позитронной пары γ -квантом с энергией 10 Мэв при столкновении с атомом свинца равно 14 мб . Какова

вероятность образования пары при нормальном падении γ -кванта на свинцовую пластину толщиной $2,5 \text{ мм}$? Плотность свинца $11,3 \text{ г/см}^3$.

4. Для γ -лучей с энергией 100 кэВ измеренное на опыте эффективное сечение комптоновского рассеяния равно $0,49 \text{ б}$. При этой энергии, которая много меньше энергии покоя электрона, нерелятивистские классические вычисления дают верное значение эффективного сечения. Комптоновское рассеяние γ -квантов происходит на «свободном» покоящемся электроне. (Комптон-эффект был нами рассмотрен в гл. 4, стр. 156, но вопрос об эффективном сечении там не обсуждался.) Предположим, что плоская волна с амплитудой A и частотой ω встречает покоящийся электрон. Он будет совершать колебания в направлении электрического вектора волны. Обозначим через x амплитуду этих колебаний. Очевидно, что амплитуда x пропорциональна амплитуде A волны и зависит также от частоты ω и массы m и заряда электрона. Осциллирующий электрон действует как электрический диполь с моментом ex , в частности, он испускает электромагнитные волны. Пусть мощность излучения равна W (формула для W приведена в п. 48 гл. 3, стр. 136). Вычислите, какая часть энергии, проходящей через единичную поверхность (содержащую электрон), рассеивается электроном. Выразите полученный результат через эффективное сечение рассеяния; это и будет эффективное сечение комптоновского рассеяния. Эффективное сечение комптоновского рассеяния для атома равно произведению вычисленной величины на число электронов в атоме.

5. а) В п. 17 (стр. 367) была приведена элементарная теория для максимума эффективного сечения в случае сферически симметричного рассеяния. Интересно сравнить полученный там результат с экспериментальными значениями эффективного сечения π^+ - p -рассеяния, приведенными на рис. 24В (стр. 372). Для упрощения задачи можно считать, что протон обладает бесконечно большой массой. В этом случае полная кинетическая энергия системы равна кинетической энергии положительного пиона. В области знаменитого резонанса, обозначенного $N_{3/2}^*$, она близка к 195 МэВ (в лабораторной системе координат). Вычислите σ_{max} и сравните с опытом. Вы обнаружите, что порядок величин совпадает, но что экспериментальное эффективное сечение отличается от вычисленного на множитель «порядка единицы». Объяснение заключается в том, что рассеяние не имеет сферической симметрии, и теория должна быть расширена на случай более сложных угловых распределений. Тогда экспериментальное эффективное сечение в максимуме окажется в согласии с предсказанием теории.

б) Оцените с помощью рис. 24В среднее время жизни $N_{3/2}^*$ -«частицы».

6. С помощью простой теории резонансного рассеяния, развитой в пп. 17 и 18 этой главы, оцените эффективное сечение резонансного поглощения γ -лучей с энергией $14,4 \text{ кэВ}$ ядрами Fe^{57} . [Эта оценка относится к экспериментальным результатам, представленным на рис. 16А гл. 4 (стр. 157)]. Предположим, что железная мишень имеет вид фольги толщиной 25 мкм . Какова вероятность прохождения γ -лучей через фольгу?

Заметим, что одна из причин неприменимости нашей элементарной теории к фотонам в том, что фотоны имеют спин, равный единице. Поэтому нельзя ожидать, что мы получим численно верное значение эффективного сечения. Теория, однако дает правильную зависимость максимального эффективного сечения от длины волны и верную оценку порядка величины эффективного сечения.

7. Максимальное эффективное сечение резонансного рассеяния света атомом может быть очень большим, так как длина волны видимого света велика. Рассмотрим, например, резонансное рассеяние желтого света с длиной волны 5896 \AA атомами натрия.

а) Оцените максимальное эффективное сечение в резонансе.

б) В реальном эксперименте в качестве «мишени» для опыта по рассеянию света можно использовать стеклянный сосуд с парами натрия. [Рассмотрим, например, опыт, описанный в задаче 3 гл. 3 (стр. 143).] Атомы натрия имеют разную скорость, поэтому линия будет расширена доплеровским сдвигом. Среднее время жизни атомов натрия в $3p_{1/2}$ -состоянии близко к 10^{-8} сек . Зная эту величину, можно вычислить ширину линии для изолированных и покоящихся атомов натрия. Предположим, что падающий свет имеет как раз такую ширину линии и что атомы натрия в сосуде-мишени имеют скорость, равную средней скорости, соответствующей

щей температуре 200 °С. Оцените *эффективное* сечение рассеяния атомов натрия в сосуде для фотонов первичного пучка.

в) Воспользовавшись выполненной в предыдущем пункте задачи оценкой эффективного сечения, найдите число атомов натрия в 1 см^3 сосуда, необходимое для половинного ослабления интенсивности пучка света на длине в 1 см . Заметим, что такой слой газа будет совершенно прозрачен для волн, длина которых отлична от резонансной.

8. Рассмотрим частицы, образующие барионный октет. Его спектр приведен на рис. 27В (стр. 376), а диаграмма симметрии восьмеричного пути — на рис. 29В (стр. 378). Одна из частиц октета стабильна. Одна из нестабильных частиц распадается благодаря электромагнитным взаимодействиям (ее время жизни значительно короче времени жизни остальных частиц), а распад остальных вызван слабыми взаимодействиями. Воспользуйтесь для объяснения этих особенностей октета рассмотренными законами сохранения барионного числа, заряда и гиперзаряда. Рассмотрите возможность распада частиц октета на упомянутые в тексте частицы, приняв во внимание экспериментальные значения их масс. Например, можно начать с выяснения возможности распада Σ^+ -частицы на K^+ -мезон и что-то еще. Вы обнаружите, что число возможностей заметно ограничено, и вам не придется рассматривать слишком много случаев. Покажите, что из известных законов сохранения следует, что ни одна из частиц октета не может распасться благодаря сильным взаимодействиям и лишь одна обязана своим распадом электромагнитным взаимодействиям.

9. На диаграммах симметрии (рис. 29А — 29D, стр. 378, 379) приведены значения величины I_3 , называемой третьей компонентой изотопического спина. Мы отмечали, что во всех сильных и электромагнитных взаимодействиях величина I_3 сохраняется.

Объясните, почему этот закон сохранения имеет большее значение, чем законы сохранения заряда, гиперзаряда и барионного числа.

10. В литературе по элементарным частицам часто встречается величина, называемая «странностью». Она является одной из характеристик сильно взаимодействующих частиц. Каждой из них можно приписать квантовое число S странности, равное $S = Y - B$. Здесь Y и B — квантовые числа гиперзаряда и барионного числа соответственно. Из определения странности следует, что странность пионов и нуклонов равна нулю: они не «странные», а «обычные» частицы.

а) При каких взаимодействиях полная странность сохраняется?

б) Странность S , электрический заряд Q , барионное число B и третья компонента изотопического спина I_3 связаны простым линейным соотношением. Получите его. (Это следует, в частности, из диаграмм симметрии рис. 29А — 29D, стр. 378, 379.)

11. Мы хотим получить Λ -частицу в столкновениях протонов с протонами. Какова минимальная кинетическая энергия протона, необходимая для этой реакции, если другой протон покоится?

12. В п. 11 (стр. 363) мы догадались, что на больших расстояниях от рассеивающего центра рассеянная волна имеет вид

$$\psi_s(\mathbf{x}, t) = C f(\theta) \frac{1}{x} \exp(i\mathbf{p}\mathbf{x} - i\omega t). \quad (a)$$

Покажите, что в частном случае сферически симметричного рассеяния, когда амплитуда рассеяния $f(\theta) = f$ не зависит от угла рассеяния θ , волновая функция (а) действительно является решением уравнения Клейна — Гордона. Подставив эту волновую функцию в уравнение Клейна — Гордона, убедитесь, что она удовлетворяет уравнению с точностью до члена $1/x^2$, который стремится к нулю при x , стремящемся к бесконечности.

Дополнительная литература

Ферми Э., Элементарные частицы, ИЛ, 1953.

Ферми Э., Лекции по атомной физике, ИЛ, 1952.

Смородинский Я. А., Законы и парадоксы элементарных частиц.

Сборник «Физика наших дней», изд. «Знание», 1972,

- Хилл Р., По следам частиц, изд. «Мир», 1966.
- Сборники «Над чем думают физики», изд. «Наука» (выпуски 1—4), где помещены переводы статей из журнала «Scientific American»:
- Гелл-Манн М., Розенбаум Е., Элементарные частицы, вып. 2, 5 (1965).
- Чу Г., Гелл-Манн М., Розенфельд А., Сильно взаимодействующие частицы, вып. 3, 83 (1965).
- Фейнберг Дж., Голдхабер М., Законы сохранения в физике, вып. 3, 5 (1965).
- Маршак Р., Ядерные силы, вып. 4, 5 (1965).
- Пенман С., Мюон, вып. 3, 35 (1965).
- Хилл Р., Резонансные частицы, вып. 3, 65 (1965).
- Ледерман Л., Двухнейтринный эксперимент, вып. 3, 51 (1965).
- Трейман С., Слабые взаимодействия, вып. 3, 20 (1965).
- Маршак Р., Пионы, вып. 2, 32 (1965).
- Хофштадтер Р., Атомные ядра, вып. 1, 72 (1962).
- Пайерлс Р., Атомное ядро, вып. 1, 87 (1972).
- Фриш Д., Торндайк А., Элементарные частицы, Атомиздат, 1966.
- Алварец Л., Современное состояние физики элементарных частиц. Нобелевская лекция, УФН 100, вып. 1, 93 (1968).*

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица А

Основные физические константы

Постоянная Планка $h = 2\pi\hbar = (6,62559 \pm 0,00015) \cdot 10^{-27}$ эрг·сек

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1,05449 \pm 0,00003) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$$

Скорость света $c = (2,997925 \pm 0,000001) \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹

Заряд электрона $e = (4,80298 \pm 0,00006) \cdot 10^{-10}$ СГС

$$= (1,60210 \pm 0,00002) \cdot 10^{-19} \text{ кулон}$$

Гравитационная постоянная $G = (6,670 \pm 0,005) \cdot 10^{-8}$ дин·см²·г⁻²

Постоянная тонкой структуры $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = (7,29720 \pm 0,00003) \cdot 10^{-3}$

$$\frac{1}{\alpha} = 137,0388 \pm 0,0006$$

Число Авогадро $N_0 = (6,02252 \pm 0,00009) \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

Постоянная Больцмана $k = (1,38054 \pm 0,00006) \cdot 10^{-16}$ эрг (°К)⁻¹

Число Фарадея $N_0 e = (96487,0 \pm 0,5)$ кулон моль⁻¹

Универсальная газовая
постоянная

$$R = N_0 k = 8,314 \cdot 10^7 \text{ эрг } (^\circ\text{К})^{-1} \text{ моль}^{-1} \\ = 1,986 \text{ кал } (^\circ\text{К})^{-1} \text{ моль}^{-1}$$

Масса электрона

$$m = (9,10908 \pm 0,00013) \cdot 10^{-28} \text{ г} \\ = (5,48597 \pm 0,00003) \cdot 10^{-4} \text{ аем} \\ = (0,511006 \pm 0,000002) \text{ Мэв}/c^2$$

Атомная единица массы (аем) = $(1,66043 \pm 0,00002) \cdot 10^{-24}$ г

$$= (931,478 \pm 0,005) \text{ Мэв}/c^2$$

Масса протона

$$M_p = (1,67252 \pm 0,00003) \cdot 10^{-24} \text{ г} \\ = (1,00727663 \pm 0,00000008) \text{ аем} \\ = (938,256 \pm 0,005) \text{ Мэв}/c^2$$

Масса нейтрона $M_n = (1,0086654 \pm 0,0000004)$ аем

$$= (939,550 \pm 0,005) \text{ Мэв}/c^2$$

Комптоновская длина волны электрона $\lambda_e = \frac{h}{mc} = (2,42621 \pm 0,00002) \cdot 10^{-10}$ см

$$\tilde{\lambda}_e = \frac{\hbar}{mc} = (3,86144 \pm 0,00003) \cdot 10^{-11} \text{ см}$$

Первый боровский радиус $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \alpha^{-1} \lambda_e = (5,29167 \pm 0,00002) \cdot 10^{-9} \text{ см}$

«Классический радиус» электрона $\frac{e^2}{mc^2} = \alpha \lambda_e = (2,81777 \pm 0,00004) \cdot 10^{-13} \text{ см}$

Ионизационный потенциал водорода при бесконечно большой массе протона $R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = (13,60535 \pm 0,00013) \text{ эв}$

Постоянная Ридберга для бесконечной массы протона $\bar{R}_\infty = \frac{\alpha}{4\pi a_0} = \frac{R_\infty}{hc} = (109737,31 \pm 0,01) \text{ см}^{-1}$

Постоянная Ридберга для водорода $\bar{R}_H = (109677,576 \pm 0,012) \text{ см}^{-1}$

Магнетон Бора $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = (9,27314 \pm 0,00021) \cdot 10^{-21} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$

Частота, отвечающая 1 эв $= (2,41804 \pm 0,00002) \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$

Температура, отвечающая 1 эв $= (11604,9 \pm 0,5) \text{ }^\circ\text{К}$

Таблица В

Наиболее стабильные элементарные частицы *)

Частица	Спин	Масса, $M_{эв}$	Среднее время жизни, сек	Основные ветви распада		
				схема распада	вероятность	кинетическая энергия Q , выделяемая при распаде, $M_{эв}$
γ фотон	1	0	стабилен	стабилен		
Лептоны ν_e нейтрино ν_μ нейтрино	$\frac{1}{2}$	$0 (< 0,2 \text{ Кэв})$ $0 (< 2 \text{ Мэв})$	стабильны	стабильны		
e^\pm электрон — позитрон	$\frac{1}{2}$	0,511006	стабильны	стабильны		
μ^\pm мюоны	$\frac{1}{2}$	105,659	$2,20 \cdot 10^{-6}$	$e\nu\nu$	100%	105
Барионы**) p протон n нейтрон	$\frac{1}{2}$	938,256 939,550	стабилен $1,01 \cdot 10^8$	стабилен $p\pi^-\gamma$	100%	0,78
Λ лямбда-гиперон	$\frac{1}{2}$	1115,58	$2,51 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^-$ $n\pi^0$ $p\pi^+\nu$ $p\pi^+\nu$	66% 34% $1,4 \cdot 10^{-4}$ $0,88 \cdot 10^{-3}$	30 41 72 177

Частица	Спин	Масса, $M_{эв}$	Среднее время жизни, сек	Основные ветви распада		
				схема распада	вероят- ность	кинетиче- ская энер- гия Q , выделяе- мая при распаде, $M_{эв}$
Σ^+ сигма-гипе- роны		1189,47	$0,81 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^0$ $n\pi^+$	53% 47%	116 110
Σ^0 Σ^-	$\frac{1}{2}$	1192,56 1197,44	$< 1,0 \cdot 10^{-14}$ $1,65 \cdot 10^{-10}$	$p\gamma$ $\Lambda\gamma$ $n\pi^-$ $ne-\nu$ $n\pi-\nu$ $\Lambda e-\nu$	$1,9 \cdot 10^{-3}$ 100% 100% $1,3 \cdot 10^{-3}$ $0,6 \cdot 10^{-3}$ $0,6 \cdot 10^{-4}$	251 77 118 257 152 81
Ξ^0 каскадные частицы	$\frac{1}{2}$	1314,7	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$	100%	7
Ξ^-		1321,2	$1,74 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$ $\Lambda e-\nu$	100% $3,0 \cdot 10^{-3}$	5 205
Ω^- омега-минус	$\frac{3}{2}$	1674	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\Xi\pi$ $\Lambda\bar{K}$	$\sim 50\%$ $\sim 50\%$	221 66
Мезоны π^\pm заряженные пионы	0	139,58	$2,608 \cdot 10^{-8}$	$\mu\nu$ $e\nu$ $\mu\nu\gamma$ $\pi^0 e\nu$	100% $1,24 \cdot 10^{-4}$ $1,24 \cdot 10^{-4}$ $1,0 \cdot 10^{-8}$	34 139 34 4,08
π^0 нейтральный пион	0	134,98	$0,89 \cdot 10^{-16}$	$\gamma\gamma$ $\gamma e^+ e^-$	98,8% 1,2%	135 134
K^\pm заряжен- ные каоны (K -мезоны)	0	493,8	$1,235 \cdot 10^{-8}$	$\mu\nu$ $\pi^\pm\pi^0$ $\pi^\pm\pi^-\pi^+$ $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ $\mu^\pm\pi^0\nu$ $e^\pm\pi^0\nu$	63,4% 21,0% 5,6% 1,7% 3,4% 4,8%	388 219 75 84 253 358
K^0 нейтральные каоны	0	497,9				
K_1^0			$0,87 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+\pi^-$ $\pi^0\pi^0$	69,3% 30,7%	219 228
K_2^0			$5,68 \cdot 10^{-8}$	$\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi\pi\nu$ $\pi e\nu$ $\pi^+\pi^-$ $\pi^0\pi^0$	23,5% 11,5% 27,5% 37,4% 0,15% 0,36%	93 84 253 358 219 228
η эта-мезон	0	548,6	$\sim 2,5 \cdot 10^{-19}$	$\gamma\gamma$ $\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^0\gamma\gamma$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$	31,4% 21,0% 20,5% 22,4% 4,6%	549 144 414 135 269

*) Данные таблицы взяты из обзора: Rosenfeld A. H. et al., Data on Particles and Resonant States, Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967). В этом обзоре приведены дополнительные данные о свойствах частиц и резонансных состояний, не вошедшие в таблицу.

**) Каждому барyonu соответствует антибарюон, не указанный в таблице.

Химические элементы

Элемент	Символ	Атомный номер	Масса атома, а.е.м.	Элемент	Символ	Атомный номер	Масса атома, а.е.м.
Азот	N	7	14,0067	Литий	Li	3	6,939
Активный	Ac	89	(227)	Лоуренсий	Lw	103	(257)
Алюминий	Al	13	26,9815	Лютеций	Lu	71	174,97
Америций	Am	95	(243)	Магний	Mg	12	24,312
Аргон	Ar	18	39,948	Марганец	Mn	25	54,9380
Астатин	At	85	(210)	Медь	Cu	29	63,54
Барий	Ba	56	137,34	Менделевий	Md	101	(256)
Бериллий	Be	4	9,0122	Молибден	Mb	42	95,94
Берклий	Bk	97	(247)	Мышьяк	As	33	74,9216
Бор	B	5	10,811	Натрий	Na	11	22,9898
Бром	Br	35	79,909	Неодим	Nd	60	144,24
Ванадий	V	23	50,942	Неон	Ne	10	20,183
Висмут	Bi	83	208,980	Нептуний	Np	93	(237)
Водород	H	1	1,00797	Никель	Ni	28	58,71
Вольфрам	W	74	183,85	Ниобий	Nb	41	92,906
Гадолиний	Gd	64	157,25	Нобелий	Nb	102	(255)
Галлий	Ga	31	69,72	Олово	Sn	50	118,69
Гафний	Hf	72	178,49	Осмий	Os	76	190,2
Гелий	He	2	4,0026	Палладий	Pd	46	106,4
Германий	Ge	32	72,59	Платина	Pt	78	195,09
Гольмий	Ho	67	164,930	Плутоний	Pu	94	(244)
Диспрозий	Dy	66	162,50	Полоний	Po	84	(209)
Европий	Eu	63	151,96	Празеодим	Pr	59	140,907
Железо	Fe	26	55,847	Прометий	Pm	61	(145)
Золото	Au	79	196,967	Протактиний	Pa	91	(231)
Индий	In	49	114,82	Радий	Ra	88	226,0254
Иридий	Ir	77	192,2	Радон	Rn	86	(222)
Иттербий	Yb	70	173,04	Рений	Re	75	186,2
Иттрий	Y	39	88,905	Родий	Rh	45	102,905
Йод	I	53	126,9044	Ртуть	Hg	80	200,59
Кадмий	Cd	48	112,40	Рубидий	Rb	37	85,47
Калий	K	19	39,102	Рутелий	Ru	44	101,07
Калифорний	Cf	98	(251)	Самарий	Sm	62	150,35
Кальций	Ca	20	40,08	Свинец	Pb	82	207,19
Кислород	O	8	15,9994	Селен	Se	34	78,96
Кобальт	Co	27	58,9332	Сера	S	16	32,064
Кремний	Si	14	28,086	Серебро	Ag	47	107,870
Криптон	Kr	36	83,80	Скандий	Sc	21	44,956
Ксенон	Xe	54	131,30	Стронций	Sr	38	87,62
Кюрий	Cm	96	(247)	Сурьма	Sb	51	121,75
Лантан	La	57	138,91	Таллий	Tl	81	204,37

Продолжение

Элемент	Сим-вол	Атом-ный номер	Масса атома, а.е.м.	Элемент	Сим-вол	Атом-ный номер	Масса атома, а.е.м.
Тантал	Ta	73	180,948	Фосфор	P	15	30,9738
Теллур	Te	52	127,60	Франций	Fr	87	(223)
Тербий	Tb	65	158,924	Фтор	F	9	18,9984
Технеций	Tc	43	(98)	Хлор	Cl	17	35,453
Титан	Ti	22	47,90	Хром	Cr	24	51,996
Торий	Th	90	232,038	Цезий	Cs	55	132,905
Тулий	Tm	69	168,934	Цинк	Zn	30	65,37
Углерод	C	6	12,01115	Цирконий	Zr	40	91,22
Уран	U	92	238,03	Эйнштейний	Es	99	(254)
Фермий	Fm	100	(253)	Эрбий	Er	68	167,26

Числа в скобках (в колонке масса атома) означают массовое число наиболее стабильного изотопа радиоактивного элемента.

Таблица D

Приближенные значения основных физических констант*)

Число Авогадро $N_0 \approx 6 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹
 Скорость света $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/сек
 Заряд электрона $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулон
 Постоянная тонкой структуры $\alpha = 1/137$
 Энергия покоя электрона $mc^2 \approx 0,5$ Мэв
 Энергия покоя протона $M_p c^2 \approx 940$ Мэв
 Отношение масс протона и электрона $M_p/m \approx 1800$
 Ионизационный потенциал водорода $R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \approx 13,6$ эв
 Боровский радиус водорода $a_0 = \hbar/\alpha \approx 0,5 \text{ \AA} = 0,5 \cdot 10^{-8}$ см
 Магнетон Бора $(e\hbar)/(2mc) \approx 14,8 \cdot 10^{-9}$ эв/гс
 Радиус ядра (A — массовое число) $r \approx A^{1/3} \cdot (1,2 \cdot 10^{-13}$ см)
 Энергия связи ядра/нуклон ≈ 8 Мэв
 «Комнатная температура» $k \cdot (293 \text{ }^\circ\text{K}) \approx (1/40)$ эв
 «Оптическая область» 4000—7000 \AA
 3,0—1,8 эв
 Один электрон-вольт соответствует:
 температуре $\approx 12,000$ $^\circ\text{K}$
 частоте $\approx 2,4 \cdot 10^{14}$ гц
 макроскопической энергии $\approx 23,000$ кал/моль

*) Приведенные здесь константы легко запомнить. Их точные значения даны в табл. А.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютная температура 35, 61
Абсолютный нуль температуры, 35, 61
Адроны 376
Актинидов ряд 125
Акустически модулированные гамма-лучи 155
Алюминий, эффективное сечение взаимодействия с протонами 371
Альфа-радиоактивность 291
— —, зависимость времени жизни от энергии 297
— —, превращение в тепло энергии альфа-частиц 91
— —, распад 49, 91, 132
— —, тонкая структура спектра при распаде висмута 131
Альфа-частицы, открытие превращения ядер 20
— —, пробег в воздухе 292
— —, проникновение через барьер 293
— —, рассеяние ядрами 44, 92
— —, регистрация 49
— —, следы в камере Вильсона 292
Аннигиляция 159, 163, 390
— антинейтрона и протона 166
— антипротона и протона 390, 397
—, звезда в фотоэмульсии 165
Антибарионы 165, 375, 376, 377
Антилямбда-гилерон 375
Антинейтрино 132, 374
Антинейтрон 166, 374
Антипротон 165, 167, 354, 357, 373, 390, 397
Античастица 165, 374
Атома радиус 44, 47, 66, 70, 231
— строение, теория Бора 46, 65, 144
— теория планетарная 47
— — и соотношение неопределенности 232
— — Шредингера 313, 339
Атомная масса 54
— таблица 54, 55, 405
— —, энергетический эквивалент 59, 402
Атомные эталоны измерений 8б
Атомный вес 54 (см. также Атомная масса)
— номер 54, 74, 126, 128, 405
— спектр 97 (см. также Спектр, Спектры)
— — поглощения и испускания 95, 102
Атомы водородоподобные 339
— мюонные 341
—, размер и стабильность 44, 58, 232
Барьонное число 377
Барьонный октет 275
Барьоны 375, 403
Барн 357
Бесконечномерное векторное (гильбертово) пространство 215 220
Бета-распад 132, 299
— — кобальта 133
— —, превращение в тепло энергии бета-частиц 308
Бета-спектроскопия 249
Благородные газы 128
Бора (B^{11}) ядро, уровни энергии 130
Боровский радиус 47, 65, 403, 406
Вакуум 382
Ведущие волны 207
Векторное пространство 214
— —, его размерность 215
— — физического состояний 213
Вероятности плотность 239
— — для стационарных и нестационарных состояний 312
Вероятностная интерпретация в квантовой механике 273
Вероятность и амплитуда 253
— регистрации 239
Взаимодействия 376, 383
—, классификация 385
— сильные, 77, 85, 131
— слабые, 85, 133, 299, 375
Виртуальные уровни, виртуальные состояния 130, 323

- Водородная молекула, вращательные состояния 326
 Водородный атом, теория Бора 46, 65, 144
 — —, влияние движения ядра 340
 — —, основного состояния волновая функция 340
 — —, постоянная Ридберга 65, 341, 403
 — —, спектр 96, 144
 — —, схема уровней 342
 — —, теория Шредингера 340
 Возбуждение атомов при столкновениях 102
 Возбужденные состояния 98, 102 (см. также Уровни энергии)
 — —, время жизни и ширина уровня 111
 Волна, электрическая дипольная 118
 Волновая функция де Бройля 273
 — —, для скачка потенциала 280
 — —, ее нули 324
 — — и принцип суперпозиции 209
 — — — статистические ансамбли 260
 — —, математические свойства 281, 303, 316
 — — несобственная 306
 — —, нормировка 303
 — — основного состояния водорода 341
 — —, поведение во всей области 316
 — —, — локальное 317
 — — частицы в потенциальной яме 311, 321
 — — Шредингера 273
 Волновое уравнение Дирака 270
 — — Клейна—Гордона 209
 — —, решений с отрицательной частотой 211
 — — Шредингера 277 (см. также уравнение Шредингера)
 — число 57
 Волновой дуг света, классическая картина 168
 Волны амплитуда 210
 Волны де Бройля 186
 Восьмеричного пути теория 380
 Вращательная симметрия 140
 Вращательные возбуждения молекулы 334
 — — —, изотопический эффект 350
 Время жизни возбужденных состояний 114, 137
 — — и ширина уровней энергии 113
 Газовая постоянная, универсальная 35, 56, 402
 Гальванический элемент 73
 Гамма-лучи, акустическая модуляция 155
 Гамма-лучи из возбужденного состояния никеля 133
 Гамма-распад каскадный 133
 Гармонический осциллятор 327
 — —, реакция на электромагнитную волну 112
 Гафний, предсказание Бора 129
 Гейзенберга принцип неопределенности 29 (см. также Принцип неопределенности)
 Гелия спектр 99
 — — схема уровней 122
 Геометрическое эффективное сечение 358
 Гиперзаряд 378
 Гипероны 21, 379
 Гипотеза Проута 49
 Главное квантовое число 339
 Гравитации сила 80
 Граничные условия для волновых функций 281, 283, 286, 305, 311, 315, 395
 Групповая скорость волн материи 184
 Двухатомные молекулы 303 (см. также Молекулы)
 Действие на расстояние 383
 Дейтерий 93
 Дейтрон, основное состояние 350
 —, схема уровней 106
 —, энергия связи 86, 106
 Деление ядер 93
 Дефект массы ядер 74
 Динамическая переменная 27
 — —, связанная с дифференциальным оператором 346
 Дипольный момент атомов 137
 Диполя излучение 119, 137
 Дискретные уровни энергии 97, 310 (см. также Уровни энергии)
 Диссоциация молекулы 329
 Дифракционная решетка 219
 Дифракция в кристаллах 34, 189, 196, 201
 — — периодических структурах 193
 — — системе щелей 171, 177, 180, 206, 229, 244, 253
 — на атомах и молекулах 192
 — рентгеновских лучей 34
 — электронов, открытие 189
 — в кристалле никеля 196
 — — олове 199
 — —, влияние размера зерен 199
 — —, — тепловых флуктуаций 244
 Дифференциальные операторы 209, 318, 346
 — — импульса 345
 — —, их собственные значения 315
 — — энергии 346
 Длина волны 57
 Допплеровский сдвиг частоты 147

Допплеровское расширение спектральных линий 134, 245
 Дочерние ядра 131
 Дробный заряд частиц 380
 Единица атомной массы 56, 402
 Единицы естественные квантовой физики 59
 — измерений, макроскопические 53, 88
 Естественная ширина линии 114
 Жесткий ротатор, уровни энергии 335
 Жидкий водород, как мишень 355
 Жидководородная пузырьковая камера 385
 Задерживающего поля метод 42
 Закон Кеплера 45
 — Кирхгофа 37
 — Кулона и обмен фотонами 396
 — смещения Вина 37, 50
 Запрещенные переходы 141
 Заряд электрона 31, 32, 53, 63, 402
 —, дробный 380
 — элементарных частиц 78, 383
 — ядер 73, 129
 Зарядовая независимость ядерных сил 77, 131
 Зарядовое число 73
 Зарядово-обменное рассеяние 166
 Затухающий осциллятор 110
 Земля, возраст 299, 301
 —, состав коры 303
 Зеркальные ядра 93, 131
 Идеальный газ 35
 Излучение 163 (см. также Электромагнитное излучение)
 — черного тела, закон Планка 39
 Измерение давления 149
 Изомерные состояния 142
 Изотопический спин 377
 — эффект 334, 350
 — — для вращения молекулы 350
 — — колебания молекулы 334
 Изотопы 55, 76, 334, 350
 —, диаграмма $Z-N$ 78
 —, спектр масс для ксенона 76
 —, таблица 55
 Изотропия физического пространства 141
 Импульса оператор 345
 — передача при дифракции 195
 Интерференция деструктивная, конструктивная 245
 Интерферометр Майкельсона 244
 Ионизации энергия для водорода 66
 — — и принцип неопределенности 231
 Ионизационные потенциалы атомов 69
 Ионизационный предел 105

Исключение принцип 70 (см. также Принцип Паули)
 — — и периодическая таблица 126
 Испускание света 98
 — — атомами 98
 — —, правила отбора 118
 Кадмия атом, уровни энергии 124
 К-захват 299
 К-оболочки электронные в атомах 127
 Камера Вильсона, след позитрона 163
 — —, следы альфа-частиц 292
 — —, снимок каскадного ливня 21
 Каскадная частица 377
 Каскадный ливень 21
 Квазистационарные состояния 323
 Квант действия 27
 Квантование 309
 — заряда 87
 — импульса, переданного при дифракции 195
 — и стоячие волны 313
 Квантованное поле 388
 Квантовая механика 15
 — теория переходов 98
 — — поля 381 (см. также Поле)
 — электродинамика 62, 271
 — —, естественные единицы 63
 — — и закон Кулона 393, 396
 — эффективность фотоумножителя 239
 Квантовое условие Бора 46
 — — Бора—Зоммерфельда 326
 — число орбитального момента количества движения 340
 Квантовые скачки 98, 107
 — состояния 98, 313
 — числа 116
 Квантовый предел 162
 Кварки 380
 Классическая физика 15
 — — как предельный случай квантовой 230, 348
 Классический радиус электрона 25, 46, 403
 Когерентная суперпозиция 252
 — — света 255, 263
 Колебательные возбуждения водородной молекулы 328
 — — молекул 332
 — —, изотопический эффект 334
 — —, характерные параметры 333
 Комбинационные частоты 154
 Комбинационный принцип Ритца 97
 Комптоновская длина волны 157
 Константа связи 72
 — — бета-распада и слабых взаимодействий 133
 — — гравитационная 80
 — — мезонного поля и сильных взаимодействий 79, 86, 392

Константы фундаментальные 84, 402
Короткодействующие силы 77
Космические лучи, открытие пионов и мюонов 393
— —, фотографии ливней 21
Коэффициент пропускания для проникновения через барьер 288
Кристаллическая решетка 33, 191
— — алмаза, графита 33
— — хлористого натрия 33
— — — цезия 89
Круговая частота 57
Ксенона спектр масс 76
Кулоновский барьер в ядерных реакциях 92, 293, 298

Лептоны 375

Линии расширение из-за столкновения 135
— — доплеровское 134
— — и естественная ширина линии 114, 134
— — и неопределенности принцип 234
— — Фраунгофера 68
Лямбда-гиперон 374
— —, образование и распад 387
— —, пара лямбда—антилямбда 390

Магнетон Бора 93

Магнитные дипольные моменты атомов 139

— — переходы 140

Масса электрона 25, 32, 402

— элементарной частицы 403, 404

Массовое число 73

Масс-спектр барионов 375, 376

— ксенона 76

— мезонов 375

Масс-спектрометр 75

Массы единица атомная 56

— —, энергетический эквивалент 61

Материнские ядра 131

Матричная механика Гейзенберга 216, 224

Мезонная теория ядерных сил Юкавы 392

Мезонный октет 374, 376, 378

Мезоны 375

—, открытие 393

— и ядерные силы 395

—, таблицы 374, 403

Метастабильные состояния 323

Метод Дебая — Шерера 191

Микроволновая спектроскопия 337, 338

Мишень жидководородная (фотография) 355

— —, для изучения рассеяния 355, 360

Многоэлектронные атомы 27

— —, оболочечная структура 27, 127

Молекулы характерные свойства 72

— вращательные возбуждения 336

— двухатомные 72, 333

—, изотопический эффект 334, 350

— колебательные возбуждения 332

—, межъядерные расстояния 72

—, электронное возбуждение 337

— эффективный потенциал 329

Молекулярная связь 72, 330

Молекулярные полосатые спектры 101

— — —, теория 336

Моль 19, 56

Момент количества движения 27, 46, 119

— — — двухатомных молекул 335

— — —, квантовые числа 119, 339

— — —, орбитальный, спиновый, полный 119

— — —, правила отбора 119, 141

— — —, принципы симметрии 141

Мультиплет в атомной спектроскопии 123

— — теории элементарных частиц 375

— антибарионов 375

Мультиплетность уровней энергии 123

Мюон 341, 373, 393

Мюона распад 167, 387

Мюонное нейтрино 374

Мюонные атомы 341

Натрия атом, таблица уровней энергии 122

— желтый дублет 121, 143

—, схема уровней 120

Нейтрино в бета-распаде 131

— — распаде мезонов 374

Нейтрон, бета-распад 132

—, масса 74, 402

—, открытие 73

—, эффективное сечение поглощения висмутом 361

—, — — — кадмием 358

—, — — — серебром 359

Некогерентная суперпозиция 251, 252

Некогерентный свет 263

Нелинейные уравнения поля 389

Неопределенности принцип 29, 224

— — и дифракция 229

— — — масса покоя нестабильных частиц 373

— — — строение атома 232

— — — — ядра 233

— — — фурье-преобразование 226

— — — энергия связи водорода 231

— соотношение 29, 224

— —, время жизни — ширина линии 235

— —, время—частота 234

- Неопределенности соотношение, координата—импульс 225
 Нестабильные частицы 370
 Неупругое рассеяние 357
 — — волновых пакетов 389
 Нуклон 73
 Область действия ядерных сил 79, 393
 Оболочечная структура легких атомов 127
 Оболочечное строение атома 341
 Общая теория относительности 81
 Одноэлектронные атомы 339
 — —, квантовые числа 339
 — —, схема уровней 342
 Ожидаемые значения 343, 347
 Омега-минус-частица 377
 Оператор Лапласа 209, 394
 Операторы энергии, импульса, координат 345—347.
 Оптически активные электроны 71
 Оптическое возбуждение атомов 98, 107
 Опыты Гейгера и Марсдена 44
 — Гесса и Лаусона 49
 — Дэвиссона и Джермера 186
 — Кинга 87
 — Милликена 32
 — по столкновениям частиц 354—356
 Орбитальный момент количества движения 119, 340
 — —, квантование в теории Бора 46
 Ослабление пучка, проходящего через вещество 356
 Основное состояние 102
 Осциллятор Планка 39, 50
 — — в волновой механике 327
 Отдача при испускании и поглощении фотонов 179
 Относительность, общая теория 81
 —, специальная теория 26, 147, 159, 186, 383
 Относительные вероятности 126
 Отражение фотонов 150
 Пар рождение и аннигиляция 22, 163, 389
 Переходы, квантовые постулаты 98
 Периодическая таблица элементов 125
 Пи-мезоны (пионы) 21, 393
 — — и ядерные силы 392
 — —, распад 167, 387
 — —, эффективное сечение рассеяния на протонах 364, 372
 Плоские волны в теории 305
 Поворота точка 290, 324
 Поглощение и испускание света 98, 399
 — — —, закон Кирхгофа 37
 Поглощения спектр 104
 Подоболочки в многоэлектронных атомах 127
 Позитроны, аннигиляция 163
 — в бета-распаде 133
 — — ливнях 23
 —, открытие 163
 —, свойства 374
 Поле 387
 — и описание частиц 389
 — мезонное 395
 —, теория 381
 — электромагнитное 382, 385, 390, 395
 Полное внутреннее отражение 289
 — эффективное сечение 358 (см. также Эффективное сечение)
 Полосатые спектры 100, 337
 — —, фотографии 101
 Полуциркулярный β -спектрометр 248
 Поляризация рентгеновских лучей 160
 — света 262
 — фотона 212
 Постоянная Больцмана 35, 40, 56, 61, 402
 — —, ее измерение 40
 — Планка 30, 48, 406
 — —, ее измерение 43
 — — и граница рентгеновского спектра 162
 — — — принцип неопределенности 29, 231
 — распада 49, 298
 — решетки 32
 — Ридберга 64, 403
 — Фарадея 31, 56, 402
 Поступательного движения молекулы энергия 62
 Потенциал в виде прямоугольной ямы 311, 321
 — возбуждения 103
 — в теории Шредингера 275
 — Юкавы 396
 Потенциальная энергия атома 66
 — — молекулы 329
 Потенциальный барьер 280
 Поток энергии излучения 150
 Правила отбора в спектрах щелочных металлов 118
 — — для дипольных переходов 141
 — — — испускания света 137
 — — — момента количества движения 119
 Правило Стокса 105
 Предсказание в квантовой механике 258
 Преломление света 183
 Преобразование Лоренца для частоты 148
 — —, координаты и времени 186
 — —, энергии и импульса 147, 186

- Приближение Борна—Оппенгеймера 326
 — Вентцеля, Крамерса, Бриллюэна (ВКБ) 325
 Приведенная масса водородоподобных атомов 340
 — — двухатомной молекулы 333
 Принцип Паули 70, 126
 — соответствия Бора 347
 — суперпозиции 208
 Пробег альфа-частиц 292
 Проникновение через барьер 287
 — — — и альфа-радиоактивность 293
 — — —, коэффициент пропускания 288
 — — —, оптическая аналогия 289
 Протон 74
 — и антипротон, аннигиляция 167
 —, эффективное сечение рассеяния на алюминии 372
 Процессы столкновения 353
 Пузырьковая камера, снимок аннигиляции пары лямбда—антилямбда-гиперонов 391
 — — —, — — — протон — антипротон 397
 — — —, — образования и распада лямбда-гиперона и K -мезона 387
 — — —, — распада антисигма-нуль-гиперона 384
 — — —, устройство 386
 Работа выхода 41
 Радиационная рекомбинация электрона 105
 Радий 91, 295, 300
 Радиоактивность 49, 131, 291, 297, 299
 — в геологии 299, 301
 — ряда уран — радий — свинец 300
 — $4n+2$ ряда 299
 —, экспоненциальный закон распада 49, 298
 Радиусы атомов 46, 65, 67
 — ядер 77
 Разрешающее время детекторов частиц 267
 Разрешенные переходы 119, 142
 Рассеяние, амплитуда 364
 — антипротона на протоне 354
 —, квантовомеханическая интерпретация 361
 —, опыты 354, 360
 — резонансное 368
 — S -волны 366
 —, теория 363
 —, эффективное сечение 354 (см. также Эффективное сечение)
 Распространенность элементов космическая 302
 — — земная 303
 Расширение спектральных линий 134
 — — —, зависимость от давления 136
 — — — из-за столкновений 135
 Реакции эффективное сечение 354
 Редкоземельные элементы 125
 Резерфорда открытие ядерных реакций 20
 — теория рассеяния альфа-частиц 44
 Резонанс, универсальная резонансная кривая 112
 Резонансная флуоресценция 108
 — формула Брейта — Вигнера 113, 369
 Резонансы и уровни энергии в атомах 108
 — в пион-протонном рассеянии 373
 — — столкновениях протон — алюминий 371
 — — физике элементарных частиц 371, 373
 Релятивистское волновое уравнение 209, 270, 272
 Рентгеновская трубка 160
 Рентгеновские лучи, открытие Мозли 128
 — —, комптоновское рассеяние 156
 — —, непрерывный спектр 161
 — —, поляризация 160
 — —, характеристическое излучение 161
 Рентгеновских лучей дифракция в кристаллах 34
 — — — в пудре мелких кристаллов (метод Дебая — Шерера) 191
 — — минимальная длина волны 162
 Рождение частиц 22, 164, 389
 — — и теория поля 389
 Ряд уран — радий — свинец 300
 Свет, видимая область 68
 —, поляризованный и неполяризованный 261
 Свинец в радиоактивности 301
 S -волны рассеяние 367
 S -матрица 391
 Серии в водородном спектре 342
 Серия Бальмера 342
 — Бреккетта 342
 — Лаймана 343
 — Пашена 342
 Скачки потенциала в теории Шредингера 280
 Скорость света 26, 90, 402, 406
 Слияние ядер 93
 Случайная переменная 247
 Случайное движение 35, 62, 244
 Собственные значения 315 (см. также Уровни энергии)
 — состояния 315 (см. также Стационарные состояния, Уровни энергии)
 — функции 315

- Собственные функции для потенциала в форме прямоугольной ямы 312, 321
 — —, линейная комбинация 313
 — — основного состояния атома водорода 330
 Солнца излучение 91
 Соотношение неопределенности 28
 Сопряженные переменные 42
 Сохранение барионного числа, гиперзаряда 377
 — заряда 87, 378
 — момента количества движения 119
 — энергии в бета-распаде 308
 — — и импульса 202
 Спектральные уровни 97
 Спектроскопические обозначения 119
 Спектр (фотография) молекулы углерода 101
 — атома водорода 96
 — — гелия 99
 — — ртути 103
 — микроволновый молекулы 337, 338
 Спектры испускания и поглощения 96, 100
 — — характеристические, рентгеновские 161
 Спин электрона 119
 — элементарной частицы 213, 315, 403
 Сплотанное деление 93
 Среднее время жизни 113, 298
 Стабильность атомов 44, 232
 — ядер 78
 Стабильные ядра, диаграмма 78
 Статистическая интерпретация изменений 239, 240
 — — волновой функции 273
 — смесь состояний 251, 254
 Статистический ансамбль 235, 247, 251
 — — смешанный, чистый 257
 — — и волновые функции 257
 — —, среднее значение переменной 248
 Статистический разброс 247
 Статическое мезонное поле 392
 Стационарное состояние 95, 304
 — — в теории Шредингера 310
 Столкновения процессы и законы сохранения 202
 — — — проникновение через барьер 295
 Стоячие волны и квантование 310
 Странности квантовое число 400
 Суперпозиция волновых функций 209, 313
 Суперпозиция когерентная, некогерентная 250, 251, 257, 264
 Схема уровней 100
 — — альфа-распада висмута 132
 — — атома водорода 342
 Схема уровней атома гелия 123
 — — — лития 116
 — — — матрица 121
 — — — ртути 103
 — — — цинка, кадмия, ртути 124
 — — бета-распада нейтрона 132
 — — дейтрона 106
 — — изотопов лития и бериллия 131
 — — β -распада кобальта 133
 — — ядер бора 130
 — распада 132
 — — для мезонов и барионов 375, 376, 403, 404
 Сцинтилляции 49, 247
 Сцинтилляционные счетчики 247
 Счетчики Гейгера — Мюллера 236, 237
 Температура 34, 61
 Теорема Эренфеста 337, 352
 Теория атомов по Бору 46, 65, 144
 — измерений 235
 — испускания и поглощения света по Бору 97
 — относительности, специальная 26, 147, 159, 185, 383
 — —, общая 81
 — Планка излучения черного тела 39
 — фотоэффекта эйнштейновская 41, 105
 — Шредингера квантовой механики 217
 — — — —, вероятностная интерпретация 272
 — — — —, стационарные состояния 310, 315
 — — — —, фазовая и групповая скорости 274
 Тепловое движение 62, 241
 Тепловые нейтроны 298
 Теплота 22, 62
 Тонкая структура спектра 83
 — — — атомов щелочных металлов 118
 Тонкой структуры постоянная 64, 84, 402
 — — — и квантовая электродинамика 271
 Тормозное излучение 22, 161
 Триплеты в уровнях энергии гелия 122
 Туннельный эффект 287 (см. также Проникновение через барьер)
 Тяготения сила 80
 Тяжелый водород 92
 Угловая частота 57
 Угловое распределение испущенного света 139, 144
 — — нейтронов, рассеянных на висмуте 361

- Угловое распределение пионов, рассеянных на протонах 364
 — — при рассеянии 360, 364
 — — электронов, рассеянных на кальции 362
 Узлы волновых функций 324
 Универсальная газовая постоянная 35, 56, 402
 Упругое рассеяние 357
 Уравнение Дирака 270
 — Клейна — Гордона 209, 271
 — Максвелла 212, 382, 393
 — Шредингера, вывод 277
 — — для одномерного потенциального барьера 280
 — —, зависящее от времени 274
 — —, не зависящее от времени 277
 — —, основные предпосылки 268
 Уран, в земле 301
 —, деление 93
 Уровни энергии 95, 97, 310
 — — виртуальные 323
 — — вращательные, молекул 336
 — — в теории Шредингера 311
 — —, графическое представление 100
 — — для водородоподобной системы 338
 — — — гармонического осциллятора 327
 — — — потенциала прямоугольной ямы 311, 321
 — — железа ионизованного 117
 — — колебательные для молекул 329
 — — натрия 120
 — —, спектральные 95 (см. также Схема уровней)
 — —, ширина 109
 Усреднение физических переменных 239, 247
 Фазовая плоскость осциллятора 50
 — скорость волн материи 184
 Фаз сдвиг при рассеянии 367
 Ферми, единица длины 77
 Физические постоянные, связанные с электронами 58
 — —, таблицы 53, 402
 Флуоресценция 104
 — резонансная 108
 Фон измерений 267
 Формула Брейта — Вигнера 113, 369
 Фотон 41
 —, испускание движущимся источником 154, 155
 —, квантовая теория 173
 —, нулевая энергия покоя 148
 —, свойства частицы 146
 —, явления отдачи при испускании и поглощении 179
 Фоторасщепление дейтрона 106
 Фотоумножитель 238, 239
 —, квантовая эффективность 239
 Фотоэлектрический эффект 40
 — —, квантовая теория 41
 Фурье-анализ 210
 Фурье-интеграл и принцип неопределенности 226
 Характеристическое рентгеновское излучение 161
 Химические реакции 20
 — —, макроскопическая энергия реакции 73
 — элементы 54
 — —, оболочечное строение 127
 — —, периодическая таблица 126
 — —, периодический закон 123
 — —, происхождение 302
 Хлористого натрия кристалл 33
 Цепная реакция 93
 Церия атом, часть спектра 115
 Цинка атом, уровни энергии 125
 Частица, определение 369
 Частиц взаимодействия в теории поля 388
 — детекторы, счетчики Гейгера — Мюллера 236, 237
 — —, сцинтилляционные счетчики 247
 — —, счетчики Черенкова 180, 354
 — —, разрешающее время 267
 — —, фотоумножитель 239, 238
 Частота 57
 Черенковское излучение 180
 Четно-нечетные эффекты в ядрах 78
 Число Авогадро 19, 31, 54, 402
 — —, определение 32, 40, 50
 — Фарадея 31, 56
 Чистый ансамбль 257
 Ширина ровней энергии 107
 — — и время жизни 113
 — — — принцип неопределенности 233
 Щелочные металлы 121, 122
 Эквидистантность уровней 327
 Экспоненциальный закон распада ядер 49, 298
 Электрические дипольные переходы 118, 136
 — квадрупольные переходы 138
 Электромагнитная масса электрона 25
 Электромагнитное излучение при аннигиляции 163
 — —, давление излучения 149
 — — из рентгеновской трубки 160

Электромагнитное излучение, испускание и поглощение атомами 98
— — — осциллятором 111
— —, квантовое описание 174
— —, комптоновское рассеяние 156
— —, плотность энергии, поток 149, 175
— —, поляризация 262
— —, свойства волны 146—156
— —, свойства частицы 146—156
— — черного тела 27
— —, Эйнштейна гипотеза фотонов 41, 105
— образование пар 163
— поле, взаимодействие заряженных частиц 385, 396
— —, квантовая интерпретация 175
— —, Лоренца преобразование 153
— —, максимальная величина макроскопических полей 81
Электрон, заряд, масса 32, 64, 402
—, дифракция 188 (см. также Дифракция электронов)
—, классический радиус 25, 46, 402
—, комптоновская длина волны 157, 402
—, эффективное сечение при рассеянии на кальции 362
Электрона захват 299
— спин 119
Электронная конфигурация в атоме 123
Электронный микроскоп, разрешающая сила 217
— бета-распад 133
Электрон-протонное отношение масс 32
Электростатическая энергия электрона 25
— — ядер 92
Элементарные частицы 18, 369
— —, классификация, взаимодействий 375
— —, мультиплеты 374—381
— —, таблицы 374, 375, 379, 403
Элементарный заряд 31
Энергии оператор 346
Энергия ионизации 65
—, кванты колебаний 39
— основного состояния 65

Энергия связи в атоме 65, 70, 105, 129, 231
— — (диссоциации) молекул 72, 329
— дейтрона 106, 350
— молекул 72, 328
— ядер 74, 105, 233
Эта-мезон 374, 376, 404
Эфир 382
Эффект Зеемана 82
— Комптона, опыты 156, 159
— —, теория 157
— Штарка 81
Эффективное сечение 354
— —, брейт-вигнеровское 112, 369
— —, выражение через фазовые сдвиги 368
— —, геометрическая интерпретация 356
— — дифференциальное 359
— — для столкновений 354
— — полное 357
— — упругое, неупругое, реакции 357
— — упругого рассеяния 357
Эффективные сечения рассеяния электронов на кальции 362
— — — нейтронов на висмуте 361
— — — — кадмии 358
— — — — серебре 359
— — — пионов на протонах 364, 373
— — — протонов на алюминии 371
Ядер деление 93
— слияние 93
Ядерная энергия кулоновского отталкивания 92
— — связи, диаграмма 74
Ядерные реакции, кулоновский барьер 295
— —, открытие 20
— — силы 93
— —, величина и протяженность 79, 233
— — и мезонная теория 392
Ядерный реактор 93
Ядра радиус 77, 92
— — и рассеяние альфа-частиц 44
— — — зеркальные ядра 93
— — состав, масса 73
— — стабильные, диаграмма $Z-N$ 78