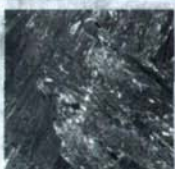




Н.Б. Делоне

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ВЕЩЕСТВА

Библиотека
физико-математической литературы
для школьников и студентов



*Библиотека
физико-математической литературы
для школьников и студентов*

Н.Б. Делоне

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ВЕЩЕСТВА



МОСКВА®
ФИЗМАТЛИТ
2008

УДК 539.1
ББК 22.344
Д 29

Делоне Н. Б. **Квантовая природа вещества.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 208 с. — ISBN 978-5-9221-0867-6.

В начале XX века в физике, имевшей уже к тому времени возраст около двух тысячелетий, возникло новое направление — квантовая физика. Это была физика микромира, т. е. наука о свойствах тех элементарных частиц, из которых состоит на микроскопическом уровне любое макроскопическое вещество. Квантовая физика качественно отличается своими основными постулатами и законами от физики вещества, находящегося в макроскопических состояниях, — от классической физики и классического естествознания. Это различие квантовой и классической физики объективно отражает различие физических свойств вещества, проявляющихся на микроскопическом и макроскопическом уровнях исследования.

Сейчас, в начале XXI века, квантовая физика доминирует среди других разделов физики по значению получаемых новых результатов как для науки в целом, так и для современной техники и технологий. Поэтому ознакомление с основами квантовой физики необходимо любому молодому человеку, оканчивающему среднюю школу, или начинающему студенту, если он собирается посвятить свою жизнь физике, астрофизике, химии, электронике или современной технике.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОТ АВТОРА	7
-----------------	---

Ч А С Т Ь 1

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Предисловие	10
§ 1.1. Пространство и время	11
§ 1.2. Симметрии физических объектов и законы сохранения физических величин	14
§ 1.3. Дискретные состояния вещества	15
§ 1.4. Детерминизм классической физики	18
Послесловие	20

Ч А С Т Ь 2

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА — ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИДЕИ, ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Предисловие	23
§ 2.1. Квант действия и квант энергии	24
2.1.1 Введение	24
2.1.2. Тепловое излучение и его свойства	25
2.1.3. Формула Планка Квант действия и квант энергии ...	29
2.1.4. Заключение	33
§ 2.2. Квант света — фотон.. ..	34
2.2.1 Введение	34
2.2.2 Фотоэффект Экспериментальные данные	35
2.2.3 Эйнштейн. Квант излучения.. ..	39
2.2.4. Новая частица — фотон .. .	44
2.2.5. Импульс кванта излучения.	51
2.2.6. Заключение	53

§ 2.3. Волновые свойства частиц	54
2.3.1. Введение	54
2.3.2. Гипотеза де Бройля.....	58
2.3.3. Экспериментальное обнаружение волновых свойств частиц.....	61
2.3.4. О физическом смысле волны де Бройля.....	63
2.3.5. Заключение	66
§ 2.4. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества... ..	66
2.4.1. Введение	66
2.4.2. Волновые свойства вещества	67
2.4.3. Корпускулярные свойства вещества	75
2.4.4. Заключение	78
§ 2.5. Принцип неопределенности Гейзенберга.	80
2.5.1. Введение	80
2.5.2. Некоторые фундаментальные следствия соотношения неопределенности координата-импульс.....	82
2.5.3. Заключение	86
§ 2.6. Основные положения квантовой механики	86
2.6.1. Введение	86
2.6.2. Логическая структура квантовой механики.....	87
2.6.3. Принцип суперпозиции квантовых состояний	91
2.6.4. Уравнение Шредингера	95
2.6.5. Регистрация микроскопического объекта макро- скопическим прибором	100
2.6.6. О границах между классической и квантовой физикой и принципе соответствия	103
2.6.7. Заключение	104
Послесловие	105

Ч А С Т Ь 3

КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

Предисловие	111
§ 3.1. Атомы	114
3.1.1. Введение	114

3.1.2	Электроны и атомы	115
3.1.3.	Ядерная и планетарная модели атома	121
3.1.4	Квантовая модель атома Бора	127
3.1.5	Заключение	130
§ 3.2.	Молекулы	131
3.2.1.	Введение	131
3.2.2.	Как атомы образуют молекулу	132
3.2.3	Микроскопическая структура молекул	135
3.2.4.	Заключение	138
§ 3.3.	Газы	138
3.3.1.	Введение	138
3.3.2.	Квантовые свойства идеального газа	140
3.3.3.	Заключение	143
§ 3.4.	Жидкости	144
3.4.1	Введение	144
3.4.2.	Вязкость и текучесть нормальных жидкостей	145
3.4.3	Газообразный и жидкий гелий	146
3.4.4.	Сверхтекучесть жидкого гелия	148
3.4.5.	Заключение	153
§ 3.5.	Кристаллы	
3.5.1	Введение	154
3.5.2	Строение и основные свойства кристаллов	155
3.5.3	Туннелирование электронов через потенциальные барьеры в кристалле	158
3.5.4	Заключение	159
§ 3.6.	Проводники, полупроводники и изоляторы	160
3.6.1	Введение	160
3.6.2	Металлическая связь атомов в кристаллах	161
3.6.3	Зонная модель твердых тел	162
3.6.4.	Заключение	165
	Послесловие	166

Ч А С Т Ь 4
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

§ 4.1. Основные положения квантовой физики.....	168
§ 4.2. О различиях между квантовой и классической физикой.....	169
§ 4.3. О границах между квантовой и классической физикой.....	171
Послесловие	171
ПРИМЕЧАНИЯ	175
ЛИТЕРАТУРА	187
ПЕРСОНАЛИИ	189

ОТ АВТОРА

Физика как наука, изучающая свойства и законы движения вещества, существует более двух тысяч лет. В течение всего этого времени физика составляла одну из основных глав естествознания.

Начало физике было положено в эпоху расцвета греко-римской культуры в VI–II веках до нашей эры. В этот период Демокрит, Эпикур и Лукреций заложили основы науки об атомном строении вещества, Птоломей разработал геоцентрическую систему Мира, Архимед сформулировал основные законы механики и гидростатики. В истории науки упоминается еще много имен выдающихся естествоиспытателей, внесших существенный вклад в развитие физики в ту эпоху.

К середине второго тысячелетия появился интерес к ряду насущных вопросов естествознания, а передовые умы обратились к физике лишь в XVII–XVIII веках нашей эры. Так, Галилей понял, что в основе физики должны лежать не только априорные постулаты, а также математические законы. Это был принципиальный шаг, с которого и начался расцвет физики, проявившийся в дальнейшем в трудах Гюйгенса, Ньютона, Кеплера и многих-многих других выдающихся ученых. К концу XIX века физика превратилась во всеобъемлющую науку о свойствах Природы. Она смогла не только качественно, но и количественно понять, объяснить и описать подавляющее большинство наблюдаемых фактов. Если на общем фоне успехов физики, достигнутых к рубежу XIX и XX веков, и были видны редкие темные пятна, то им не придавали в то время особого значения.

В такой ситуации буквально за четверть века, с 1900 по 1926 г., в физике произошел *большой взрыв*, в результате которого помимо старой *классической* физики появилась новая *квантовая* физика. За эти четверть века основы квантовой физики были заложены пионерскими трудами таких гениев, как Бор, Борн, де Бройль, Гейзенберг, Дирак, Планк, Шредингер и Эйнштейн. Их трудами были созданы как экспериментальная

основа квантовой физики, так и ее теоретическая основа — *квантовая механика*.

Сначала квантовая физика представляла собой физику микромира — мира электронов, фотонов, атомов и молекул. Однако вскоре стало ясно, что квантовая физика должна играть существенную роль и в макромире конденсированного вещества в любых формах его существования — в виде газов, жидкостей, кристаллов, полупроводников, металлов и т.д. В основе этой цепочки лежат два основных экспериментальных факта — *атомизм*, т.е. дискретная структура любого вещества, состоящего из различных атомов, и *стабильность атома по отношению к внешнему воздействию*.

Квантовая физика отличается от классической физики рядом исходных фундаментальных положений — *корпускулярно-волновым дуализмом свойств вещества, индетерминизмом, волновой функцией как основной характеристикой квантового состояния, вероятностным характером информации о состоянии вещества, наличием принципа неопределенности* и многим другим.

В рамках квантовой физики нарушаются такие фундаментальные положения классической физики, как *детерминизм* (т.е. положение об объективной, закономерной взаимосвязи всех явлений в материальном мире), *Аристотелева* (двузначная) *логика* (либо <да>, либо <нет>), *законы сохранения* различных физических величин, а также ряд других основных положений классической физики.

Таким образом, квантовая физика не представляет собой очередного шага в развитии классической физики, а является новой, независимой главой физики, дополняющей классическую физику в определенной области реализации численных значений ряда параметров, характеризующих вещество.

Изложение материала в книге не носит строго исторического характера. Те из читателей, кто интересуется историей развития квантовой физики, могут обратиться к следующим книгам:

1. *Льюис М.* История физики. — М.: Мир, 1970;
2. *Дорфман Я.Г.* Всемирная история физики. — М.: Наука, 1979;
3. *Лауэ М.* История физики. — М.: ГИТТЛ, 1956;

4. Планк М. Единство физической картины мира. — М.: Наука, 1966;
5. Эйнштейн А., Инфельд Л. Эволюция физики. — М.-Л.: ГИТТЛ, 1948.

Ознакомление с содержанием этих книг, написанных как историками науки [1, 2], так и выдающимися физиками XX века [3–5], не только даст читателю ясную картину развития физики. Читатель также найдет в этих книгах ответы на многочисленные вопросы о взаимосвязи различных разделов физики, об их связи с другими разделами естествознания — с математикой, астрономией, химией, науками о Земле.

В заключение необходимо сделать одно общее замечание, касающееся научной литературы, на которую даются ссылки (как в предисловиях к отдельным частям, так и в общем списке в конце книги). Это замечание сводится к следующему: читатели должны иметь в виду, что не все материалы, на которые даны ссылки, полностью доступны школьникам старших классов и начинающим студентам. Но любое, даже поверхностное ознакомление с указанной научной литературой расширит кругозор каждого читателя и тем самым будет способствовать более глубокому пониманию квантовой физики.

Наконец, надо отметить, что материал не является учебником по квантовой физике — ни по объему, ни по форме изложения, ни по цели, которую ставил перед собой автор. Цель у автора была всего одна — заинтересовать читателя великими тайнами Природы.

За последние годы приведенный ниже материал в различных вариантах излагался ученикам 10 и 11 классов Московского лицея “Вторая школа”, которым автор благодарен за интерес к теме и живое обсуждение основ квантовой физики.

Автор благодарен своим коллегам: преподавателю физики лицея “Вторая школа” А.Р. Зильберману, профессорам МФТИ В.П. Быкову, К.Н. Ельцову, М.В. Федорову, давшим многочисленные комментарии к рукописи, которые были приняты во внимание при написании окончательного текста. Автор также благодарен Н.Б. Бартошевич-Жагель за тщательное редактирование авторского текста, придавшее ему единый стиль.

ЧАСТЬ 1

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Предисловие

Основная задача первой части — кратко напомнить фундаментальные положения классической физики. Ниже речь пойдет именно о фундаментальных положениях, а не о конкретных закономерностях, может быть и очень важных, но имеющих лишь частное значение. Выделяя несколько фундаментальных положений, можно сделать ряд обобщающих выводов и тем самым упростить общую картину описания Природы.

Очень хорошо сказал по этому поводу один из создателей квантовой физики лауреат Нобелевской премии Е. Вигнер [1]:

“Мир очень сложен и человеческий разум явно не в состоянии полностью постичь его. Именно поэтому человек придумал искусственный прием — в сложной природе мира выявить то, что принято называть случайным, и таким образом выделить ту область, которую можно описать с помощью простых закономерностей”.

(Здесь и далее ссылки на литературные источники, указанные в квадратных скобках, приведены в общем списке рекомендуемой литературы в конце курса лекций.)

То, что выделено из случайностей, получило название законов природы. Эти абстракции принадлежат к числу наиболее плодотворных идей, выдвинутых человеческим разумом. К таким абстракциям относятся метрика пространства–времени, понятия дискретности и непрерывности вещества, симметрии, законы сохранения физических величин, детерминизм и индетерминизм. Об этих абстракциях ниже будут сделаны краткие замечания.

Тем из читателей, кто захочет предварительно вспомнить основные фундаментальные закономерности классической физики, можно рекомендовать следующий курс общей физики, безусловно лучший для средней школы:

1. *Мякишев Г.Я.* Физика. Механика. Для 10 класса. — М.: Дрофа, 2004.
2. *Мякишев Г.Я., Сияков А.З.* Физика. Молекулярная физика. Термодинамика. Для 10 класса. — М.: Дрофа, 2004.
3. *Мякишев Г.Я.* Физика. Электродинамика. Для 10–11 класса. — М.: Дрофа, 2002.
4. *Мякишев Г.Я., Сияков А.З.* Физика. Колебания и волны. Для 11 класса. — М.: Дрофа, 2002.
5. *Мякишев Г.Я., Сияков А.З.* Физика. Оптика. Квантовая физика. Для 11 класса. — М.: Дрофа, 2001. Часть 1. Оптика.

Даже беглый просмотр содержания этого курса будет весьма полезен, так как даст общую картину основных закономерностей классической физики.

§ 1.1. Пространство и время

Пространство и время определяют те внешние условия, в которых возникают и протекают все физические процессы. Поэтому вполне естественно, что именно свойства пространства и времени всегда привлекали внимание исследователей во все эпохи развития естествознания. В процессе развития естествознания и физики были периоды, когда точки зрения исследователей на основные свойства пространства и времени существенно различались. Но нас интересует классическая физика, а потому мы обратимся к концу XIX века. К этому времени у всех естествоиспытателей сложилась единая, вполне определенная точка зрения на фундаментальные свойства пространства и времени. Краткая формулировка этих свойств состоит в следующем:

- как *пространство*, так и *время непрерывны*;
- *пространство является трехмерным и евклидовым* (Примечание 1.1);
- *время одномерно, но имеет определенную направленность: от прошлого — через настоящее — к будущему.*

Убежденность в этих основных свойствах пространства и времени основывается на многочисленных экспериментальных

фактах, накопленных человечеством за время, существенно превышающее время существования самой физики.

Положения о непрерывности пространства и времени определяют также непрерывность таких физических величин, как *энергия*, *действие* (примечание 1.2), *импульс*, *момент количества движения* и др. (Справедливость этого утверждения легко проверить, используя общеизвестные соотношения классической механики.)

Как основные свойства пространства и времени, так и следствия из них, вошли в основу восприятия окружающего мира и представляются нам очевидными.

А между тем развитие науки во второй половине XIX, а главное — в XX веке, принципиально изменило эту привычную для всех картину строения мироздания.

Во-первых, за это время трудами Лобачевского (в 1826 г.) и Римана (в 1867 г.) были созданы два дополняющих друг друга варианта *неевклидовой геометрии* (см., например, [2]).

Отличия этих вариантов неевклидовой геометрии от классической евклидовой геометрии видны даже на самых простых примерах. Так, сумма внутренних углов треугольника, равная в евклидовой геометрии двум прямым углам, всегда меньше

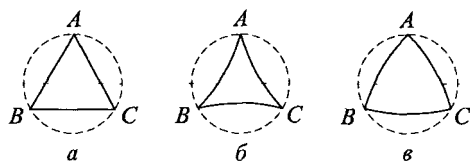


Рис 1.1 Треугольник в геометрии Евклида (а), Лобачевского (б) и Римана (в)

этой величины в геометрии Лобачевского и всегда больше этой величины в геометрии Римана (рис. 1.1).

На принципиальную возможность реализации в природе отклонений свойств пространства-времени от тех, которые следуют из классической евклидовой геометрии, указал Эйнштейн (1915 г.) в теории *гравитации* (в рамках *общей теории относительности*). Гравитация (или тяготение) — это универсальное взаимодействие между любыми видами вещества (см., например, [3]). Если это взаимодействие слабое, а тела движутся с нерелятивистскими скоростями, то факт наличия тяготения был показан еще Ньютоном. Эйнштейн построил

теорию тяготения для общего случая, без ограничений на силу взаимодействия и для любых скоростей движения тел, вплоть до скорости света. В рамках общей теории относительности Эйнштейн показал, что наличие тяготения (т.е. наличие гравитационного поля) всегда приводит к отклонениям от евклидовой геометрии пространства–времени.

К настоящему времени выполнено большое число различных экспериментов по проверке предсказаний общей теории относительности Эйнштейна. Все эксперименты с высокой точностью подтверждают различные выводы теории. В частности, наблюдается искривление лучей света при их прохождении вблизи массивных тел. Это результат астрофизических экспериментов по наблюдению отклонения света звезд от прямолинейного направления распространения около Солнца (во время полного солнечного затмения), а также отклонения радиоизлучения, испускаемого точечными галактическими источниками. В целом, это выдающийся успех современной астрофизики!

Итак, в общем случае, при учете гравитации пространство в отдельных областях может не быть евклидовым.

Однако эти отклонения свойств пространства от евклидовой геометрии, наблюдаемые в масштабе вселенной, для процессов, происходящих на земле, существенной роли не играют. Поэтому *в земных условиях геометрия Евклида может считаться точной моделью геометрии пространства.*

Другой важный вопрос заключается в том, что в рамках квантовой физики классического четырехмерного пространства–времени (т.е. трех пространственных координат x , y , z и времени t) в ряде случаев оказывается недостаточно для полного описания квантовой системы. Типичный пример такой ситуации — полное описание состояния электрона, требующее помимо трех координат и времени фиксировать также состояние *спина* (собственного момента количества движения) электрона (примечание 1.3). Для этого необходима фиксация еще двух величин — величины собственного момента количества движения и направления вращения электрона. Таким образом, электрон имеет шесть степеней свободы (вместо четырех для точки), так что для описания квантового состояния электрона необходимо фиксировать шесть величин и описывать динамику электрона не в привычном четырехмерном, а в шестимерном пространстве. В квантовой механике для этого вводится так называемое *кон-*

фигурационное шестимерное пространство, в рамках которого и проводятся все необходимые расчеты (примечание 1.4). (Этот вопрос будет более детально обсуждаться ниже, в ч. 2, 3.) Есть и другие случаи, когда необходимо использовать конфигурационное пространство вместо евклидова пространства.

Проведенный выше краткий анализ данных о пространстве и времени позволяет сделать два основных заключения, лежащие в основе классической физики:

— *пространство и время изменяются непрерывно, и это определяет непрерывное изменение ряда других физических величин — энергии, импульса и т.д.* (что видно, в частности, из структуры хорошо известных формул, описывающих эти величины);

— *во всех случаях, когда идет речь о физических процессах, происходящих на земле, пространство можно считать евклидовым.*

§ 1.2. Симметрии объектов и законы сохранения физических величин

Понятие *симметрии* хорошо известно из школьного курса геометрии как свойство геометрической фигуры сохранять неизменность своей формы при перемещении и (или) вращении в пространстве. Преобразования фигуры в пространстве называются *симметриями*, а вся их совокупность — *группой симметрий* данной фигуры. В качестве простейшей иллюстрации вышесказанного на рис. 1.2. приведены оси симметрии куба.

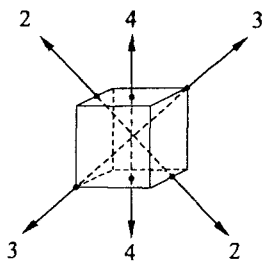


Рис. 1.2. Симметрии куба — оси симметрии: 22 — одна из осей второго порядка; 33 — одна из осей третьего порядка; 44 — одна из осей четвертого порядка

Понятие *симметрии* в физике качественно аналогично этому понятию в математике (см., например, [1]). В физике строение объекта (например, кристалла) называется *симметричным*, если это строение не изменяется при определенном преобразовании, которому данный объект подвергается. При этом математически

объект характеризуется его *функцией Гамильтона* (т. е. его полной энергией) (примечание 1.5). Определение группы симметрий реальных физических объектов является классическим методом классификации этих объектов (например, кристаллов). Среди различных типов симметрий вещества наиболее общими являются пространственно-временные симметрии различных типов. Таковыми являются:

- *сдвиг объекта (как целого) в пространстве;*
- *поворот объекта (как целого) в пространстве;*
- *сдвиг момента регистрации объекта по времени.*

Все эти симметрии отражают свойства однородного, изотропного четырехмерного пространства-времени (x, y, z, t) .

Нет сомнений, что эти симметрии отражают опыт, накопленный людьми, живущими в трехмерном мире при одномерном характере времени.

Для физики основной интерес симметрии физических объектов представляют в связи с наличием *теоремы Нётер* [4]. Согласно этой теореме каждому преобразованию симметрии соответствует *закон сохранения* определенной физической величины.

Так, например, для объекта с действием S , при наличии симметрии по отношению к изменению времени, имеет место *закон сохранения энергии* данного объекта, а при наличии симметрии по отношению к изменению пространственных координат выполнен *закон сохранения импульса* данного объекта.

Таким образом, существование симметрий в строении вещества определяет наличие законов сохранения различных физических величин в данном веществе.

В квантовой физике, в отличие от классической, дополнительно имеется ряд специфических симметрий, существование которых обусловлено квантовыми свойствами вещества, например наличием у электрона спина (примечание 1.3).

§ 1.3. Дискретные состояния вещества

Вопрос о непрерывности или дискретности вещества в природе систематически обсуждался физиками с конца прошлой эры. На первый взгляд может показаться, что ответ следует из свойств самого пространства. Однако свойства пространства

и вещества, в нем находящегося, могут быть и различны. Так и оказалось на самом деле.

К концу XIX века в результате многочисленных исследований, проведенных в рамках классической физики, было установлено, что в двух случаях вещество дискретно. Вот эти случаи:

— *дискретна величина электрического заряда вещества, составляющая величину, равную одному или нескольким зарядам электрона;*

— *дискретна величина массы вещества, которая определяется суммой масс ряда различных элементарных частиц, входящих в состав вещества (электронов, протонов, нейтронов), имеющих фиксированные массы.*

Обратимся к краткой характеристике этих дискретных форм состояния вещества.

Электрический заряд любого элемента вещества является дискретной величиной, пропорциональной величине заряда электрона. Этот вывод косвенно следовал уже из результатов экспериментов с электролитами, выполненных М. Фарадеем в 1833 г., а прямое измерение заряда электрона было проведено Р. Милликеном в 1913 г. (см. ниже, 3.1.2). Полученная им величина $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулона с тех пор многократно уточнялась в различных экспериментах, но при этом приведенные две первые значащие цифры остались без изменений. Знак заряда электрона принято считать отрицательным.

Исследования, проведенные в рамках физики элементарных частиц, привели к обнаружению частицы, названной *позитроном*, имеющей массу, равную массе электрона, и заряд, аналогичный по величине, но противоположного знака. В природе реализуются два противоположных процесса — процесс аннигиляции электрон-позитронной пары, в результате которого образуется гамма-квант, и процесс образования электрон-позитронной пары при аннигиляции гамма-кванта. Детальные исследования этих процессов показали полную идентичность электрона и позитрона, за исключением противоположных знаков их зарядов.

Исследования элементарных частиц, проведенные в XX веке как в космических лучах, так и в лабораториях, на различных ускорителях частиц, не привели к обнаружению частиц, имеющих дробный заряд; заряд частиц всегда является кратным заряду электрона (примечание 1.6).

К настоящему времени *вся совокупность теоретических и экспериментальных данных говорит в пользу неизменности заряда электрона.*

Таким образом, резюмируя все сказанное выше, можно сделать следующее бесспорное утверждение:

электрический заряд любой формы существования вещества является дискретной величиной, а единицей заряда является заряд электрона, неизменный как во времени, так и в пространстве.

Масса вещества, находящегося в любом состоянии, *является дискретной величиной.* Причина дискретности массы заключается в том, что любое вещество состоит из определенного числа различных элементарных частиц (электронов, протонов, нейтронов и т. д.), каждая из которых имеет фиксированную массу.

Дискретный характер массы вещества непосредственно следует из *атомизма* вещества, а потому являлся предметом дискуссий естествоиспытателей и философов на протяжении двух с половиной тысяч лет. Около двух тысячелетий основными аргументами сторонников дискретного характера вещества были единство общих законов строения мира и хорошо видная в каждую ясную ночь дискретность мира звезд, окружающих Землю. В то же время сторонники непрерывной модели вещества всегда имели аргумент в виде отсутствия экспериментальных данных о дискретности микромира. Начиная с периода Возрождения (XV–XVII вв.) термин *атом* постепенно стал все чаще фигурировать не только в трудах философов, но и исследованиях естествоиспытателей. Наконец в XIX веке появились первые научные аргументы в пользу существования атомов и молекул. Результаты исследований Фарадея (доказательства существования ионов), Дальтона (доказательства идентичности свойств химических элементов; введение понятия атомного веса), Менделеева (открытие периодического закона для химических элементов) и ряда других физиков и химиков представляли собой хотя и убедительные, но косвенные доказательства дискретности вещества в микромире. Первое прямое доказательство было получено Перреном лишь в начале XX века [5]. Проведенные им детальные исследования броуновского движения микрочастиц в жидкости качественно и количественно показали, что мик-

рочастица движется в результате столкновений с молекулами, составляющими жидкость, а также позволили определить размеры и массы этих молекул (см. ниже, 3.1.2).

Дальнейшие исследования микромира дали детальную информацию не только о строении атомов и молекул, свойствах элементарных частиц, их составляющих, но также обо всем спектре элементарных частиц, существующих в природе. При этом были измерены массы всех частиц, входящих в состав макроскопического вещества в Природе. Это явилось убедительным доказательством дискретного характера массы как характеристики вещества.

В заключение надо отметить, что существование закона эквивалентности массы m и энергии E ($E = mc^2$), предсказанного Эйнштейном в 1905 г. в рамках теории относительности, а в дальнейшем подтвержденного многочисленными экспериментами, не нарушает положения о дискретности массы вещества. Действительно, оба взаимно противоположных процесса (как процесс трансформации массы вещества в энергию, так и процесс трансформации энергии в массу вещества) происходят с сохранением дискретности массы вещества, ввиду конечного числа типов различных элементарных частиц, из которого состоит вещество в Природе.

Таким образом, положение о дискретности массы вещества не вызывает сомнений.

В рамках классической физики все остальные величины, характеризующие вещество в Природе, помимо заряда и массы, не дискретны, а изменяются непрерывно. Это свойство всего многообразия физических величин хорошо известно не только естествоиспытателям, а также и любому наблюдательному человеку.

§ 1.4. Детерминизм классической физики

Детерминизм — это учение об объективной взаимосвязи явлений в Мире, окружающем человека. Основное положение детерминизма состоит в следующем: *все явления в природе происходят не произвольно, а подчиняются объективным закономерностям, существующим вне зависимости от наших знаний об их существовании.*

Классический детерминизм утверждает существование однозначной связи между физическими величинами, характеризующими состояние вещества в начальный и любой последующий момент времени. Лучше всего характеризует суть детерминизма хорошо известное утверждение П. Лапласа:

“Дайте мне начальные данные всех частиц в мире, и я предскажу вам его будущее!”

В основе детерминизма лежит предположение о причинном характере всех явлений и об отсутствии случайностей в природе. С точки зрения детерминизма, случайность — это еще не установленный результат определенной причинной связи.

Анализируя различные физические явления с точки зрения реализации основных положений детерминизма, необходимо принимать во внимание как методику проведения экспериментов, так и наличие предельной точности измерения различных физических величин. Это убедительно показано в книге [6] на примере классической механики как той области классической физики, в рамках которой детерминизм проявляется наиболее ярко. Рассматриваются три обстоятельства, возникающие при проведении любого эксперимента, как правило игнорируемые, а на самом деле существенно влияющие на достоверность получаемых данных.

Первое — *невозможность определения начальных условий с бесконечно большой точностью.*

Второе — *возможность существования непредсказуемых случайных сил, действующих на механическую систему в течение проведения эксперимента.*

Третье — *возможность нарушения исходного условия изолированности исследуемой системы на время проведения эксперимента.*

Детальный анализ, проведенный автором книги [6] Д.И. Блохинцевым, крупнейшим специалистом в области квантовой механики, показывает, что в общем случае нельзя игнорировать указанные обстоятельства, так как они могут существенно исказить результаты эксперимента.

Обсуждая проблему реализации детерминизма в рамках классической физики, надо также дать ответ на очевидный вопрос — а что вообще означает использование вероятностных соотношений в классической физике? Хорошим конкретным при-

мером, позволяющим ответить на поставленный вопрос, является такое общеизвестное понятие классической статистической физики, как *температура газа* — средняя величина кинетической энергии в ансамбле молекул, составляющих газ. Появление такой вероятностной характеристики вещества в рамках классической физики обусловлено наличием разброса в величинах кинетических энергий молекул, составляющих газ. Также и в других случаях понятия вероятности не отражают фундаментальные положения классической физики, а лишь практические трудности измерения и учета индивидуальных состояний атомов и молекул в ансамбле.

В заключение надо отметить, что, *оставаясь в рамках классической физики, можно указать на большое число различных примеров проявления детерминизма на всех стадиях экспериментальных исследований различных эффектов. В рамках классической физики детерминизм является также априорным руководящим положением на всех стадиях теоретического описания наблюдаемых эффектов.*

Послесловие

Кратко сформулируем основные выводы из проведенного рассмотрения фундаментальных положений классической физики. Эти положения заключаются в следующем:

- в непрерывности пространства и времени;
- в непрерывности подавляющего числа физических величин (энергии, импульса и др.);
- в дискретности лишь двух величин — заряда и массы частиц, составляющих вещество;
- в наличии симметрий в строении вещества и законов сохранения ряда величин, характеризующих его свойства;
- в детерминистическом характере всех законов классической физики.

Все основные законы классической физики — в механике (законы Галилея и Ньютона), в оптике (волновая модель света Юнга и Френеля), в термодинамике (первое и второе начала термодинамики, законы Джоуля, цикл Карно), в статистической физике (распределение Гиббса), в электромагнетизме (уравнения Максвелла, электромагнитное поле Герца), в атомной физике (планетарная модель атома Резерфорда) — являются так или

иначе следствиями приведенных выше фундаментальных положений классической физики.

К концу XIX века классическая физика представляла собой достаточно полное и непротиворечивое описание свойств, движений и взаимодействий объектов окружающего мира. Можно ли было тогда, на рубеже XIX и XX веков, указать на наличие каких-либо важных нерешенных проблем или противоречий в стройном здании классической физики? Да, все же можно, но таких примеров немного. Вот три широко известных примера.

Первый пример — это такой распространенный процесс, как *тепловое излучение нагретых тел*. Этот процесс, детально исследованный экспериментально, оказалось невозможно описать в рамках классической физики. Такое описание удалось в 1900 г. выполнить Планку, однако ценой пренебрежения одним из основных положений классической физики — положением о непрерывном характере изменения такой основной величины, как энергия (в данном случае энергия теплового излучения). Планк априори предположил, что нагретое тело, остывая, испускает тепловое излучение дискретно, *квантами*. *Это предположение Планка был первым шагом в новой главе физики — квантовой физике* (см. ниже, § 2.1).

Второй пример — это *дискретный характер спектров излучения атомов*, обнаруженный рядом экспериментаторов (Бальмер, Пашен) в конце XIX века. Согласно планетарной модели атома спектр излучения должен был быть непрерывным. Объяснение этого противоречия было дано Гейзенбергом в 1922 г. (см. ниже, § 2.5).

Третий пример — это хорошо известная к концу XIX века *стабильность атомов*, существующих, в отсутствие внешнего возмущения, “вечно”. Эта стабильность также противоречит планетарной модели атома Резерфорда и классической электродинамике, согласно которым электрон, вращающийся вокруг атомного ядра, должен терять свою энергию на излучение, постепенно приближаться к ядру и падать на него. Расчеты, выполняемые в рамках классической электродинамики, показывают, что это должно произойти за доли наносекунды — столь малым классическая физика предсказывала время жизни атома! Разъяснение этого противоречия и объяснение причин стабильности атомов было дано Гейзенбергом в виде следствия из сформулированного

им в 1926 г. фундаментального положения квантовой физики — *принципа неопределенности* (см. ниже, § 2.5.)

Существование этих примеров нельзя интерпретировать как недостатки самой классической физики. Дело в том, что мир устроен сложно, и, как будет видно ниже, есть огромная область таких явлений, процессов и форм существования вещества, которые *в принципе* не могут быть описаны на языке классической физики. Для их описания нужен другой язык — язык квантовой физики. Из материала, приведенного ниже, будет видно и принципиальное различие классической и квантовой физики, и наличие определенных границ, разделяющих области применения этих разделов физики.

Желающие более детально ознакомиться с вопросами, затронутыми в первой части, могут обратиться к следующим книгам:

1. Фейнман Р. Характер физических законов. — М.: Мир, 1968.
2. Пайерлс Р. Законы природы. — М.: ГИТТЛ, 1957.
3. Гельфер Я.М. Законы сохранения. — М.: Наука, 1967.
4. Иванов Б.Н. Законы физики. — М.: УРСС, 2004. Гл. I, II, III.

ЧАСТЬ 2

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА — ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИДЕИ, ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Предисловие

Вторая часть посвящена изложению основных положений и экспериментальных фактов квантовой физики: *кванта энергии, кванта излучения, волновых свойств микрочастиц, корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества как в форме излучения, так и в форме частиц с массой покоя, принципа неопределенности.*

Кратко излагаются также и основные положения *квантовой механики* — теоретического метода описания квантовых явлений.

Обсуждается принципиальное отличие квантовой физики от классической физики и основных положений классического естествознания.

Наконец, обсуждается вопрос о границах между квантовой и классической физикой.

Квантовой физике и, в особенности, квантовой механике посвящено много различных книг, как монографий, так и учебников для высшей школы. Однако число книг, которые можно рекомендовать старшим школьникам или начинающим студентам, невелико. Дело в том, что подавляющее большинство книг, написанных на эту тему, имеет в своей основе сложную высшую математику, доступную лишь подготовленному читателю. Поэтому число книг, которые могут быть предложены начинающему физику в качестве вспомогательного материала, весьма ограни-

чено. Это, в основном, отдельные главы учебников по физике для средней школы:

1. Мякишев Г.Я., Синяков А.З. Физика. Оптика. Квантовая физика. Для 11 класса. — М.: Дрофа, 2001. Гл. 5, 6.
2. Физика / Под ред. А.С. Ахматова. Часть IV. Электричество и строение атома. — М.: Наука, 1974. Гл. 32, 33, 34.
3. Орир Дж. Физика. — М.: Мир, 1981. Т. 2. Гл. 24, 25, 26.
4. Джанколли Д. Физика. — М.: Мир, 1989. Т. 2. Гл. 40, 41.

Ознакомление с указанными разделами этих книг безусловно расширит кругозор читателя.

§ 2.1. Квант действия и квант энергии

2.1.1. Введение

Одним из основных положений детерминизма, который полностью доминировал в естествознании к началу XX века, является постулат о непрерывном характере изменения всех величин, описывающих вещество. Первой трещиной в этих устоявшихся представлениях явилась формула Планка, описывающая спектр теплового излучения нагретых тел. Эту формулу Планк получил в 1900 г. Наиболее существенным в работе Планка, однако, оказался не сам факт получения формулы, описывающей спектр излучения, а поистине революционный шаг, сделанный автором — *постулат о дискретной (квантовой) природе традиционных для физики величин — действия и энергии.*

Величины действия и энергии, изменяющиеся не непрерывно, а дискретно, — это было принципиально отлично от общепринятой картины. Поэтому первая реакция сообщества физиков на появление дискретных (квантовых) величин действия и энергии была в целом негативная. Однако не прошло и четверти века, как новые открытия полностью подтвердили существование квантовой природы вещества. Так зародилась *квантовая физика*, к настоящему времени в той или иной мере вошедшая в подавляющее большинство традиционных разделов физики.

Ниже будет кратко рассмотрена физика процесса теплового излучения и те данные экспериментов, которые привели Планка

к его знаменитому открытию. Эта тема представляет очевидный интерес для широких кругов естествоиспытателей как пример первого революционного шага на пути выхода за рамки классического естествознания.

2.1.2. Тепловое излучение и его свойства

Тот факт, что нагретое тело в дальнейшем испускает тепло, был известен человечеству с незапамятных времен.

В общем случае тепловой баланс изолированного нагретого тела определяется тремя процессами:

- процессом поглощения внешнего излучения телом;
- процессом рассеяния внешнего излучения телом;
- процессом испускания излучения нагретым телом.

Процессы поглощения и рассеяния внешнего излучения телом являются конкурирующими. Излучение, испускаемое нагретым телом, называется *тепловым излучением*.

Первые принципиальные шаги в физике теплового излучения были сделаны в середине XIX века.

Так, знаменитый немецкий физик Кирхгоф исходя из второго закона термодинамики, согласно которому тепло не может самопроизвольно перейти от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой, сформулировал следующий фундаментальный закон для теплового излучения:

отношение испускательной и поглощательной способности тела не зависит от его природы.

В дальнейшем Кирхгоф подтвердил данный закон рядом экспериментов.

Этот закон, именуемый ныне *законом Кирхгофа для теплового излучения*, имел большое значение для всех дальнейших исследований. Действительно, он указал на возможность получения универсальных закономерностей, справедливых для произвольных нагретых тел.

Был сделан также принципиальный шаг в совершенствовании методики экспериментальных исследований теплового излучения. Это шаг состоял в создании так называемого *абсолютно черного тела*, в котором исключалось влияние процесса рассеяния излучения и устанавливалось равновесие между процессами поглощения и испускания излучения. Абсолютно черное тело —

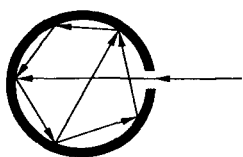


Рис. 2.1. Модель абсолютно черного тела

это замкнутый объем (например, сфера) с небольшим отверстием в стенке (рис. 2.1). Диаметр этого отверстия должен быть гораздо меньше диаметра сферы. Внутри сферы устанавливается равновесие между поглощением и испусканием излучения внутренней поверхностью. Таким образом, излучение, испускаемое абсолютно черным телом из отверстия в стенке, является *равновесным излучением*.

Рядом экспериментаторов были проведены детальные исследования частотных спектров теплового излучения при различных

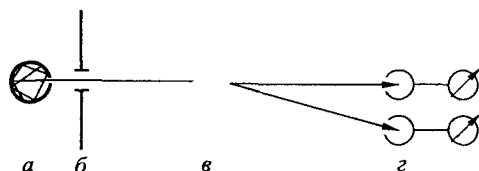


Рис. 2.2. Схема постановки опытов по исследованию излучения абсолютно черного тела: *а* — черное тело, испускающее равновесное излучение; *б* — коллиматор, формирующий пучок излучения; *в* — призма, разлагающая исходный пучок излучения на ряд пучков излучения с различными длинами волн; *г* — болометры, измеряющие интенсивность излучения

температурах абсолютно черного тела. Тепловое излучение разлагалось по спектру частот, а для каждой из частот *болометром* (примечание 2.1) измерялась энергия испускаемого излучения (рис. 2.2). Наиболее детальные исследования спектров теплового излучения абсолютно черного тела были выполнены немецкими экспериментаторами Луммером и Прингсгеймом около 1900 года. Типичный результат их измерений приведен на рис. 2.3.

Из данных, приведенных на рис. 2.3, можно сделать три основных качественных заключения о спектральном распределении энергии E излучения абсолютно черного тела.

1. При любой фиксированной температуре T черного тела спектральное распределение энергии излучения $E(\lambda)$ представляет собой кривую с максимумом, а при экстремально большой и экстремально малой длинах волны λ излучение практически отсутствует.

2. Спектральные распределения энергии излучения $E(\lambda)$ при любой температуре T тела несимметричны; они резко спадают от максимума со стороны малых длин волн λ и плавно уменьшаются со стороны больших длин волн.

3. По мере увеличения температуры T черного тела максимум спектрального распределения энергии излучения $E(\lambda)$ смещается в область малых длин волн λ , ширина распределения на полувысоте уменьшается.

Перед теоретиками встала задача найти объяснение этим распределениям.

Первый существенный результат в этом направлении был получен Вином в самом конце XIX века. Исходя из основных принципов термодинамики он получил соотношение, связывающее энергию теплового излучения $E(\omega, T)$ с частотой ω и температурой тела T в виде

$$E(\omega, T) = \omega^3 f(\omega/T). \quad (2.1)$$

Наличие в соотношении (2.1) множителя $f(\omega, T)$ означает, что частота излучения и температура тела фигурируют в виде их отношения, а не независимо друг от друга. Хотя формула (2.1) описывала экспериментальные данные с удовлетворительной точностью, конкретное выражение множителя $f(\omega, T)$ осталось неизвестным. Это не позволяло определить абсолютную величину энергии излучения. Таким образом, задача теоретического описания спектральных распределений энергии теплового излучения не была решена.

В 1900 г. Рэлей указал путь получения выражения, описывающего энергию теплового излучения $E(\omega, T)$, основанный на

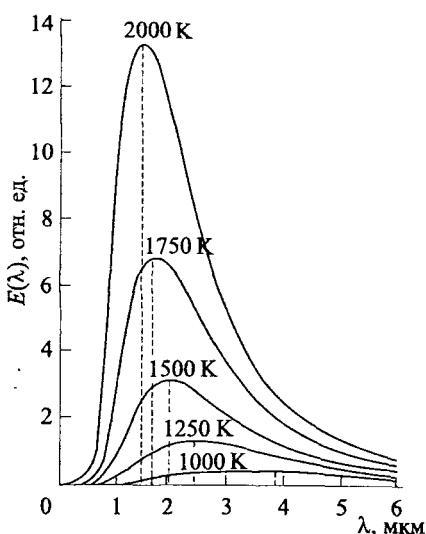


Рис. 2.3. Результат эксперимента по измерению зависимости спектральной интенсивности излучения $E(\lambda)$ от его длины волн λ и температуры тела T , значение которой указано на каждой из кривых

фундаментальных положениях термодинамики и статистической физики и свободный от каких-либо модельных представлений. Этот путь, в дальнейшем детально развитый Джинсом, привел к получению так называемой *формулы Рэля-Джинса*.

Исходное положение Рэля заключалось в том, что в основу описания теплового излучения надо положить закон равномерного распределения кинетической энергии по степеням свободы. Справедливость и универсальность этого закона, лежащего в основе статистической механики, не вызывала сомнений. Согласно этому закону на каждую колебательную степень свободы приходится средняя энергия, равная kT , где k — постоянная Больцмана.

Формула Рэля-Джинса для теплового излучения, в основу которой были положены фундаментальные положения классической физики, была получена в следующем виде:

$$E(\omega, T) = (1/\pi^2 c^3) \omega^2 kT. \quad (2.2)$$

Однако, как видно из формулы (2.2), при $\omega \rightarrow \infty$ величина $E(\omega, T) \rightarrow \infty$, что противоречит экспериментальным данным, согласно которым при больших частотах излучения величина $E(\omega, T) \rightarrow 0$ (рис. 2.3). Теоретическое предсказание о бесконечном возрастании величины $E(\omega, T)$ при увеличении частоты ω получило в научной литературе название *ультрафиолетовой катастрофы*.

Таким образом, из формулы Рэля-Джинса следовал очень важный, но негативный вывод:

в рамках фундаментальных положений термодинамики и статистической физики нельзя описать экспериментальные данные, характеризующие зависимость энергии теплового излучения абсолютно черного тела от частоты (длины волны) излучения и температуры излучающего тела.

Этот вывод поставил в тупик сообщество физиков-теоретиков. С одной стороны, само исследуемое физическое явление — тепловое излучение нагретых тел — на первый взгляд являлось достаточно простым и универсальным. С другой стороны, в основе формулы (2.2) лежали закономерности статистической физики и термодинамики, неоднократно проверенные экспериментально. В чем же было дело? Дать ответ на этот вопрос удалось М. Планку.

2.1.3. Формула Планка. Квант действия и квант энергии

Планку удалось получить формулу, полностью описывающую весь спектр теплового излучения абсолютно черного тела.

Получить эту формулу Планку удалось лишь в результате *использования революционного постулата о дискретной, квантовой природе величины энергии теплового излучения. В традиционных рамках классической физики процесс изменения энергии всегда предполагался непрерывным как во времени, так и в пространстве. Предположение о дискретной природе энергии излучения было первым, а потому самым трудным шагом на пути создания квантовой физики, преобразившей в дальнейшем основные постулаты всего естествознания.*

Интересно и весьма поучительно для любого физика понять, как Планк, один из столпов классической физики XIX века, сделал этот революционный шаг. Обратимся к этому вопросу.

Планк на рубеже столетий был уже вполне сложившимся физиком-теоретиком, профессором Берлинского университета. В 1885–1892 гг. он успешно завершил создание механической теории теплоты. В то время это была одна из основополагающих глав классической физики.

Обратившись к задаче описания теплового излучения, Планк заменил атом нагреваемого вещества моделью в виде упруго-связанного электрона, находящегося в полости черного тела. Следуя известной модели Лоренца, Планк моделировал электрон *одномерным гармоническим осциллятором* (примечание 2.2). Под действием поля излучения осциллятор совершает колебания со случайными значениями амплитуд и фаз, поглощая и испуская электромагнитные волны. При этом энергия осциллятора флуктуирует около некоторого среднего значения. Применив к осциллятору закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы, Планк получил формулу, аналогичную формуле Рэлея–Джинса (2.2). Такой результат не был для Планка неожиданным, но он убедил его, что необходим какой-то принципиально новый подход к описанию теплового излучения.

Следующий шаг Планка при попытке теоретического описания спектров теплового излучения был шагом математика, а не

физика. Планк обратился к формальным поискам математической формулы, соответствующей наблюдаемым в эксперименте спектрам излучения (рис. 2.3). На этом пути он получил выражение, имеющее следующий вид:

$$E(\omega, T) = C_1 \omega / \exp(C_2 \omega / T) - 1, \quad (2.3)$$

где C_1 и C_2 — константы, значения которых подбираются для согласия выражения (2.3) с экспериментальными данными (рис. 2.3). Легко видеть, что соотношение (2.3) может описать кривую с максимумом (примечание 2.3).

Полученная таким формальным образом формула (2.3), хотя и оказалась в определенной мере полезной для практики, но не дала никакого ответа на основной вопрос о природе теплового излучения. Главная трудность была впереди — надо было связать константы C_1 и C_2 с определенными величинами, характеризующими излучение, и обосновать эту связь. Планк хорошо понимал эту трудность и, будучи физиком, видел основную цель работы в поиске обоснованного значения этих констант. Он потратил много времени, пытаясь обосновать эти константы в рамках основных законов классической физики, а конкретно термодинамики и электродинамики. Однако необходимый ответ ему получить не удалось.

Успех пришел к Планку в конце 1900 г., после того как он обратился к молекулярно-кинетической теории и статистической физике, т.е. разделам физики, в которых существенную роль играет атомизм вещества. При этом Планк обратился к тому же осциллятору Лоренца, к которому обращались как предыдущие исследователи, так и он сам. Однако в данном случае Планк *априорно постулировал, что осциллятор может находиться не в бесконечном числе произвольных состояний* (как всегда предполагалось ранее в классической физике), *а лишь в конечном числе состояний*. При этом энергия осциллятора в этих состояниях должна быть кратной частоте излучения ω и выражаться соотношением

$$E = \hbar \omega. \quad (2.4)$$

В формуле (2.4) ω — круговая (циклическая) частота, а $\hbar = \hbar/2\pi$.

Величина h — это новая константа *квант действия* (имеющая размерность действия), введенная Планком, и потому именуемая *постоянной Планка* (примечание 2.4). Поглощение и испускание излучения в рамках модели осциллятора Планка заключается в переходах осциллятора из одного состояния в другое (примечание 2.5).

Потрясает интуиция Планка! Ведь вся совокупность его априорных постулатов — это основные закономерности, описывающие атом Бора, сформулированные Бором только в 1913 г. А в 1900 г., когда эти постулаты сформулировал Планк, Резерфорд еще не обнаружил существования атомного ядра, еще не было планетарной модели атома, еще не были проведены опыты Франка–Герца!

Использование этих новых исходных положений позволило Планку получить ныне знаменитую *формулу Планка для теплового излучения*:

$$E(\omega, T) = \frac{(8\pi\omega^2/\hbar^2c^3)\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}, \quad (2.5)$$

где величина k — это константа Больцмана (примечание 2.6).

Первое, и самое главное, что указывало на справедливость формулы Планка (2.5), — это ее хорошее согласие с экспериментальными данными при любых температурах излучающего тела (рис. 2.4).

Кроме того, еще ряд аргументов указывал на справедливость формулы Планка (2.5). Среди них отметим наиболее веский: из количественного сопоставления этой формулы с экспериментальными спектрами теплового излучения можно получить численное значение константы Больцмана (примечание 2.6) и числа Авогадро (примечание 2.6). Полученные таким образом значения этих основных констант молекулярной и статистической физики оказались в хорошем согласии с ранее известными данными.

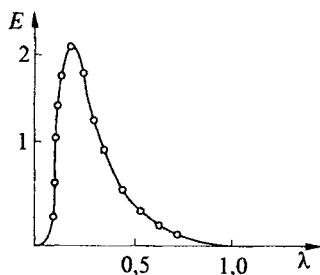


Рис. 2.4. Сопоставление экспериментальных данных с расчетами по формуле Планка: сплошная линия — результаты расчета; кружки — результаты измерений; величина λ в мкм

Наконец, в пределах малых и больших длин волн излучения формула Планка переходит в формулу Вина (2.1) и формулу Рэлея–Джинса соответственно (примечание 2.7).

Несмотря на такие убедительные доказательства справедливости формулы Планка, она была встречена с большим скепсисом практически всем сообществом физиков начала XX века. Подобная реакция была вполне естественна. Недоумение вызывали те новые постулаты, которые ввел автор для получения конечного результата. Модель атома — осциллятора с дискретным спектром энергий, постулат о дискретном характере таких традиционных величин, как действие и энергия, широко фигурирующих во всей классической физике в виде непрерывных величин, — все это совершенно противоречило основным положениям физики XIX века и представлялось лишь формальным математическим приемом, давшим возможность Планку описать спектры теплового излучения.

Сам Планк, после того как он получил формулу (2.5), долгое время искал различные возможности описать спектры теплового излучения в рамках классической физики. Однако, как и прежде, сделать это ему не удалось. Позже Планк написал в своей научной биографии по этому поводу следующее:

“Эта неудача заставила меня убедиться, что квант действия должен играть фундаментальную роль в физике. Его открытие начинает новую эпоху, ибо в кванте действия выявляется нечто неслыханное, чему суждено преобразовать наше мышление, в котором со времени исчисления бесконечно малых Лейбницем и Ньютоном все строилось на предположении о непрерывности всех причинных связей”.

Но эти слова написал Планк через четверть века. А тогда, в 1900 г., никто из тех, кто слушал его доклад в Немецком физическом обществе или читал его работу, еще не понял, что естествоиспытатели стояли перед необходимостью пересмотра основных положений физики.

Как видно сейчас, лишь один человек творчески воспринял постулаты Планка. Это был Эйнштейн. Его принципиальному шагу на пути создания квантовой физики посвящен § 2.2.

2.1.4. Заключение

Сейчас, в начале XXI века, когда квантовая физика изучается в средней школе, может быть трудно правильно оценить исключительное значение работы Планка, сделавшего первый шаг в квантовой физике. Остается напомнить общеизвестную истину: *всегда всем пионерам трудно*. Для Планка, как вполне сложившегося представителя классической физики, это было особенно трудно. Надо также отметить, что этот первый шаг Планк сделал на том же пути исследования природы, который еще за полтора века до него активно проповедовал Ньютон, — *на пути формулировки новых законов при обобщении новых экспериментальных данных, не находящих объяснения в рамках установившихся понятий*. Именно в этом направлении сделал Планк первый шаг, заключающийся в постулате о дискретной, квантовой природе таких физических величин, как действие и энергия.

В заключение хочется привести оценку работ Планка, данную через четверть века другим великим представителем квантовой физики — де Бройлем:

“Можно только восхищаться гениальностью Планка, который, изучая одно частное физическое явление, оказался в состоянии угадать один из основных и наиболее загадочных законов природы. День, когда была введена постоянная Планка, остается одной из самых замечательных дат в истории развития человеческой мысли”.

Читателям, желающим детально изучить физику теплового излучения, надо обратиться к любому курсу общей физики для высших учебных заведений, так как традиционно этот вопрос всегда рассматривается весьма подробно.

Обратимся теперь к следующему шагу в истории создания квантовой физики, сделанному Эйнштейном, — к появлению понятия кванта излучения, распространяющегося в пространстве и взаимодействующего с веществом. Последующие исследования свойств кванта излучения, выполненные Комптоном, показали, что квант излучения, помимо энергии, характеризуется также и импульсом, а потому проявляет себя как частица, но с массой покоя, равной нулю. Эта частица получила наименование *фотон*.

§ 2.2. Квант света — фотон

2.2.1. Введение

Сообщество физиков, как уже говорилось выше, скептически восприняло постулат Планка о существовании кванта действия и кванта энергии.

Лишь Эйнштейн не только отнесся к постулатам Планка как к новым физическим фактам, но и сам, очевидно, неоднократно возвращался к ним мысленно в течение нескольких лет. Это хорошо видно из того факта, что в 1905 г. Эйнштейн опубликовал свою ныне знаменитую работу *“Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света”* [8].

В этой работе Эйнштейн рассмотрел ряд физических явлений исходя из квантовой модели света и сделал принципиальный шаг вперед по сравнению с постулатами Планка. Если у Планка дискретный характер приобретали такие величины, как действие и энергия (ранее всегда априорно полагавшиеся непрерывными), то у Эйнштейна *квант света, как микроскопическая частица, распространяется в пространстве и взаимодействует с веществом, поглощаясь и испускаясь им*. Постулат Эйнштейна о кванте-частице оказался еще менее очевидным для сообщества физиков. Во всяком случае, до опубликования экспериментальных результатов, полученных Милликеном и Комптоном в начале двадцатых годов (см. ниже, 2.2.3, 2.2.4), модель кванта-частицы не была общепринятой. Однако сам Эйнштейн в течение этих пятнадцати лет опубликовал еще несколько работ, в которых успешно рассмотрел и описал ряд квантовых эффектов в различных областях физики.

В этом параграфе будет рассмотрен принципиальный шаг Эйнштейна в квантовой физике. Этот шаг заключался в объяснении Эйнштейном результатов большой группы экспериментов, посвященных исследованию *фотоэффекта*, процесса, заключающегося в освобождении электрона, исходно связанного в металле, в результате поглощения им кванта света.

2.2.2. Фотоэффект. Экспериментальные данные

В то время, о котором пойдет речь ниже, на рубеже XIX и XX веков, термина *фотоэффект* еще не существовало. Если использовать терминологию того времени, то надо говорить о взаимодействии *катодных лучей* с поверхностью металла. Катодными лучами в то время называли излучение, испускаемое из катода, т.е. отрицательного электрода, при возникновении электрического разряда в газе.

Современный термин *фотоэффект*, который будет использоваться ниже, появился позже обсуждаемой работы Эйнштейна. В настоящее время этот термин используется в широком смысле для обозначения перехода электрона из связанного состояния в свободное в результате поглощения им кванта излучения. При этом исходное, связанное состояние электрона может быть различным. Это может быть связанное состояние электрона в атоме или молекуле, и тогда процесс именуется *атомным фотоэффектом*; это может быть связанное состояние электрона в металле, и тогда фотоэффект именуется *внешним*; это может быть связанное состояние электрона в запрещенной зоне полупроводника, и тогда процесс именуется *внутренним фотоэффектом*. В данном конкретном случае нас будет интересовать *внешний фотоэффект*.

В экспериментах по исследованию внешнего фотоэффекта безусловным пионером был Г. Герц. В 1887 г. он поставил свой знаменитый опыт, позволивший обнаружить существование электромагнитного поля. Этот опыт был на наш современный взгляд исключительно прост. Герц обнаружил факт воздействия электрического разряда в газе, возникающего между электродами одного разрядника (назовем его *излучатель*), на возникновение сигнала в цепи второго раз-

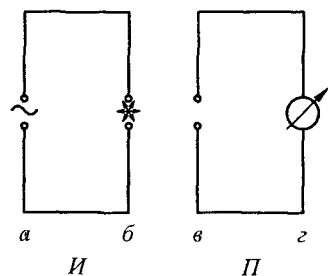


Рис. 2.5. Вибратор Герца. При разряде в воздухе в цепи излучателя (И) в цепи приемника (П) регистрируется сигнал; а — источник высокого напряжения; б — искра, возникающая при электрическом пробое воздуха, излучатель; в — электроды в цепи приемника; г — прибор, регистрирующий возникновение тока в цепи приемника

рядника (назовем его приемник), находящегося на некотором расстоянии от излучателя (рис. 2.5).

После обнаружения этого эффекта Герц обратился к исследованию тех процессов, которые приводят к взаимодействию двух разрядников, изначально изолированных друг от друга (рис. 2.5). Ряд простых, но четких экспериментов с помещением различных экранов между разрядниками показал, что *воздействие на приемник осуществляется излучением, испускаемым излучателем*.

Следующий существенный шаг в исследованиях катодного излучения был сделан Столетовым, который в 1889 г. опубликовал результаты своих исследований, выполненных в новой постановке эксперимента с использованием так называемого *конденсатора Столетова* (рис. 2.6). В этой серии опытов излучение от разрядника (б-в) попадало через отверстие в непроницаемом экране (г) на плоскопараллельный

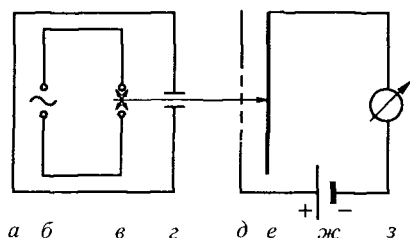


Рис. 2.6. Конденсатор Столетова — экспериментальная установка, предназначенная для измерения заряда микрочастиц, образующихся в газовом разряде

конденсатор (д-е), первый электрод которого представлял собой металлическую сетку (д). Через эту сетку излучение достигало второго электрода в виде металлической пластинки (е). В электрическую цепь конденсатора были включены источник напряжения и гальванометр. При возникновении разряда (в) в цепи конденсатора возникал ток, измеряемый прибором (з).

Изменение полярности обкладок конденсатора показало, что с металлического электрода (е) уносится отрицательный заряд, величина которого прямо пропорциональна интенсивности излучения, испускаемого разрядником (б-в).

Дальнейший прогресс в исследованиях был связан с именем Ленарда, поднявшего технику эксперимента на еще более высокий уровень. Он проводил свои эксперименты в вакуумной

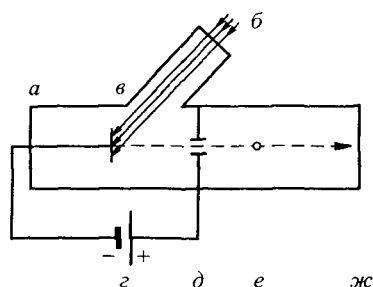


Рис. 2.7. Схема экспериментальной установки Ленарда. Излучение (б) облучает мишень (в) — поверхность металла, расположенную в вакуумной камере (а); заряженные частицы, выбитые из мишени, ускоряются в пролетном промежутке (г) между мишенью и коллиматором (д) и попадают в камеру (е), находящуюся во внешних электрическом и магнитном полях; сцинтилляционный экран (ж) позволяет зарегистрировать место прихода частицы; по траектории частиц в этой камере измеряется их удельный заряд

камере (рис. 2.7) и использовал внешние поля, электрическое и магнитное (в вакуумной камере е-ж), для исследования природы выбиваемого из металла отрицательного заряда. В течение двух лет (1900–1901 гг.) Ленард получил три существенных результата.

Во-первых, он показал, что *отрицательный заряд, выбиваемый из металлической поверхности, состоит из электронов*. Этот вывод он сделал, измерив величину удельного заряда классическим методом отклонения заряженных частиц во внешних полях, электрическом и магнитном (примечание 2.8).

Во-вторых, он обнаружил, что *кинетическая энергия электронов, выбиваемых из поверхности металла, не зависит от интенсивности излучения, облучающего металл*.

В-третьих, он установил, что *кинетическая энергия выбиваемых электронов прямо пропорциональна частоте излучения*.

Эти результаты были в дальнейшем подтверждены рядом других исследователей, установивших также еще два важных факта:

— *процесс выбивания электронов из металла является практически безынерционным* — задержка между моментом начала облучения металла и моментом образования свободных электронов составляет величину, не превышающую 10^{-4} секунды (примечание 2.9);

— для каждого металла существует граничная частота излучения — при меньшей частоте излучения электроны не образуются. Это так называемая красная граница фотоэффекта, т. е. граница со стороны длинных, красных волн и, тем самым, со стороны малых частот излучения.

Теперь предстоит посмотреть на эти результаты глазами классической физики. Для этого необходимо обратиться к волновой модели излучения, выбивающего электроны. Рассмотрим электромагнитное поле излучения, напряженность которого $E = E_0 \cos \omega t$, и свободный электрон с зарядом e и массой m_e . Поле действует на электрон с силой, равной $(-eE)$. Под действием этой силы электрон колеблется (осциллирует) в поле. Уравнение Ньютона, описывающее осцилляции электрона в поле, имеет вид

$$m_e(\partial^2 x / \partial t^2) = -eE_0 \sin \omega t. \quad (2.6)$$

Из этого уравнения следует, что электрон колеблется в поле с частотой ω , амплитудой

$$A_{\text{кол}} = (e/m_e)(E/\omega^2) \quad (2.7)$$

и имеет в поле среднюю за период колебательную энергию

$$E_{\text{кол}} = (1/4)(e^2/m_e)(E^2/\omega^2) \quad (2.8)$$

(при линейной поляризации излучения; при циркулярной поляризации излучения множитель $1/4$ должен быть заменен на множитель $1/2$).

Условием вырывания электрона из металла является превышение колебательной энергии электрона $E_{\text{кол}}$ над его энергией связи в металле $E_{\text{св}}$. Очевидно, что сам факт вырывания электрона из металла в принципе можно объяснить в рамках классической физики и, конкретно, волновой природы излучения. Из соотношения (2.8) следует, что для этого необходимо использовать в эксперименте поле излучения большой напряженности F .

Однако несколько экспериментальных фактов нельзя объяснить в рамках волновой модели излучения и основных положений классической физики.

Во-первых, в рамках волновой модели нельзя объяснить наличие граничной частоты излучения, ниже которой электроны не вырываются из металла при сколь угодно большой интенсивности излучения.

Во-вторых, из соотношения (2.8) следует, что энергия электронов, выбиваемых из металла, должна определяться интенсивностью излучения $I \approx F^2$, а эксперимент показывает, что энергия электрона не зависит от интенсивности излучения, а зависит лишь от частоты излучения.

В-третьих, расчеты показывают, что время, за которое электрон приобретает колебательную энергию (2.8), на много порядков величины превышает измеренную верхнюю границу для задержки в появлении электронов после момента включения облучения (примечание 2.9). Помимо этого, мощность источника излучения должна превышать на много порядков величины ту мощность, которую могли использовать в своих экспериментах пионеры исследования фотоэффекта.

Итак, общий вывод, следовавший из сопоставления основных экспериментальных фактов, характеризующих процесс вырывания электронов из поверхности металла, с волновой моделью излучения, заключался в очевидной несостоятельности этой модели излучения.

2.2.3. Эйнштейн. Квант излучения

Свою знаменитую работу 1905 г. [8] Эйнштейн начинает следующим утверждением, сразу же ясно определяющим его позицию:

“...энергия пучка света... складывается из конечного числа локализованных в пространстве неделимых квантов энергии, поглощаемых или возникающих только целиком”.

Исходя из этого положения Эйнштейн рассматривает различные физические явления, среди которых для нас основной интерес представляет процесс вырывания электронов из поверхности металла, а также качественно аналогичный процесс вырывания электрона из молекулы, т. е. процесс ионизации газа излучением.

Обратимся сначала к процессу вырывания электронов из поверхности металла. Соответствующий параграф 8 своей работы [8] Эйнштейн прямо начинает с утверждения, что

“...излучение, падающее на поверхность металла, состоит из квантов с энергией $h\nu$ ”.

Это утверждение позволяет объяснить все экспериментальные факты, изложенные в предыдущем параграфе. Дальнейший ход мысли Эйнштейна представляет собой эвристическое предположение, что

“законы возникновения и превращения света являются такими, как будто свет состоит из таких же квантов энергии”.

Революционный шаг, сделанный Эйнштейном, заключался в этом эвристическом предположении. Действительно, исходное утверждение по сути дела повторяло выводы из работ Планка.

По Эйнштейну, процесс вырывания электронов из металла состоит в следующем. Квант излучения, падающий на поверхность металла, отдает свою энергию одному электрону. Электрон, поглотивший квант излучения, приобретает энергию $h\omega$ и выходит из металла. При этом электрон совершает некоторую работу P , именуемую *работой выхода* электрона из металла, величина которой определяется конкретными свойствами металла. Работа выхода является мерой связи электрона в металле, зависящей как от внутренних свойств данного металла, так и от состояния его поверхности, в первую очередь ее чистоты. Величина работы выхода электрона из металла составляет несколько электрон-вольт. Кинетическая энергия свободного электрона, вылетевшего из металла в окружающую среду, определяется следующим соотношением, в котором ω , как и всюду выше, круговая (циклическая) частота:

$$E_{e, \text{кин}} = h\omega - P. \quad (2.9)$$

В настоящее время процесс вырывания электрона из металла под действием на него излучения именуется *фотоэффектом*, а само соотношение (2.9) — *уравнением Эйнштейна для фотоэффекта*.

Обратимся к интерпретации экспериментальных данных по вырыванию электронов из поверхности металла, приведенных в предыдущем параграфе, исходя из уравнения (2.9).

Сначала рассмотрим те три экспериментальных факта, которые не нашли объяснения в рамках классической физики (см. предыдущий параграф).

Из уравнения (2.9) очевидно существование граничной частоты излучения для образования электронов. Действи-

тельно, из (2.9) следует, что при энергии кванта $h\omega < P$ энергия, приобретаемая электроном, недостаточна для совершения работы выхода P , и электрон из металла не выходит. Это так называемая *красная граница* фотоэффекта (граница со стороны больших длин волн, т. е. малых частот излучения, $\omega_{\text{гр}}$, см. рис. 2.9).

Из уравнения (2.9) также видно, что энергия образующихся электронов никак не связана с интенсивностью излучения (т. е., в рамках данной модели, с числом квантов излучения, попадающих в единицу времени на единичную поверхность металла).

С другой стороны, *следуя уравнению (2.9) легко видеть, что число образующихся электронов прямо пропорционально числу поглощенных квантов*, т. е. интенсивности излучения, так как каждый электрон поглощает один квант.

Наконец, *образование электрона в результате поглощения им кванта излучения происходит практически мгновенно, так что этот процесс является в принципе безынерционным*.

Резюмируя все сказанное выше, можно утверждать, говоря современным языком, что *уравнение Эйнштейна для фотоэффекта (2.9) полностью описывает всю совокупность экспериментальных фактов, относящихся к образованию фотоэлектронов при внешнем фотоэффекте*.

В этой своей работе Эйнштейн, используя квантовую модель излучения, не ограничился обсуждением процесса взаимодействия катодных лучей с металлом. В одном из других разделов этой работы Эйнштейн, используя квантовую модель излучения, объясняет физический смысл закона Стокса — эмпирического правила, согласно которому длина волны излучения *фотолуминесценции* (т. е. свечения облучаемого тела) всегда больше, чем длина волны излучения, это свечение возбуждающего. В другом разделе Эйнштейн рассматривает процесс ионизации газов ультрафиолетовым излучением, утверждая, что

“...каждый поглощенный квант вызывает ионизацию одной молекулы”.

Как уже говорилось выше, результаты этой работы Эйнштейна, несмотря на полноту описания различных экспериментальных фактов, тоже не были сразу приняты сообществом физиков начала XX века. Потребовалось еще десять лет, а также ряд убедительных экспериментов для общего признания квантовой природы излучения. Как уже говорилось выше, это

было вполне естественно, так как признание квантовой природы излучения одновременно было признанием отсутствия универсальности основных положений электродинамики Максвелла. Однако работа Эйнштейна, обсуждавшаяся выше, стимулировала

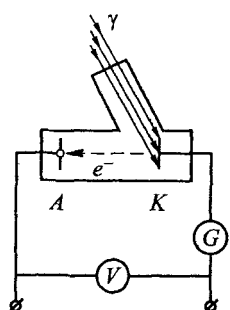


Рис. 2.8. Схема экспериментальной установки Милликена: γ — пучок света, K — электрод из исследуемого металла (катод), A — анод, собирающий электроны e^- , выбитые из катода, V — источник внешнего напряжения, G — гальванометр, регистрирующий ток фотоэлектронов

дальнейшие экспериментальные исследования внешнего фотоэффекта. Наиболее детальные исследования были выполнены с 1907 г. по 1915 г. Миллиkenом с целью количественной проверки уравнения Эйнштейна для фотоэффекта.

Принципиальная схема постановки экспериментов Милликена приведена на рис. 2.8. Мишени из различных металлов помещались в вакуумную камеру, внутри которой они облучались излучением различной частоты. В качестве мишеней использовались различные щелочные металлы — цезий, калий, натрий, — имеющие работы выхода электронов из их поверхностей экстремально малой величины, около 3–4 эВ. Эти мишени освещались монохроматическим излучением ярких линий в спектре атома ртути. Частоты

излучений этих линий имели примерно ту же величину, что и работы выхода электронов из поверхностей щелочных металлов. Электроны, выбитые излучением из поверхности металла, собирались на коллектор. Сам факт образования фотоэлектронов регистрировался по возникновению тока в цепи мишень–коллектор. В промежутке между поверхностью металла и коллектором мог создаваться задерживающий потенциал. Изменяя его величину, можно было измерять энергию образующихся электронов по прекращению тока в цепи мишень–коллектор.

Миллиken в своих исследованиях изменял как частоту излучения, так и материал металлической поверхности. Типичный результат его измерений для натрия приведен на рис. 2.9. Аналогичные измерения были проведены и для других металлов. Все данные, полученные в этом цикле исследований, оказались не

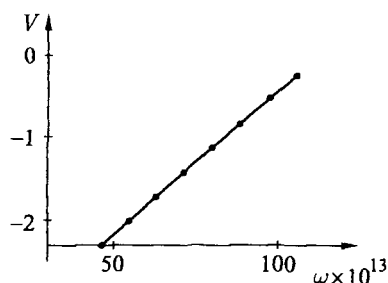


Рис. 2.9. Типичный результат экспериментов Милликена: зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов, измеренной по задерживающей разности потенциалов V , от частоты падающего излучения ω в случае мишени K из натрия

только в качественном, но и в хорошем количественном соответствии с уравнением Эйнштейна для фотоэффекта.

Роль экспериментов Милликена весьма велика. Только после завершения этих исследований стало ясно, что уравнение Эйнштейна описывает процесс отрыва электрона из металла в широком диапазоне изменения как частоты излучения, так и материала металла.

В отличие от большинства физиков начала XX века сам Эйнштейн был настолько убежден в справедливости квантовой модели излучения, что после окончания обсуждавшейся выше работы 1905 г. распространил идеи квантовой теории на ряд других физических явлений, прямо не связанных со светом. В 1907 г. он опубликовал первую квантовую теорию теплоемкости твердых тел (см. ниже, §§ 3.3, 3.5), в 1909 г. — квантовую теорию флуктуаций энергии равновесного излучения (см. ниже, 2.2.6), в 1912 г. установил основной закон фотохимии (каждый поглощенный фотон вызывает одну элементарную фотореакцию), а в 1916 г. ввел понятие вынужденного излучения (так называемые коэффициенты Эйнштейна). Эти работы Эйнштейна легли в основу исследований, приведших в середине XX века к созданию лазеров и мазеров, генераторов когерентного излучения видимого и ультрафиолетового диапазонов частот.

Возвращаясь к исходной работе Эйнштейна, посвященной фотоэффекту, нельзя не отметить, что основная ее ценность состоит в утверждении новой точки зрения на квант излучения как на микрочастицу, имеющую энергию $h\omega$, распространяющуюся в пространстве и взаимодействующую с веществом.

Это была совершенно новая модель излучения. Новый смысл приобрел и термин *квант излучения*.

Напомним, что квант света является специфической частицей, не имеющей массы покоя. Какие-либо экспериментальные данные, указывавшие на возможность наличия импульса у кванта света, отсутствовали. Такие данные были необходимы для того, чтобы обоснованно говорить о кванте излучения как о частице. Прошло еще более десяти лет, пока Комптону удалось экспериментально доказать наличие импульса у кванта излучения и появился термин *фотон*.

2.2.4. Новая частица — фотон

К началу XX века древние представления об атомизме вещества уже обрели конкретную форму. Было установлено существование электронов, протонов, атомов, молекул, а также определены их основные характеристики — размеры, массы, заряды. Все эти частицы, хотя и сильно различающиеся по численным значениям их масс и внутреннему строению, имели одно общее свойство — они имели массу покоя. Это свойство было совершенно органично для классической физики и атомистики, в рамках которых любая частица представляет собой корпускулу — сгусток вещества, может быть очень маленький, но его можно измерить, взвесить, и он движется в пространстве и взаимодействует с другими объектами в соответствии с законами классической механики.

Квант света очевидным образом не вписывался в классические представления о частицах, поскольку он не имел массы покоя. На первый взгляд, отсутствие массы покоя означает отсутствие импульса. Действительно, сразу вспоминается хорошо всем известное соотношение для импульса классической частицы: $p = mv$, в котором m — масса частицы, а v — скорость ее движения. Однако в релятивистском предельном случае, когда скорость движения частицы $v = c$, где c — скорость света, выражение для импульса частицы, как известно, имеет вид: $p = E/c$, где E — энергия частицы. Полагая, что частица, движущаяся со скоростью света, является квантом света, и используя для энергии квантовое выражение $E = \hbar\omega$, получаем для импульса кванта света следующее соотношение (примечание 2.10):

$$p = \hbar\omega/c. \quad (2.10)$$

Из наличия импульса у кванта излучения следует существование давления, которое излучение должно оказывать на любое препятствие, находящееся на пути его распространения. Этот процесс, качественно аналогичный давлению, которое оказывают молекулы газа, имеющего температуру, большую абсолютного нуля, на стенки сосуда, теоретически рассматривался еще Максвеллом. Давление потока квантов излучения проявляется как *световое давление*, обнаруженное Лебедевым в 1899 г. в виде давления на твердые тела (примечание 2.11), а в 1910 г. в виде давления на газы. При исследовании давления излучения на газ Лебедев исходил из очевидного соотношения для величины давления: $p = \alpha I/c$, где α — коэффициент поглощения излучения газом, а I — интенсивность излучения.

Эксперименты Лебедева (детально, но просто изложенные в обзоре [9]), были выполнены на пределе тех возможностей, которые обеспечивали источники излучения, существовавшие в начале XX века, однако они четко показали наличие самого эффекта. В дальнейшем изучение процесса светового давления было продолжено рядом исследователей, в том числе и на гораздо более высоком уровне уже после создания лазеров в середине XX века (примечание 2.12).

Таким образом, практически в то же время, когда появилась работа Эйнштейна, посвященная фотоэффекту, были выполнены эксперименты Лебедева, из которых следовало существование импульса у кванта излучения. Казалось бы, эти эксперименты давали однозначный положительный ответ на вопрос о наличии импульса у кванта излучения. Однако и сам Лебедев свои результаты интерпретировал лишь в рамках волновой модели света и не сопоставлял с результатами Эйнштейна, и Эйнштейн в своих работах не упоминает Лебедева. Потребовалось еще десять лет, пока не были опубликованы результаты экспериментов Комптона, для того чтобы наличие импульса у кванта излучения стало общепризнанным фактом. Тогда и появилась новая частица — *фотон*, получившая свое название по аналогии с названиями других частиц (электрон, протон и т. д.).

Обратимся к *эффекту Комптона*, имевшему в конце первой четверти XX века исключительное значение в становлении квантовой физики.

Однако прежде необходимо сделать краткое отступление в область физики *рентгеновских лучей*, так как именно с рент-

геновскими лучами проводил свои эксперименты Комптон. Это было вполне очевидное направление исследований, так как из выражения (2.10) для импульса кванта излучения следует, что чем больше частота излучения ω , тем больше импульс кванта p и, следовательно, тем легче его зарегистрировать.

В двадцатых годах прошлого века многие экспериментаторы наблюдали, что при рассеянии рентгеновских лучей веществом возникает и более “мягкое” излучение, чем падающее, т. е. излучение с большей длиной волны (примечание 2.13). Интерес к *смещенному рассеянию* рентгеновских лучей обосновывался тем, что смещенный характер рассеяния противоречил классической физике. Действительно, исходя из классической модели взаимодействия волны излучения с электроном (созданной в конце XIX века Лоренцем и Дж. Дж. Томсоном), под действием внешнего поля с частотой ω электрон колеблется (осциллирует) с той же частотой ω и, соответственно, излучает опять с той же частотой ω . Таким образом, рассеянное излучение не может быть смещенным по частоте относительно частоты падающего излучения. Очевидно, что смещенное рассеяние могло интерпретироваться как указание на квантовые свойства рентгеновского излучения [10].

В начале исследований процесса рассеяния рентгеновского излучения Комптон не получил каких-либо однозначных результатов. Тогда, в 1922 г., он решил поставить специальный эксперимент для проверки предположения о том, что каждый квант энергии рентгеновских лучей сконцентрирован в одной частице и действует как целое на один электрон. С этой целью Комптон решил провести исследование процесса рассеяния рентгеновских лучей в условиях, оптимально хорошо имитирующих их рассеяние на свободном электроне. Именно в этом направлении и были в 1923 г. получены результаты, качественно и количественно подтвердившие наличие импульса у кванта рентгеновского излучения.

Для оптимального решения поставленной задачи Комптон реализовал три важных усовершенствования в методике проведения экспериментов по рассеянию рентгеновских лучей.

Во-первых, *он обратил особое внимание на монохроматичность рентгеновского излучения*, выбрав для экспериментов линию излучения молибдена, известную своей экстремально малой шириной.

Во-вторых, он обратил внимание на энергию излучения и использовал возможно более жесткое излучение, с энергией кванта в десятки электронвольт, что на порядок величины превышает величину связи внешнего электрона в легких атомах. В таких условиях связью электрона в атоме можно практически пренебречь, так что процесс взаимодействия излучения с атомом должен быть максимально близок к процессу взаимодействия излучения со свободным электроном.

В-третьих, в качестве мишени он использовал атомы с малым числом электронов, например углерод (примечание 2.14). Это способствовало отделению эффекта рассеяния на слабосвязанном, почти свободном внешнем электроне, от эффекта рассеяния на сильносвязанных внутренних электронах.

Именно эти методические приемы позволили Комптону получить результаты, которые дали не только качественную, но и однозначную количественную информацию о процессе рассеяния рентгеновских лучей.

Схема постановки эксперимента Комптона приведена на рис. 2.10.

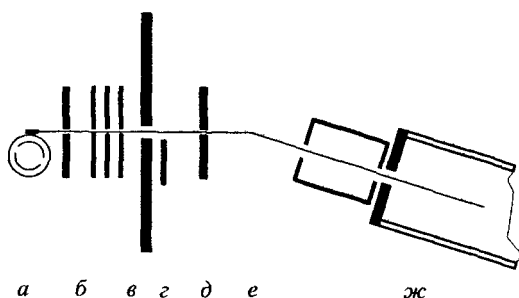


Рис. 2.10. Схема опыта Комптона: *а* — рентгеновская трубка и графитовая мишень, положение которой относительно пучка излучения из трубки можно было изменять, изменяя при этом угол рассеяния излучения на мишени; *б* — система коллиматоров, выделяющих рассеянное излучение; *в* — свинцовый контейнер, в котором расположена рентгеновская трубка; *г* — механический затвор, перекрывающий и открывающий пучок рассеянного излучения на выходе из контейнера; *д* — коллиматор, определяющий ширину пучка рассеянного излучения, падающего на дифракционную решётку; *е* — дифракционная решётка в виде кристалла кальцита; *ж* — ионизационная камера, в которой регистрировалось излучение

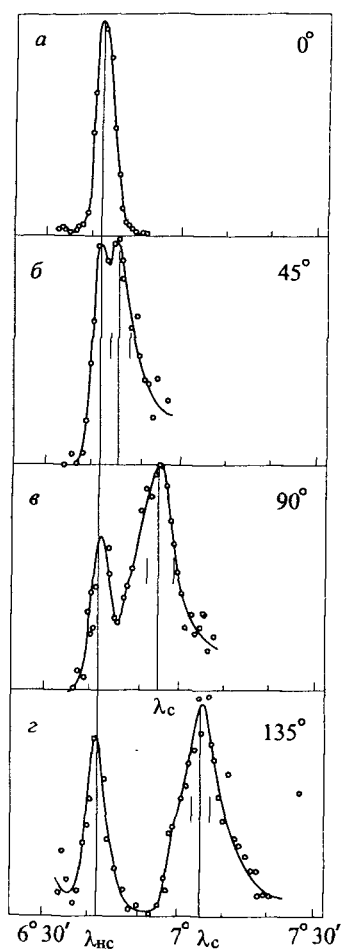


Рис. 2.11. Результат опыта Комптона: по оси абсцисс отложена величина угла падения излучения, рассеянного мишенью, на дифракционную решетку — кристалл кальцита; а — спектр линии K_{α} исходного излучения молибденовой мишени; б, в, г — спектры излучения, рассеянного под углами 45° , 90° и 135°

Источником рентгеновских лучей является анод рентгеновской трубки. Графитовая мишень устанавливается на оси коллиматоров, формирующих почти параллельный пучок лучей. Положение трубки относительно мишени можно было изменять, изменяя тем самым угол рассеяния излучения. Рассеянное излучение, пройдя через систему коллиматоров и экранов, резко уменьшающих фон многократно рассеянного излучения, попадало на кристалл кальцита, игравший роль дифракционной решетки и разлагавший спектр рассеянного излучения по длинам волн при небольшом изменении угла падения излучения на кристалл. Рассеянное излучение регистрировалось по возникновению эффекта ионизации, которое оно производило в детекторе — ионизационной камере (примечание 2.15).

На рис. 2.11 приведен типичный результат эксперимента. Из приведенного спектра рассеянного излучения можно сделать ряд феноменологических выводов, дающих качественный ответ на вопрос о природе рентгеновского излучения:

— наблюдается как несмещенное $\lambda_{ис}$, так и смещенное $\lambda_{с}$ по длине волны рентгеновское излучение (именно этот факт и именуется эффектом Комптона);

— смещение длины волны излучения происходит в сторону больших длин волн ($\lambda_{с} > \lambda_{ис}$);

— длина волны λ' смещенного излучения зависит от угла рассеяния ϑ , увеличиваясь по мере увеличения ϑ , эта зависимость описывается соотношением

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = C \sin^2 \vartheta/2, \quad (2.11)$$

в котором величина C — численный множитель, зависящий от рода рассеивающего вещества;

— по мере увеличения угла рассеяния ϑ доля несмещенного рассеянного излучения уменьшается, а смещенного рассеянного излучения — увеличивается;

— величина $\Delta\lambda$ не зависит от атомного состава материала рассеивателя;

— соотношение между амплитудами несмещенной и смещенной компонент излучения зависит от атомного состава материала рассеивателя.

Как можно интерпретировать эти выводы?

Первое, что однозначно следует из наличия смещенной компоненты рассеянного излучения, — это качественное противоречие данного результата волновой модели излучения. (Об этом уже шла речь выше.)

Второе: из сдвига смещенной компоненты в сторону больших длин волн следует квантовая природа рентгеновских лучей. Действительно, пусть рассеяние излучения представляет собой элементарный акт взаимодействия кванта излучения с электроном. Согласно законам сохранения энергии при этом исходно покоящийся электрон получает часть энергии от кванта излучения, энергия кванта при этом уменьшается, а длина волны рассеянного излучения — увеличивается.

Третье: наличие несмещенной компоненты рассеянного излучения не противоречит квантовой модели процесса рассеяния. Действительно, не вызывает сомнений, что, помимо рассеяния излучения на внешнем слабосвязанном электроне, который практически можно считать свободным, должно иметь место и рассеяние на сильносвязанных внутренних электронах. Наличие сильной связи внутреннего электрона с ядром атома должно приводить к уменьшению доли энергии кванта излучения, передаваемой в элементарном акте рассеяния электрону. Соответственно и смещение длины волны рассеянного света должно быть также меньше, и смещенная компонента от рассеяния на внутренних электронах может быть неотличима от несмещенной компоненты.

Таким образом, резюмируя результаты экспериментов Комптона, можно утверждать, что они полностью противоречат волновой модели рентгеновского излучения и находятся в качественном согласии с квантовой моделью. Это был принципиальный вывод для всей физики рентгеновских лучей.

Единственным слабым местом в интерпретации экспериментов Комптона было априорное предположение, что наблюдаемый процесс рассеяния рентгеновских лучей является элементарным актом, а не состоит из ряда различных последовательных процессов. Вполне своевременным был эксперимент, проведенный Боте и Гейгером в 1925 г. Этот эксперимент был поставлен для того, чтобы доказать одновременность образования свободного электрона и рассеянного фотона, т. е. факт их образования в едином акте взаимодействия фотона с атомом (молекулой) вещества. Авторы использовали метод регистрации совпадений во времени импульсов от двух детекторов, один из которых регистрировал электроны, а другой — фотоны, образующиеся при рассеянии рентгеновского излучения на мишени.

Метод совпадений, созданный в самом начале развития экспериментальной физики микрочастиц и квантов излучения, в дальнейшем использовался очень широко во всей атомной и ядерной физике. Принципиальная схема простейшего варианта этого метода, реализованного авторами обсуждаемого эксперимента, приведена на рис. 2.12. Электрические импульсы от двух

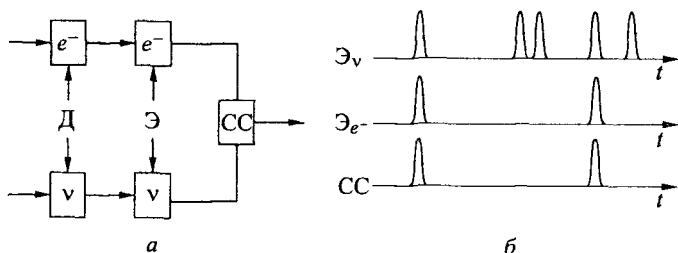


Рис. 2.12. Схема совпадений, использованная в опытах Боте и Гейгера: а — блок-схема; Д — детекторы электронов (e^-) и гамма-квантов (γ); Э — радиоэлектронные схемы, усиливающие и формирующие электронные импульсы от детекторов; СС — схема совпадений, выдающая импульс на выходе при наличии двух импульсов на входе; б — временная диаграмма импульсов в усилительных схемах Э $_{\gamma}$ и Э и схеме совпадений СС

детекторов, например *счетчиков Гейгера* (примечание 2.16), возникающие в каждом из них при попадании соответствующих частиц или квантов излучения, специально укорачивались предельным образом и направлялись на вход электронной схемы совпадений. Эта схема срабатывала и выдавала импульс на выходе лишь в том случае, если два импульса приходили на ее вход одновременно. (Термин *одновременно* здесь означает, что импульсы на входе схемы совпадений перекрываются в пределах их длительности.) В описываемом опыте длительности импульсов были порядка микросекунды.

Опыт показал, что *каждому акту регистрации электрона одним счетчиком соответствует акт регистрации фотона другим счетчиком*. Это было убедительное доказательство того факта, что *рассеяние фотона и образование свободного электрона являются результатом единого элементарного акта взаимодействия фотона с молекулой водорода*.

Таким образом, *этот опыт показал правильность априорного предположения Комптона об образовании рассеянного фотона и свободного электрона в едином элементарном акте взаимодействия фотона с веществом*.

Однако из результатов этих экспериментов Комpton сделал еще более важный вывод — о существовании импульса у кванта излучения. Обратимся к этому вопросу.

2.2.5. Импульс кванта излучения

Комpton не удовлетворился выяснением качественного согласия квантовой модели рентгеновского излучения с экспериментальными данными о его рассеянии электронами, связанными в атоме. Он обратился к теории процесса рассеяния с целью выяснить возможность получения количественного согласия с экспериментом. При этом он, разумеется, оставался в рамках квантовой модели излучения.

Исходно Комpton постулировал, что квант излучения характеризуется, помимо энергии $E = \hbar\omega$, также и импульсом $p = \hbar\omega/c = \hbar k$, где $k = \omega/c$ — волновое число. Далее он рассмотрел процесс упругого столкновения кванта излучения со свободным электроном, полагая, что первоначально электрон покоится, а после столкновения с квантом может иметь скорость, сравнимую со скоростью света. Очевидно, что для решения такой

задачи необходимо использовать релятивистские формулы классической механики и принимать во внимание различие между полной энергией и энергией покоя для электрона.

Схема процесса соударения кванта с электроном имеет вид, изображенный на рис. 2.13. Принимая во внимание эту схему,

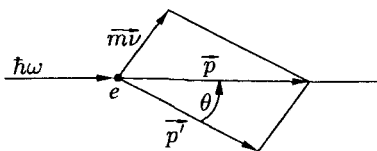


Рис. 2.13. Схема, иллюстрирующая выполнение закона сохранения импульса в эффекте Комптона: e — электрон, $\hbar\omega$ — падающий фотон, p — импульс падающего фотона, p' — импульс рассеянного фотона, $m_e v$ — импульс рассеянного электрона

можно записать законы сохранения энергии и импульса при реализации фотоэффекта в следующем виде:

$$\hbar\omega = \hbar\omega' + E_e(v), \quad (2.12)$$

$$\hbar \mathbf{k} = \hbar \mathbf{k}' + \mathbf{p}_e(v). \quad (2.13)$$

В этих уравнениях левые части соответствуют моменту времени до соударения, а правые — моменту после соударения; $E_e(v) = m_e c^2 / (1 - \beta^2)^{1/2}$; $\beta = v/c$, $p_e(v) = m_e v / (1 - \beta^2)^{1/2}$, m_e — масса электрона.

Из уравнений (2.12) и (2.13) можно получить выражение для зависимости сдвига длины волны рассеянного излучения $\Delta\lambda$ от угла ϑ наблюдения. Это выражение имеет вид (примечание 2.17)

$$\Delta\lambda = C \sin^2(\vartheta/2). \quad (2.14)$$

Видно, что теоретическое соотношение (2.14) и экспериментальное соотношение (2.11) полностью идентичны. Тем самым можно считать доказанным существование у кванта рентгеновского излучения импульса $p = \hbar\omega/c$.

Результаты исследований Комптона послужили основанием для трактовки кванта излучения как микрочастицы и введения для обозначения кванта излучения нового специального термина — *фотон*. Этот термин очевидным образом был созвучен названиям других микрочастиц, уже известных в то время — электрона и протона. Таким образом, *введение термина фотон означало признание появления новой частицы с массой покоя, равной нулю*.

2.2.6. Заключение

Открытие эффекта Комптона было своеобразным рубежом для физиков начала XX века. Общее неверие в квантовую природу света, о котором уже не раз говорилось выше, сменилось, наконец, признанием основных фактов. В качестве примера можно привести слова такого классика теоретической физики, как Зоммерфельд. Он так комментировал открытие эффекта Комптона в своей знаменитой книге “Строение атома и спектральные линии”, вышедшей в свет в 1924 г.:

“Это, возможно, самое важное открытие, которое можно было сделать на данном этапе развития физики”.

Признание квантовой модели света и существования фотонов при наличии волновой модели света, твердо утвердившейся еще в XIX веке, поставило физиков в положение, когда стала очевидной необходимость дать ответ на вопрос, что же такое свет, это ансамбль квантов (частиц) или волны электромагнитного поля? Сделать это было по многим причинам непросто. Пожалуй, первая и наиболее важная причина заключалась в том, что экспериментальные данные о квантовой и волновой природе света получались в принципиально различных постановках опыта. Не было видно ответа и в рамках теоретической оптики.

Первым ответ на этот фундаментальный вопрос дал Эйнштейн в своей работе 1909 г., посвященной исследованию флуктуаций энергии теплового излучения [11]. Он получил математическое выражение для величины флуктуации теплового излучения в виде суммы двух членов. При этом первый член по своей форме был им интерпретирован как результат флуктуаций энергии из-за наличия в тепловом излучении независимых квантов, а второй — как результат интерференции совокупности волн излучения. Окончательный вывод Эйнштейна состоял в том, что излучение имеет свойства как корпускулярные, так и волновые.

Это было первое теоретическое указание на существование корпускулярно-волнового дуализма свойств излучения, подтвержденное в дальнейшем результатами многочисленных экспериментов (см. ниже, § 2.4).

§ 2.3. Волновые свойства частиц

2.3.1. Введение

К концу первой четверти XX века в среде физиков корпускулярно-волновой дуализм свойств излучения стал очевидным фактом.

Основополагающие постулаты Планка и Эйнштейна, многочисленные экспериментальные факты, их подтверждающие, в том числе фундаментальный эксперимент Комптона, постулаты и модель атома Бора (см. ниже, § 3.1), — все это в целом уже составляло основы нового раздела физики — *квантовой физики*. Однако эти выдающиеся открытия поставили и новые принципиальные вопросы, на которые еще предстояло дать ответ. Основным среди них был вопрос о природе корпускулярно-волнового дуализма свойств излучения.

В такой ситуации высказанная де Бройлем в 1923 г. гипотеза о наличии волновых свойств у частиц, имеющих массу покоя [12], не только была совершенно парадоксальна, но, к тому же, еще и увеличивала число принципиальных вопросов, на которые не было ответа.

Гипотеза де Бройля противоречила прочно установившейся точке зрения всей классической физики на природу вещества. Начиная с трудов Левкиппа и Демокрита, выполненных еще до нашей эры, и вплоть до исследований свойств электрона, выполненных в конце XIX — начале XX века, все экспериментальные факты и все теоретические постулаты однозначно говорили в пользу корпускулярной природы вещества, имеющего массу покоя (см. выше, § 1.3). Недаром Эйнштейн, рекомендуя Борну ознакомиться с идеями молодого де Бройля, обобщенными им в диссертации, писал:

“Прочтите ее! Хотя и кажется, что ее писал сумасшедший, написана она солидно”.

Вскоре быстрое экспериментальное подтверждение “сумасшедшей” гипотезы де Бройля поставило перед сообществом физиков новую задачу — объяснить факт наличия корпускулярно-волнового дуализма свойств частиц, имеющих массу покоя.

Прежде чем обратиться к обсуждению гипотезы де Бройля, ее экспериментальному подтверждению и следствиям из нее, необходимо отметить два обстоятельства, относящиеся к личности самого де Бройля, одного из величайших физиков XX века.

Первое, что надо иметь в виду, — в 1923 г., когда де Бройль сформулировал свою “сумасшедшую” гипотезу, он был молод как человек и весьма молод как физик. Ему было тридцать лет, а его стаж исследователя составлял всего три года. Это существенно отличает де Бройля, например от Планка, сделавшего свое фундаментальное открытие квантовой природы теплового излучения будучи уже зрелым, опытным исследователем, крупным специалистом по теоретической физике.

Второе, что надо иметь в виду, — гипотеза де Бройля не носила априорного характера. Эта гипотеза в своем основании имела ряд веских предпосылок, в том числе следующих из анализа экспериментальных данных.

С одной стороны, де Бройль не сомневался в существовании корпускулярно-волнового дуализма свойств излучения. А это, само по себе, указывало на принципиальную возможность наличия аналогичных свойств у вещества, находящегося не в форме излучения, а в форме частиц, имеющих массу покоя. Не надо забывать, что знаменитый закон эквивалентности массы и энергии, $E = mc^2$, был сформулирован Эйнштейном в рамках специальной теории относительности еще в 1905 г. [13]. Этот закон очевидным образом указывал на *единство основных свойств вещества в любой форме его существования*.

С другой стороны, де Бройль видел в современной ему физике и ряд вопросов, на которые не было однозначного ответа. Перечень этих вопросов можно найти в его книге “Революция в физике” [14], написанной на полтора десятка лет позже. Эта книга, адресованная автором широкому кругу читателей, содержит столько исключительно интересных мыслей, что читается с неотрывным интересом любым физиком. В этой книге освещены, в частности, и те вопросы, которые волновали молодого де Бройля и на которые он не находил ответа. Надо отметить, что все эти вопросы имели лишь косвенное отношение к гипотезе де Бройля. Какие-либо прямые указания на наличие волновых свойств у частиц с массой покоя полностью отсутствовали, а сама эта идея, как уже говорилось выше, представлялась “сумасшедшей” даже Эйнштейну, лишь недавно потрясшему мир

физиков квантом света, распространяющимся в пространстве и взаимодействующим с веществом.

Краткое перечисление тех вопросов, которые волновали де Бройля, представляет, однако, очевидный интерес.

Так, например, де Бройля привлекало формальное соответствие между классической механикой и геометрической оптикой. Это соответствие отметил Гамильтон в начале XIX века, развивая *принцип наименьшего действия* в классической механике, сформулированный Мопертюи в середине XVIII века (примечание 2.18). Из сопоставления принципа наименьшего действия с *принципом Ферма* в оптике (примечание 2.19) де Бройль, развивая подход Гамильтона, приходит к мысли о необходимости объединения этих основополагающих принципов. На этом пути, однако, имелась трудность, заключающаяся в сопоставлении скоростей движения частицы и волны. В случае частицы надо использовать скорость движения ее массы, а в случае волны — групповую скорость, т. е. скорость, с которой перемещается энергия волны. Де Бройлю представлялось целесообразным связать эти величины, используя введенный Планком квант действия h , определяющий энергию кванта излучения $h\omega$.

Другой вопрос, привлекавший внимание де Бройля, это хорошо известное формальное противоречие, содержащееся в квантовой модели атома, построенной Бором десятью годами ранее (см. ниже, § 3.1). Это противоречие состоит в следующем: энергия электрона, находящегося в стационарных состояниях $E_{i,j}$, и энергия испускаемого (или поглощаемого) кванта света $h\omega$ входят в одно уравнение. Действительно, *второй постулат Бора* представляет собой следующее равенство: $h\omega = E_i - E_j$. Такая типично квантовая величина, как квант действия h , входящая в это уравнение, описывающее в данном случае энергию электрона, частицы с массой покоя, — вот что наводило де Бройля на предположение о корпускулярно-волновом дуализме свойств электрона.

Наконец, де Бройль обратил внимание на наличие в модели атома Бора целочисленных зависимостей между энергиями стационарных состояний электрона. Эти зависимости, представляющие собой закономерности в спектрах поглощения–испускания излучения атомом, известны из экспериментальных данных атомной спектроскопии. Они обобщены в формулах Бальмера, Лаймена, Пашена и др. (примечание 2.20). Целочисленность

энергий стационарных состояний электрона в атоме, следующая из спектров поглощения–испускания излучения, явно противоречит классической механике. Между тем целочисленные соотношения типичны для тех разделов физики, где рассматриваются волны (например, при интерференции волн). Поэтому напрашивается вывод: целочисленные зависимости энергий электронов, связанных в атоме, могут быть проявлением волновых свойств электрона.

Однако основное, что убеждало де Бройля в наличии волновых свойств у электрона, — это *мысль о единстве свойств вещества, вне зависимости от конкретной формы его состояния*. На справедливость этого исходного положения ясно указывало соотношение эквивалентности массы и энергии вещества, установленное Эйнштейном. Действительно, если существует корпускулярно-волновой дуализм свойств излучения, то теми же свойствами должно обладать и вещество в форме частиц с массой покоя.

Резюмируя все эти предварительные рассуждения, де Бройль так писал впоследствии в своей книге “Революция в физике” [14]:

“После долгих раздумий и размышлений я внезапно понял в 1923 году, что открытие, сделанное Эйнштейном в 1905 году (т.е. открытие существования квантов излучения и, тем самым, открытие корпускулярно-волнового дуализма свойств излучения), следует обобщить и распространить на все материальные частицы, в частности на электроны... Произошла своего рода кристаллизация: разум в один момент схватывает с большой ясностью основные очертания новых понятий, которые ранее формировались в нем, и он получает вдруг абсолютную уверенность в том, что... это позволит разрешить большинство поставленных проблем...”

У читателя может возникнуть вполне естественный вопрос: почему волновые свойства микрочастиц не проявлялись в экспериментах, выполненных к двадцатым годам XX века? Такой вопрос, конечно, возникал и у де Бройля. Ответ на этот вопрос прямо следует из основной формулы, полученной де Бройлем при формулировке гипотезы, к которой мы обратимся ниже.

Забегая вперед, надо сразу отметить, что работы де Бройля качественно изменили не только физику, но и естествознание в целом. При этом, если исходно эти изменения касались физики

микромира, то в дальнейшем было установлено, что новые, так называемые квантовые свойства вещества проявляются не только в *микромире*, а так же и в *макромире*, при этом существенно изменяя результаты предсказаний классической физики (см. ниже, §§ 3.3–3.6).

2.3.2. Гипотеза де Бройля

В качестве исходных положений при формулировке гипотезы де Бройля фигурировали уже утвердившиеся к тому времени в квантовой физике соотношения для энергии E и импульса p кванта излучения, обсуждавшиеся выше (см. формулы (2.4) и (2.10)):

$$E = \hbar\omega, \quad (2.15)$$

$$p = \hbar\omega/c. \quad (2.16)$$

При переходе от частоты излучения ω к длине его волны λ соотношение (2.16) приобретает вид $p = \hbar/\lambda$, что для длины волны приводит к соотношению

$$\lambda = \hbar/p. \quad (2.17)$$

Соотношения (2.16)–(2.17) раньше использовались при описании фотона, т.е. частицы излучения с массой покоя, равной нулю, движущейся со скоростью света.

Де Бройль предположил, что это же соотношение должно быть справедливо для длины волны частицы с массой покоя m :

$$\lambda_{\text{дБ}} = \hbar/p. \quad (2.18)$$

С другой стороны, в классической механике для импульса частицы с массой покоя, равной m , существует хорошо известное выражение

$$p = mv, \quad (2.19)$$

в котором скорость частицы $v \ll c$ — скорости света.

Подставляя в (2.18) выражение для импульса частицы (2.19), получаем формулу для *длины волны частицы, имеющей массу покоя*, так называемой *волны де Бройля*:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \hbar/mv. \quad (2.20)$$

(В предельном случае, когда частица имеет релятивистскую скорость $v = c$, ее масса зависит от скорости, так что величину

массы покоя m надо заменить на величину $m(V) = m/(1 - \beta^2)^{1/2}$, где $\beta = v/c$.)

Из (2.20) следует, что величина волны де Бройля $\lambda_{дБ}$, соответствующей частице, обратно пропорциональна ее массе m и скорости v ее движения.

Наконец, надо обсудить правомерность самого понятия *волна* при описании частиц с массой покоя. Физический смысл термина волна хорошо известен — речь идет о периодическом процессе, неограниченном в пространстве. Очевидно, что неограниченную в пространстве волну бессмысленно использовать для описания частицы, локализованной в пространстве. По этой причине в качестве волны рассматривается так называемый *волновой пакет*, который, с одной стороны, локализован в пространстве, а с другой стороны, обладает рядом волновых свойств [16].

Волновой пакет представляет собой группу монохроматических волн с незначительно различающимися частотами. Фазы и амплитуды волн в этой группе подобраны таким образом, что волны за счет интерференции усиливают друг друга в небольшой области пространства,

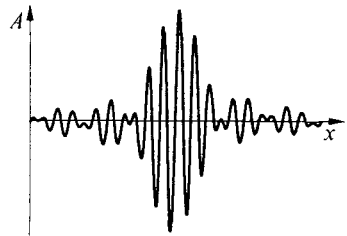


Рис. 2.14. Волновой пакет:
 A — амплитуда волны; x — координата

вне которой их результирующая амплитуда быстро спадает до нуля (рис. 2.14). Подбором указанных выше параметров, а также числа исходных волн можно сконструировать волновой пакет любого наперед заданного размера. Для образования волнового пакета с заданным размером Δx необходим интервал сплошного спектра излучения, не меньший определенного значения Δk , где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Как следует из теории спектрального разложения непериодических процессов [15, 16], величины Δx и Δk связаны соотношением $\Delta x \Delta k \geq 1/2$ (примечание 2.21).

Динамика волнового пакета во времени сводится к движению его центра тяжести с групповой скоростью и его расплыванию (рис. 2.15). Процесс расплывания волнового пакета обусловлен различием в частотах волн, составляющих пакет, и наличием дисперсии среды, в которой пакет движется. Из теории суперпозиции плоских волн, составляющих пакет, следует, что группо-

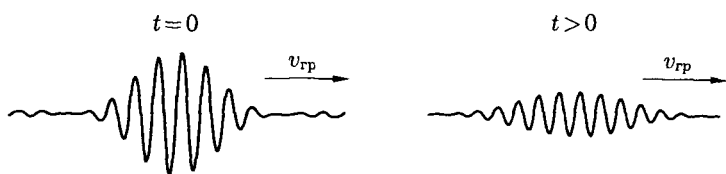


Рис. 2.15. Расплывание волнового пакета во времени; пакет движется слева направо с групповой скоростью $v_{гр}$, равной скорости движения частицы v

вая скорость движения волнового пакета $v_{гр} = d\omega/dk$. Расплывание пакета определяется второй производной $d^2\omega/dk^2$.

При использовании волнового пакета в виде модели волны де Бройля предполагается, что групповая скорость движения волнового пакета равна скорости движения частицы, т. е.

$v_{гр} = v$, а длина волны де Бройля связана с импульсом частицы $p = mv$ соотношением $\lambda_{дБ} = h/p$. Такая связь волнового пакета с частицей соответствует исходной идее де Бройля о волне, связанной с частицей.

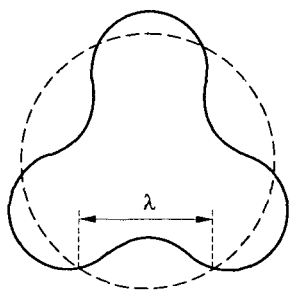


Рис. 2.16. Схема волны длиной λ , укладывающейся целое число раз на орбите электрона, вращающегося вокруг ядра

Видно, что гипотеза де Бройля дает ответ на те вопросы, которые обсуждались в начале этого параграфа, в том числе на вопрос о причине появления целых чисел в теории атома Бора. Действительно, длина круговой стационарной орбиты электрона в атоме Бора не произвольна, а равна целому

числу волн де Бройля, соответствующих данному возбужденному состоянию электрона в атоме рис. 2.16 (примечание 2.22).

Нет сомнений, что проведенное выше обсуждение различных фактов и соображений, приведших де Бройля к утверждению о наличии волновых свойств у частиц, имеющих массу покоя, не только интересно, но и весьма поучительно для любого читателя, интересующегося физикой. Путь, приведший де Бройля к пониманию одного из самых фундаментальных законов природы, хорошо иллюстрирует личность автора, умевшего широко и непредвзято соединить на первый взгляд несовместимые понятия частицы и волны.

Теоретические представления де Бройля о волновых свойствах частиц с массой покоя, кратко изложенные выше, не

содержали явных противоречий. Однако эти представления были настолько “сумасшедшими”, что они требовали экспериментального подтверждения, прежде чем сообщество физиков могло бы их серьезно обсуждать. Таким образом, в 1924 г. на повестке дня появилась актуальная задача экспериментальной проверки гипотезы де Бройля. На первый взгляд это была трудная задача. Однако одно случайное совпадение позволило достаточно быстро получить искомый результат.

2.3.3. Экспериментальное обнаружение волновых свойств частиц

Из соотношения для длины волны де Бройля (2.20) легко оценить ее численное значение, задавшись энергией электрона (примечание 2.23). Видно, что при энергии электрона порядка 10^2 эВ величина $\lambda_{\text{дБ}} \sim 10^{-8}$ см, т.е. того же масштаба, что и длина волны рентгеновских лучей. Поэтому для наблюдения волновых свойств электронов оказалось возможным использовать методы спектроскопии рентгеновских лучей, хорошо разработанные к двадцатым годам прошлого века.

Первые экспериментальные данные, подтвердившие справедливость гипотезы де Бройля (рис. 2.17), были вскоре после ее опубликования получены экспериментаторами, наблюдавшими рассеяние электронов кристаллами, игравшими роль дифракционных решеток.

При этом широко использовался классический метод Лауэ (примечание 2.24). Оказалось, что экспериментальные данные хорошо соответствуют предположению, что на кристалл падает излучение с длиной волны, равной длине волны де Бройля $\lambda_{\text{дБ}}$

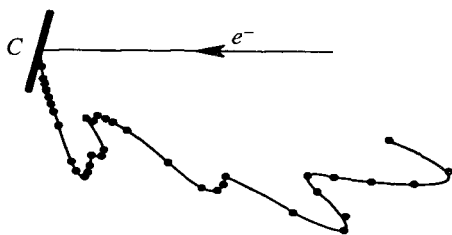


Рис. 2.17. Распределение следов электронов, рассеянных при их прохождении через кристалл, — метод Лауэ; видно, что наблюдается распределение, аналогичное дифракционному распределению излучения

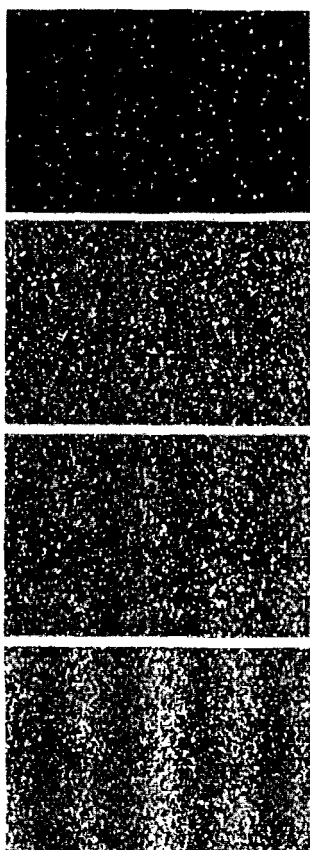


Рис. 2.18. Распределение следов электронов, попадающих на экран через две параллельные узкие щели; распределение носит характер полос лишь при большом числе зарегистрированных электронов; когда электронов мало, их распределение носит случайный характер

для электронов данной энергии, и подобное излучение, рассеиваясь на кристалле, образует наблюдаемую дифракционную картину (рис. 2.17).

Таким образом, гипотеза де Бройля получила экспериментальное подтверждение.

В дальнейшем было проведено много опытов, как с электронами, так и с другими микрочастицами, результаты которых подтвердили качественно и количественно волновую природу этих частиц и формулу (2.20) для длины волны де Бройля.

В качестве убедительного примера волновых свойств электронов можно привести результат экспериментов с прохождением электронов через две щели (рис. 2.18). Эта постановка опыта качественно аналогична классическому опыту Юнга по наблюдению интерференции света. Точки представляют собой результат попадания электронов в люминесцентный экран, расположенный за экраном с двумя щелями. Попадание каждого электрона в этот экран приводит к возникновению на экране вспышки света, которая может быть сфотографирована. В ряде случаев вместо этого экрана используется обычная фотопластинка.

Из рис. 2.18 видно, что результат прохождения многих электронов через две щели, наблюдаемый на экране, представляет собой типичную интерференционную картину, качественно

аналогичную интерференционной картине, наблюдаемой в опыте Юнга.

Заканчивая обсуждение экспериментов с электронами, можно констатировать, что их результаты подтвердили гипотезу

де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме свойств частиц, имеющих массу покоя.

Многочисленные эксперименты с разными другими микро-частицами показали возможность получения результатов, соответствующих формуле (2.20), что и интерпретируется как доказательство волновой природы исследуемых микро-частиц. Так, дифракционные распределения наблюдались для нейтронов, атомов, молекул и даже кластеров, состоящих из многих атомов или молекул (примечание 2.25). Во всех подобных опытах численная величина волны де Бройля с хорошей точностью соответствовала соотношению (2.20).

2.3.4. О физическом смысле волны де Бройля

Ответ на вопрос о физическом смысле волны де Бройля имеет первостепенное значение как для квантовой физики и ее математического аппарата — *квантовой механики*, так и для всего естествознания в целом. Сам де Бройль, формулируя свою гипотезу, хорошо понимал важность этого вопроса. Так, в одной из своих основополагающих работ 1924 г. он писал:

“Вся эта теория не станет действительно ясной до тех пор, пока не будет определена структура волны (т.е. волны де Бройля) и природа особенности, связанной с частицей, движение которой можно предвидеть, лишь став на волновую точку зрения”.

Рядом физиков того времени высказывались различные гипотезы о природе волны де Бройля. Все эти гипотезы исходили из общего исходного предположения о материальном характере волны де Бройля. Предполагалось, например, что она представляет собой поле, создаваемое зарядом электрона. Не будем здесь перечислять эти гипотезы, так как сейчас никто, кроме специалистов по истории физики, их не помнит. В науке осталась лишь гипотеза Борна, подтвержденная многочисленными экспериментами.

В 1926 г. Борн дал *вероятностную интерпретацию физического смысла волны де Бройля*, составившую основу квантовой физики и квантовой механики и приведшую к революции в естествознании [17]. Сам Борн впоследствии очень образно описал, как он пришел к своему революционному выводу:

“Решение этого вопроса не было свободным изобретением разума, а было вынуждено экспериментальными фактами... Все развитие квантовой механики показывает, что совокупность наблюдений и измерений создает абстрактные формулы для их описания и что понимание значения этих формул приходит лишь впоследствии”.

Согласно интерпретации волны де Бройля, предложенной Борном, *квадрат амплитуды волнового пакета, представляющего собой волну де Бройля, определяет вероятность нахождения электрона в пространстве.* При этом полная вероятность локализации электрона в области локализации пакета равна единице. На практике надо построить такой пакет, который характеризует электрон в начальный момент времени. Если после этого найти положение и форму волнового пакета в любой последующий момент времени, то вероятность нахождения электрона в заданный момент времени в той области пространства, где локализован пакет, будет пропорциональна квадрату амплитуды волнового пакета. Это означает, что *волна де Бройля — это не волна вещества в какой-то форме его существования, а волна информации о пространственно-временном нахождении частицы.* При этом информация носит вероятностный характер.

Таким образом, *в рамках квантовой физики появился вероятностный аспект описания вещества.* Очевидно, что *вероятностный аспект принципиально не соответствует детерминизму классической физики,* согласно которому знание координат тела и его скорости в начальный момент времени однозначно определяет координаты тела в любой последующий момент времени! Также очевидно, что частице, проявляющей себя как волна, в принципе нельзя поставить в соответствие определенную координату, как это делается в классической физике, в рамках которой моделью частицы является точка.

Все последующее развитие квантовой физики и ее математического аппарата — квантовой механики — показало справедливость вероятностной интерпретации свойств волны де Бройля (примечание 2.26).

Вероятностную природу вещества очень хорошо комментировал де Бройль:

“В то время как все великие умы классической эпохи, начиная с Лапласа, всегда провозглашали, что естественные явления детерминированы, а что вероятность, когда она вводится в научные теории, вытекает из нашего незнания или из нашей неспособности разобраться во всей сложности детерминированных явлений, — в ныне признанном толковании квантовой физики мы имеем дело с чистой вероятностью, которая не вытекает из скрытого детерминизма”.

Здесь уместно напомнить принципы статистической интерпретации физических явлений, детально разработанные в рамках классической физики еще в XIX веке. В рамках статистической физики описание ансамбля частиц проводится на языке вероятности реализации определенных свойств ансамбля, следующих из исходных данных об индивидуальных частицах. При этом априорно предполагается, в соответствии с положениями классического детерминизма, что координаты и скорости движения могут быть в принципе определены для всех частиц, а использование вероятностного языка необходимо лишь из-за наличия практических трудностей, возникающих при необходимости учесть исходные данные для многих частиц (примечание 2.27).

Ситуация в квантовой физике принципиально иная — априорно нет возможности получить точные начальные данные о координате и скорости микрочастицы, имеющей волновую природу. Единственная информация о пространственно-временном нахождении частицы априорно носит вероятностный характер.

Итак, современное понимание физического смысла волны де Бройля сводится к следующим двум утверждениям:

— волна, связанная с частицей, имеющей массу покоя, представляет собой волновой пакет, групповая скорость движения которого соответствует скорости движения частицы;

— квадрат амплитуды волнового пакета определяет вероятность нахождения частицы в определенной точке пространства в фиксированный момент времени.

Ниже, в § 2.6, будет детально рассмотрено вероятностное описание вещества в микрофизике на современном языке, принятом в квантовой механике и повсеместно используемом в квантовой физике.

2.3.5. Заключение

Основной вывод из материала, изложенного в этом параграфе, состоит в следующем:

— в одних условиях микрочастицы вещества проявляют себя как корпускулы и описываются законами классической механики;

— в других условиях микрочастицы проявляют себя как волны и описываются законами волновой оптики;

Таким образом, исходя из этих основных выводов можно утверждать, что *вещество, находящееся в форме микрочастиц, имеющих массу покоя, проявляет корпускулярно-волновой дуализм своих свойств.*

Надо также отметить, что *наблюдаемые свойства микро-частиц качественно аналогичны тем свойствам, которые известны для вещества в форме излучения* (см. выше, § 2.2).

Даже феноменологически ясно, что вещество, находящееся в таких условиях, когда проявляется корпускулярно-волновой дуализм его свойств, не только нельзя описать в рамках классической физики, но даже не всегда можно использовать для его описания традиционные термины макроскопического естествознания — траектория, координата, скорость и т. д.

Обратимся к обсуждению корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества, качественно нового положения, лежащего в основе всей квантовой физики, а также некоторых фундаментальных следствий из него. Как мы увидим ниже, корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества присущ всему микромиру, а в большом числе случаев проявляется также и в макромире.

§ 2.4. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества

2.4.1. Введение

Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества, находящегося как в форме излучения, так и в форме частиц с массой покоя, не равной нулю, является важнейшей характеристикой вещества, лежащей в основе различных фундаментальных закономерностей, характеризующих микромир. Как это было видно

из § 2.3 и будет видно из последующих параграфов, именно корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества лежит в основе того факта, что фундаментальные законы микромира, составляющие квантовую физику, качественно отличны от законов макромира, составляющих классическую физику. Поэтому те физические явления, которые указывают на существование корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества, требуют детального анализа основных выводов из данных эксперимента и их обобщения.

Ниже будут кратко обобщены результаты экспериментов, из которых следует, что вещество в любых формах существования, как при наличии, так и при отсутствии массы покоя, проявляет присущие ему как волновые, так и корпускулярные свойства. Теоретическое описание результатов этих экспериментов, как очевидно, нельзя дать в рамках классической физики, оно требует использования квантовой физики и будет проведено ниже, в § 2.6.

2.4.2. Волновые свойства вещества

Изложение результатов исследований волновых свойств вещества целесообразно провести независимо для вещества в форме излучения и в форме частиц, имеющих массу покоя. В заключении к § 2.4 будут сопоставлены основные свойства вещества в этих двух формах существования.

2.4.2.1. Волновые свойства излучения. Обратимся сначала к свету. При этом сразу отметим, что все выводы, сделанные ниже, справедливы, во всяком случае, качественно, для излучения других частот (других длин волн), а свет выбран нами лишь потому, что наиболее удобен для наблюдения.

Вопрос о том, что такое свет, широко обсуждался еще в Греции, за пять веков до новой эры. И если Пифагор и его школа (VI век до н.э.) были сторонниками корпускулярной модели света (говоря современным языком), то Аристотель и его школа (IV век до н. э.) были сторонниками волновой модели света.

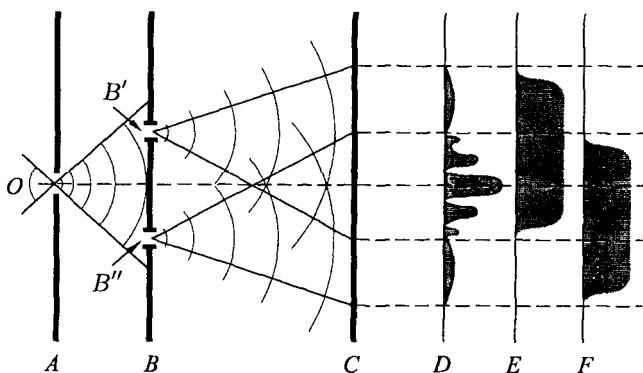
Первым серьезным научным аргументом в пользу волновой природы света явилась хорошо известная модель вторичных волн Гюйгенса, построенная в самом конце XVII века. Однако вскоре, под давлением авторитета великого Ньютона, сообщество физи-

ков пришло к убеждению, что свет представляет собой поток корпускул (примечание 2.28).

Наконец, в 1802 г. Юнг своим опытом с прохождением света через два отверстия в экране однозначно доказал волновую природу света.

Обсудим детально этот опыт, не только из-за фундаментального значения его результатов для физики света, но так же и потому, что подобные опыты осуществляются до сих пор в разных вариантах и не только со светом, но и с микрочастицами. Результаты этих опытов дают весьма важную информацию для квантовой физики. Поэтому ниже мы будем еще не раз возвращаться к схеме опыта Юнга, а сейчас обратимся к опыту, проведенному Юнгом в самом начале XIX века.

Схема опыта Юнга приведена на рис. 2.19. Солнечный свет проходил через отверстие в непрозрачном экране A и через два



2.19. Схема опыта Юнга, демонстрирующего волновую природу света и результаты, полученные в этом опыте при открытых одновременно двух отверстиях в экране B'' и B' (распределение на экране D), а также при открытых по отдельности тех же отверстий (распределения E и F)

близко расположенных отверстия B' и B'' во втором непрозрачном экране B , после чего попадал на экран C . В центральной части экрана C пучки света, прошедшие через отверстия в экране B , частично перекрывались. Юнг наблюдал распределение света по экрану C в трех различных случаях — при двух открытых отверстиях B' и B'' (D), при одном открытом отверстии B'' (E) и при одном открытом отверстии B' (F). Соответствующие три распределения света по экрану C изображены на этом же рисунке — D , E , F .

Какие феноменологические выводы можно сделать из результатов этого опыта?

Первый вывод: распределения света на экране C при любом одном открытом отверстии в экране B одинаковы и лишь расположены в различных местах экрана C . Эти распределения хорошо описываются в рамках геометрической оптики, т. е. корпускулярной модели света.

Второй вывод: распределение света при двух открытых отверстиях в экране B не является простой суммой тех распределений, которые возникают при открытых по отдельности отверстиях B' и B'' .

Третий вывод: распределение света при одновременно открытых двух отверстиях B' и B'' качественно отличается от распределений, возникающих в случае, если открыто только одно из отверстий. Так, распределение при двух открытых отверстиях неравномерно, оно имеет ряд максимумов и минимумов. Самым потрясающим является тот факт, что *в этом распределении имеются области, в которые свет попадает в случае, если открыто одно из двух отверстий в экране B и не попадает, если оба отверстия в экране B открыты одновременно!*

Очевидно, что *этот факт полностью противоречит корпускулярной модели света.*

Распределение света на экране C в случае, когда открыты оба отверстия в экране B , Юнг интерпретировал в рамках волновой модели света как результат *интерференции* (т. е. сложения волн с учетом их фаз) двух волн, приходящих на экран C через отверстия B' и B'' в экране B .

Как очевидно из схемы опыта (рис. 2.19), пути, которые проходит свет от этих отверстий до экрана C , различаются. Соответственно, волны света, исходно, на выходе из этих отверстий, имеющие одинаковую фазу, приходят в каждую точку экрана C с различными фазами. В тех точках, где волны приходят в фазе, они складываются и свет максимален; в тех точках, где волны приходят в противофазе, они компенсируют друг друга и свет минимален. Таким образом и возникает так называемое *интерференционное распределение света* по экрану C , состоящее из темных и светлых полос. Это распределение — очевидное доказательство сложения волн света. (Впоследствии Юнг писал, что подобная интерпретация результата этого опыта была навеяна ему картиной сложения волн на поверхности воды!)

В тех случаях, когда открыто лишь одно отверстие в экране *B*, на экран *C* падает лишь одна волна, интерференции не возникает.

Опыт Юнга был первым убедительным и четко интерпретируемым экспериментальным доказательством волновой природы света.

За два столетия, прошедшие с тех пор, как Юнг выполнил этот опыт, он был повторен сотни раз разными экспериментаторами с некоторыми различиями в постановке, но всегда с одним конечным результатом — наблюдением интерференционного распределения излучения, проходящего через два или большее число отверстий в экране. Этот опыт детально рассматривается в книге [18, гл. IV, IX].

В дальнейшем весь XIX век был веком волновой оптики. Возвращение к модели вторичных волн Гюйгенса с учетом дифракции и интерференции световых волн, развитое в основном Френелем, позволило объяснить все наблюдаемые явления, включая прямолинейное распространение света. Помимо этого физикам удалось создать ряд оптических приборов и методов измерений, в основе которых лежала волновая оптика. В период расцвета волновой оптики оставался без ответа лишь один фундаментальный вопрос — что представляет собой та среда, тот, как говорили в XIX веке, эфир, в котором распространяются световые волны?

Наконец, опыты Герца, приведшие в конце XIX века к появлению такого понятия, как электромагнитное поле, совместно с теорией Максвелла, ранее предсказавшей его существование, дали, как казалось в то время, окончательный ответ и на вопрос, что представляет собой свет. Этот ответ наверняка хорошо известен читателю:

— свет — это электромагнитное переменное поле видимого диапазона частот, распространяющееся в пространстве в виде волн.

С таким убеждением физика вступила в XX век.

Посмотрим теперь на эксперименты, демонстрирующие волновые свойства излучения, глазами физики XX века, в том числе квантовой физики. Напомним, что в основе квантовой физики лежат кванты излучения, взаимодействующие с веществом. При таком взгляде на результаты обсуждавшихся выше экспериментов можно сделать вывод, что во всех случаях объектом, взаи-

модействующим с тем или иным конкретным *физическим прибором* (примечание 2.29), являлся *ансамбль квантов излучения (фотонов)* (примечание 2.30).

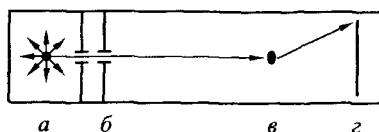
Между тем, если обратиться к результатам исследования фотоэффекта и эффекта Комптона (изложенным выше, в § 2.2), то из них следует, что в тех случаях, когда один квант излучения взаимодействует с одним электроном, проявляются квантовые (корпускулярные), а не волновые свойства излучения. В таких постановках эксперимента *прибором* является электрон, связанный на поверхности металла (в первом случае) и в атоме (во втором случае). *Такой прибор очевидным образом является квантовым, а не классическим прибором.*

При сопоставлении экспериментальных результатов друг с другом возникает вполне естественное предположение, что результат эксперимента зависит как от числа квантов, так и от физической природы прибора.

Таким образом, в рамках квантовой физики возник очевидный вопрос к эксперименту: *как ведет себя один квант излучения в классических постановках экспериментов по дифракции и интерференции света, когда свет взаимодействует с макроскопическим прибором?* В данном случае речь идет о таких типичных постановках эксперимента, в которых один квант света взаимодействует с макроскопическим прибором (отверстиями в непрозрачном экране, краем непрозрачного экрана, препятствием в виде непрозрачной иглы). При этом результатом подобных экспериментов является изменение в пространственном распределении квантов света.

Эксперимент, дающий ответ на вопрос о взаимодействии одного кванта излучения с макроскопическим прибором, был выполнен впервые еще в 1909 г. Тейлором [19] в Кембриджском университете.

Принципиальная схема этого эксперимента весьма проста (см. рис. 2.20). Весь прибор состоял из источника света, отверстия в непрозрачном экране, тонкой металлической иглы и фотопластинки. Свет, испускаемый источником, формировался при прохождении отверстия в экране в узкий пучок, который проходил мимо конца тонкой иглы и попадал на фотопластинку. Такая геометрия эксперимента соответствовала классической постановке опыта по наблюдению дифракции света на непрозрачном препятствии. Отличие от классического опыта состояло



2.20. Схема опыта Тэйлора: *а* — источник света, *б* — коллиматор, формирующий узкий пучок света; *в* — тонкая игла, расположенная в плоскости, перпендикулярной рисунку; *г* — фотопластинка

лишь в экстремально малой интенсивности света в приборе. Малая величина интенсивности света, реализованная в этом опыте, лучше всего характеризуется огромным временем экспозиции, составлявшим 2000 часов (около 3 месяцев!).

В таких условиях *среднее время между пролетами отдельных квантов света через прибор (от источника до детектора-фотопластинки) на три порядка величины превышало время пролета одного кванта через прибор*. Это означает, что *практически всегда в приборе находился лишь один квант света*. При выполнении таких условий проведения эксперимента результат облучения фотопластинки в течение всего времени экспозиции представляет собой сумму независимых результатов облучения фотопластинки за счет прохождения через прибор отдельных квантов света.

Когда через три месяца источник света был выключен, а фотопластинка проявлена, на ней было обнаружено классическое дифракционное распределение, полностью аналогичное типичному распределению, возникающему при дифракции пучка света (ансамбля квантов) на непрозрачном препятствии в виде иглы.

Этот результат позволяет сделать следующее фундаментальное заключение: *каждый отдельный квант света проявляет свои волновые свойства*.

На привычном языке классической физики трудно и обсудить физический смысл этого заключения, и комментировать само заключение (примечание 2.31). Однако, как будет видно ниже, из материала, приведенного в § 2.6, и сам факт наличия волновых свойств у отдельного кванта излучения, и ряд других выводов из результатов эксперимента Тэйлора находятся в формальном согласии с основными постулатами квантовой механики.

Наконец, надо отметить, что принятая в классической физике волновая модель процессов, возникающих при распространении света через макроскопические приборы, не является универсальной. Действительно, как опыт Юнга, так и модель волновых

процессов Гюйгенса–Френеля имеют в своей основе предположение об интерференции (т. е. о взаимодействии в фиксированный момент времени) вторичных волн, возникающих при взаимодействии первичной волны с макроскопическим прибором, но имеющих разные фазы в момент, когда они достигают детектора. Но когда речь идет об одном кванте излучения, то сразу возникает очевидный вопрос: а где эти волны, первичная и вторичные, взаимодействие которых приводит к их интерференции или к образованию дифракционного распределения излучения на детекторе? Этих волн нет! На данном этапе обсуждения единственное, что можно утверждать: не только модель Гюйгенса–Френеля, сформулированная на языке классической физики, может объяснить факт возникновения наблюдаемых распределений излучения в плоскости детектора.

Результат эксперимента Тейлора чрезвычайно важен не только для волновой физики излучения, но и для всей квантовой физики в целом. Как будет видно из материала, приведенного ниже, результат этого эксперимента качественно подтверждается результатами различных экспериментов, проведенных с электронами.

2.4.2.2. Волновые свойства микрочастиц. Экспериментальные данные, однозначно указывающие на волновые свойства микрочастиц, достаточно детально изложены выше в 2.3.3. Здесь можно лишь еще раз повторить, что во всех случаях, когда масса и кинетическая энергия исследуемых микрочастиц были достаточно малы, волновые свойства микрочастиц проявлялись в различных экспериментах при использовании макроскопических приборов в виде дифракционных или интерференционных распределений следов частиц на детекторе. Это были практически всегда эксперименты с пучками микрочастиц.

Как и в случае света, в данном случае возникал вопрос о том, как в такой постановке опыта проявят свои волновые свойства отдельные микрочастицы.

Первый ответ на этот вопрос дал эксперимент с электронами, проведенный в 1949 г. в Москве В.А. Фабрикантом с сотрудниками [20]. Это был эксперимент, качественно аналогичный эксперименту Тейлора, рассмотренному выше. В этом эксперименте наблюдался процесс дифракции электронов на кристаллах окиси магния. Электроны проходили через мишень из кристаллов и попадали на детектор в виде фотоэмюльсии (так называемый метод

Лауэ, примечание 2.24). Интенсивность электронного пучка могла изменяться в широких пределах. В основном эксперименте интенсивность была исключительно низкой, так что *среднее время между регистрациями двух электронов, находящихся в приборе, примерно в 10^4 раз превышало время пролета электрона от источника до детектора*. Это означает, что практически никогда в приборе не находились одновременно два электрона. Таким образом, результат этого эксперимента, полученный за длительное время, представлял собой сумму результатов отклонений от исходного направления движения нескольких тысяч электронов, независимо взаимодействовавших с дифракционной решеткой.

Суммарное дифракционное распределение оказалось качественно полностью аналогичным дифракционному распределению, полученному на той же установке в контрольном опыте при большой интенсивности электронного пучка.

Вывод из результатов этого эксперимента заключается в том, что *волновые свойства присущи каждому отдельному электрону, который отклоняется от исходного направления распространения. При этом суммарный результат многих актов отклонения отдельных электронов представляет собой дифракционное распределение, аналогичное стандартному распределению, создаваемому многими электронами, проходящими через установку в условиях, когда электроны находились в приборе одновременно.*

Как видно, имеется полная аналогия с основным выводом из результатов эксперимента Тейлора со световыми квантами (см. выше, 2.4.2.1).

Результат эксперимента Фабриканта полностью подтверждается и красиво иллюстрируется результатами экспериментов с электронами, проводимых по схеме Юнга. Типичный результат подобного эксперимента [21] приведен выше на рис. 2.18. Качественно результаты подобных экспериментов всегда аналогичны результатам исходного эксперимента Юнга со светом — при наличии двух отверстий (или щелей) на пути электронов на экране наблюдается интерференционная картина, которая отсутствует в случае, если открыто лишь одно отверстие (одна щель). Число регистрируемых электронов можно изменять от нескольких единиц до нескольких тысяч (см. рис. 2.18). Путем сопоставления фотографий, полученных для различного числа зарегистрированных электронов, легко установить, что для минимального

числа зарегистрированных электронов их следы отсутствуют в тех областях плоскости детектора, в которых их нет и при большом числе зарегистрированных электронов. Это означает, что качественно распределения не зависят от числа электронов, прошедших через макроскопический прибор (в данном случае прибор — это два отверстия в непрозрачном для электронов экране).

Если, в заключение, обратиться к физической интерпретации результатов экспериментов с электронами, описанных выше, то на данном этапе обсуждения по этому поводу можно сделать одно замечание: как будет видно ниже, из § 2.6, *результаты подобных экспериментов находятся в формальном соответствии с основными постулатами квантовой механики.*

2.4.3. Корпускулярные свойства вещества

Как и в предыдущем параграфе, обсуждение корпускулярных свойств вещества целесообразно провести в два этапа, сначала обратившись к излучению, а потом к частицам с массой покоя.

2.4.3.1. Корпускулярные свойства излучения. Корпускулярные свойства света достаточно подробно рассмотрены выше, в § 2.2. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта, результаты экспериментов Милликена и Комптона составляют вполне законченную и убедительную картину: *свет представляет собой дискретную структуру, состоящую из корпускул (квантов, фотонов) энергии $h\nu$, испускаемых источником света, распространяющихся в пространстве и взаимодействующих с веществом.*

К этому важно добавить данные ряда экспериментов с рентгеновскими лучами, представляющими собой, как и свет, электромагнитное излучение, однако совершенно иного диапазона длин волн, частот и энергий квантов. Так, если длина волны света имеет величину около 500 нм, то длины волн рентгеновского излучения лежат в широком диапазоне от 100 нм до 10^{-5} нм. Соответственно, если энергия кванта света составляет несколько электронвольт, то энергии квантов рентгеновского излучения достигают величин порядка миллионов электронвольт.

Еще в 1910 г. Брэгг-отец, основатель метода рентгеноструктурного анализа вещества, опубликовал несколько работ, в которых приводил различные аргументы в пользу корпускулярной

природы рентгеновских лучей. Эти аргументы были аналогичны аргументам Ньютона в пользу корпускулярной природы света, и в целом вывод Брэгга был правильным — *один рентгеновский луч, входя в атом, дает энергию для одного бета-луча* (т. е. одного электрона). Видно, что этот вывод в точности соответствует уравнению Эйнштейна для фотоэффекта при частоте, равной красной границе.

В дальнейшем феноменологическое утверждение Брэгга о корпускулярных свойствах рентгеновских лучей было подтверждено результатами экспериментов Дуэна, который обнаружил так называемые *пределы Дуэна* — ограничения наблюдаемых спектров рентгеновских лучей со стороны высоких частот условием $\hbar\omega_{\max} = eV$. В этом условии величина V представляет собой разность потенциалов, ускоряющих электроны, создающие при взаимодействии с мишенью рентгеновские лучи. Видно, что пределы Дуэна соответствуют уравнению Эйнштейна для фотоэффекта при частоте, равной красной границе.

Весьма убедительное подтверждение корпускулярной природы рентгеновских лучей дали также и эксперименты Вильсона, который получил фотографии очень четких траекторий рентгеновских лучей, проходящих через камеру Вильсона. Эти траектории имели вид, вполне идентичный виду траекторий, создаваемых заряженными частицами.

Многочисленные эксперименты, проведенные в дальнейшем, в том числе и с излучением других частот, полностью подтвердили эти первые выводы о корпускулярной природе излучения произвольной частоты.

По сути дела, именно результаты этих экспериментов позволяют во всех случаях ставить знак тождества между термином *свет* и термином *излучение*, несмотря на резкое различие длин волн (частот) видимого света и рентгеновского излучения (четыре порядка величины!).

Таким образом, резюмируя результаты всей совокупности исследований, можно утверждать, что *излучение, вне зависимости от его частоты (длины волны), представляет собой дискретную структуру, состоящую из корпускул, имеющих энергию $\hbar\omega$.*

2.4.3.2. Корпускулярные свойства частиц. Этот заголовок на первый взгляд может вызвать недоумение. Действительно, термины *корпускула* и *частица* являются синонимами. На са-

мом деле вполне очевидно, что, поскольку частицы в определенных случаях проявляют свои волновые свойства, необходимо четко сформулировать, в каких случаях этим можно пренебречь и принимать во внимание лишь корпускулярные (геометрические) свойства частиц (примечание 2.32).

Качественный ответ на этот вопрос совершенно ясен: *когда длина волны де Бройля частицы мала по сравнению с размером частицы, можно не принимать во внимание волновые свойства частицы.*

Количественный ответ на этот вопрос дает соотношение (2.20) для волны де Бройля:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \hbar/mv, \quad (2.20)$$

где величина m — масса покоя частицы, v — скорость ее движения, а $\hbar$ — постоянная Планка. Чтобы частица проявляла свои корпускулярные свойства, а не волновые, длина ее волны де Бройля должна быть невелика. Как видно из соотношения (2.20), для этого масса частицы m или скорость движения частицы v , или обе эти величины не должны быть малы.

Используя соотношение (2.20), табличные данные о массах покоя микрочастиц и полагая, что скорости движения частиц имеют порядок тепловой скорости, легко оценить порядок величин соответствующих волн де Бройля. Для электрона, протона и нейтрона волна де Бройля на много порядков величины превышает их размер. Это значит, что в таких условиях эти частицы должны проявлять свои волновые свойства и лишь при существенном увеличении их скорости (т. е. их кинетической энергии) они должны проявлять себя как корпускулы. Если обратиться к многоэлектронным атомам, а тем более к молекулам, то длины их волн де Бройля в тех же условиях уже имеют тот же порядок величины, что и их размеры, или даже меньше. У кластеров размеры уже существенно превышают размер соответствующих волн де Бройля. Но если, наконец, рассмотреть мельчайшую пылинку, то по сравнению с ее размером ее волна де Бройля пренебрежимо мала.

Эта картина в целом вполне соответствует феноменологическому разделению форм существования вещества на микромир (микрочастицы) и макромир (пылинки и большие корпускулы). Это и есть феноменологическая грани-

ца между квантовой (микромир) и классической (макромир) физикой.

Во всех тех случаях, когда длина волны де Бройля пренебрежимо мала по сравнению с исходным размером частицы, находящейся в состоянии покоя, справедливо классическое определение частицы — корпускулы, движущейся по определенной траектории по законам классической механики. *В тех случаях, когда длина волны де Бройля сравнима с размером частицы или больше его, классическое понятие частицы несправедливо и классическая физика неприменима для описания ни самой частицы, ни ее движения в пространстве, ни ее взаимодействия с веществом. Это область квантовой физики.*

Ниже, в 2.6.6, вопрос о границе между классической и квантовой физикой будет обсуждаться в более широком аспекте. К этому вопросу мы вернемся и в третьей части, где будут рассмотрены и некоторые экзотические примеры проявления волновых свойств вещества.

2.4.4. Заключение

Завершая этот очень важный параграф, посвященный корпускулярно-волновому дуализму свойств вещества, подведем краткий итог всему изложенному.

Результаты экспериментов, обсуждавшихся выше (а также результаты многих других экспериментов, которые здесь не изложены), убедительно показывают, что основные закономерности вещества в микромире качественно отличаются от хорошо известных закономерностей вещества в макромире. В микромире вещество в любой форме существования, как в форме излучения, так и в форме частиц, может проявлять себя и в виде волн, и в виде корпускул, в зависимости от конкретных условий наблюдения. Вся совокупность подобных явлений именуется *корпускулярно-волновым дуализмом свойств вещества*. Наличие корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества очевидным образом не дает возможности использовать в микромире такие универсальные понятия макромира, как волна, корпускула, траектория частицы, размер частицы и др. Если какие-то из этих понятий и используются, то лишь в отдельных, специально оговоренных частных случаях.

Существование корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества само по себе является выдающимся открытием физики XX века. Для описания явлений микромира в том же XX веке была создана квантовая механика как теоретический фундамент квантовой физики.

Однако в том же XX веке было выяснено еще одно весьма важное и замечательное обстоятельство: некоторые закономерности микромира проявляются и в макромире, проникая в него от электрона к атому, от атома к молекуле, и далее к газу, к плазме, к кристаллу, металлу и к другим конденсированным средам. При этом квантовые закономерности микромира не только проявляются как существенные поправки к законам макромира, но в ряде случаев проявляются и как основополагающие закономерности. Этот путь проникновения квантовых закономерностей микромира в классическую физику макромира будет прослежен ниже, в ряде последующих параграфов третьей части.

Прежде, однако, надо обсудить *принцип неопределенности* и фундаментальные положения *квантовой механики*. Это не только важно для полноты описания физики микромира, но и практически необходимо для выполнения программы третьей части — рассмотрения роли квантовых эффектов в макромире.

Как будет показано ниже, *принцип неопределенности, описывая строение атома, стабильность его существования во времени, устойчивость к внешним воздействиям, определяет тем самым некоторые основные свойства вещества в любых более сложных формах его существования — в форме газа, плазмы, жидкости, кристалла, других твердых тел.*

Квантовая механика, как метод теоретического описания вещества в микромире, принципиально отличается от классической механики. Это отличие является вполне очевидным следствием корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества в микромире. Во-первых, ясно, что волна — это не тот привычный точечный объект, для которого справедливы законы классической механики. Во-вторых, полное описание квантовой частицы должно одновременно учитывать не только ее волновые, но и ее корпускулярные свойства. Именно это и реализуется в рамках квантовой механики.

§ 2.5. Принцип неопределенности

2.5.1. Введение

Принцип неопределенности, лежащий в фундаменте квантовой физики, составляют *соотношения неопределенности*, существование которых было показано Гейзенбергом в 1927 г. [22], на основании факта корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества при анализе ряда мысленных экспериментов.

Мысленный эксперимент, заключающийся в измерении координаты и импульса микрочастицы при помощи микроскопа, широко обсуждавшийся многочисленными физиками в годы создания квантовой механики, вошел с тех пор в многочисленные учебники физики. Несмотря на это, проведем вслед за Гейзенбергом этот мысленный эксперимент еще раз — он очень убедительный!

Для измерения положения частицы в пространстве необходимо в каждый момент времени знать ее координату и импульс. Совокупность таких данных, измеренных за определенный интервал времени, представляет собой *траекторию движения частицы в пространстве*.

Для измерения положения частицы используем микроскоп, позволяющий измерить координату x с точностью $\Delta x \geq \lambda$, где λ — длина волны света, которым освещается частица. Справедливость такой оценки точности измерения координаты частицы, при использовании микроскопа, очевидным образом следует из волновой модели света.

Величину Δx принято называть неопределенностью координаты частицы.

Из приведенного выше неравенства следует, что для увеличения точности измерения координаты (т. е. для уменьшения величины Δx) надо уменьшать длину волны света λ , освещающего частицу. Однако уменьшение длины волны λ автоматически означает увеличение частоты ω света и, соответственно, увеличение энергии $\hbar\omega$ кванта света, взаимодействующего с частицей. Взаимодействие кванта с частицей заключается в его рассеянии на частице. Микроскоп не позволяет определить направление рассеяния светового кванта, а потому импульс отдачи частицы

также неизвестен. Известным, исходя из соотношений, лежащих в основе квантовой модели света, является лишь интервал $\Delta p \leq \hbar/\lambda$ возможных значений импульса p , получаемого частицей при рассеянии кванта света от $p = 0$ до $p = \hbar\omega/c = \hbar/\lambda$.

Величину Δp принято называть неопределенностью импульса частицы.

Из выражений для неопределенностей значений координаты Δx и импульса Δp частицы, приведенных выше, следует, что эти величины связаны следующим соотношением:

$$\Delta x \Delta p \approx \hbar. \quad (2.21)$$

Логичность и убедительность выводов, следующих из анализа этого мысленного эксперимента, легли в основу утверждения, что *приведенное выше соотношение определяет предельные возможности эксперимента в микромире.*

В настоящее время общепринято теоретически строго обоснованное выражение соотношения неопределенности Гейзенберга для координаты и импульса микрочастицы, имеющее вид

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2. \quad (2.22)$$

Координата x и импульс p являются так называемыми *каноническими переменными*, т.е. независимыми переменными, входящими в *каноническое уравнение классической механики (уравнение Гамильтона)* (примечание 2.33). В рамках классической механики канонические переменные определяют состояние механической системы в любой момент времени. Кроме того, путем канонических преобразований можно перейти от одних канонических переменных к другим. Помимо координаты и импульса, в классической механике каноническими переменными являются такие пары величин, как, например, энергия и время, проекции углового момента на различные координатные оси и ряд других величин.

Как соотношение неопределенности координата–импульс (2.22), так и все другие соотношения неопределенности отражают специфические свойства вещества в микромире и, в первую очередь, корпускулярно-волновой дуализм свойств квантовых объектов и проявляются в процессе измерений.

Общеизвестным аргументом в пользу этой точки зрения является наличие аналогии соотношению (2.22) в виде приведенного ниже соотношения (2.23), известного в физике волновых

процессов еще с середины XIX века. Речь идет о цуге излучения в интервале Δx , представляющем собой волновой пакет, имеющий волновые числа в интервале Δk (см. выше, 2.3.2). Обе величины, характеризующие волновой пакет, связаны соотношением

$$\Delta x \Delta k \approx 1. \quad (2.23)$$

Если учесть соотношение де Бройля, связывающее импульс частицы с волновым числом $p = \hbar k$ (см. выше, 2.3.2), то от соотношения (2.23) мы приходим к соотношению (2.22). Видно, что этот аргумент является очень убедительным независимым подтверждением как соотношения (2.22), так и корпускулярно-волнового дуализма свойств квантовых объектов, лежащего в основе этого соотношения.

Ряд других аргументов, подтверждающих, что соотношения неопределенности отражают квантовые свойства вещества в микромире, будет приведен ниже.

Утверждение о том, что соотношения неопределенности отражают объективно существующие свойства вещества в микромире, является очень важным заключением, лежащим в основе квантовой физики.

Справедливость этого утверждения подтверждается рядом следствий из соотношения неопределенности координата–импульс, рассмотренных ниже.

2.5.2. Некоторые фундаментальные следствия соотношения неопределенности координата–импульс

Ряд следствий, вытекающих из существования соотношения неопределенности координата–импульс как одного из основных законов, характеризующих свойства вещества в микромире, показывает качественное отличие основных положений квантовой физики от традиционных положений классической физики.

2.5.2.1. Существование стационарного атома и его размер. Обратимся к планетарной модели атома: отрицательный электрон, вращающийся по определенной орбите вокруг положительно заряженного ядра атома. За размер атома r_a принимается диаметр орбиты, по которой вращается электрон: соответственно $r_a \approx 10^{-8}$ см. Вся масса атома практически заключена в его ядре, так как нуклон в ≈ 2000 раз тяжелее электрона. Ядро атома имеет размер $r_{\text{я}} \approx 10^{-13}$ см, который на пять порядков

величины меньше размера самого атома. Размер электрона $r_e < 10^{-16}$ см, т.е. он еще на три порядка величины меньше, чем размер атомного ядра. Из чего же состоит атом?

Атом в основном состоит из пустоты!

Почему атом такой пустой, и что определяет его размер?

Почему атом стабилен по отношению к внешнему воздействию?

Хорошо известно, что классическая физика не может дать ответов на эти вопросы. Действительно, согласно классической физике электрон вращается вокруг ядра не по замкнутой орбите, а по спирали с уменьшающимся шагом и за время порядка 10^{-11} секунды теряет начальную энергию и “падает” на ядро (примечание 2.34).

Ответ на вопрос, почему вообще существует стабильный атом и почему его размер порядка 10^{-8} см, дает квантовая физика и, конкретно, соотношение неопределенности координата–импульс.

Согласно квантовой физике, электрон, хотя представляет собой точечную частицу, но локализован в пространстве в пределах волны де Бройля с равной вероятностью для всех точек пространства. В соответствии с соотношением неопределенности координата–импульс электрон обладает импульсом $\Delta p \approx \hbar/\Delta x$, где величина Δx — неопределенность координаты электрона. Следовательно, электрон обладает кинетической энергией, равной

$$E_{\text{кин}} = p^2/2m \approx \hbar^2/2m(\Delta x)^2$$

и локализованной в области размера Δx . Наличие этой энергии препятствует притяжению отрицательно заряженного электрона к положительно заряженному ядру атома. Действительно, притяжение электрона к ядру приводит к уменьшению величины Δx и тем самым к увеличению кинетической энергии электрона $E_{\text{кин}}$. Между тем *нет источника для увеличения энергии электрона*. Таким образом, размер орбиты электрона определяется из условия равновесия, когда полная энергия электрона, кинетическая плюс потенциальная, минимальна.

Для упрощения конкретной оценки условия равновесия примем, что речь идет об атоме водорода. Это позволяет потенциальную энергию электрона по порядку величины считать равной $E_{\text{пот}} = -e^2/\Delta x$, где величина e — заряд электрона. Тогда полная энергия электрона равна $E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = \hbar^2/2m(\Delta x)^2 - e^2/\Delta x$, а условие равновесия имеет вид: $dE/d\Delta x = 0$, и оно

достигается при значении величины $\Delta x \approx \hbar^2/me^2 \approx 10^{-8}$ см. Видно, что эта оценка по порядку величины хорошо совпадает с известными экспериментальными данными о радиусе электронных орбит в атомах.

Таким образом, соотношение неопределенности координата–импульс для электрона, связанного в атоме, не только указывает на физическую причину, обуславливающую стабильность орбиты электрона, но и численно дает правильную величину радиуса орбиты, т.е. размера атома.

Этот результат представляет собой убедительное доказательство того, что соотношение неопределенности координата–импульс отражает свойства вещества в микрофизике, в данном случае — свойства атома.

Это свойство атома — его неизменный размер $\approx 10^{-8}$ см — проявляется во всех формах существования макроскопических, конденсированных сред — газов, жидкостей, кристаллов и т.д. (см. ниже, 2.5.2.2).

2.5.2.2. Устойчивость атома по отношению к внешнему давлению. Снова обратимся к классической модели планетарного атома, с которой начинается предыдущий пункт, и к основному выводу из этой модели: атом в основном состоит из пустоты.

Казалось бы, ничего не стоит за счет внешнего давления прижать все электроны к ядру и тем самым уменьшить размер атома в 10^5 раз. На самом деле это не так в силу наличия соотношения неопределенности координата–импульс.

Справедливость этого утверждения по сути дела уже видна из материала, приведенного выше. Действительно, уменьшение области локализации электрона по сравнению с равновесным радиусом атома $r_a \approx 10^{-8}$ см требует приложения к атому внешней энергии и тем самым увеличения энергии электрона. Оценка показывает, что для этого требуется очень большая энергия (примечание 2.35). Значительно раньше, чем электрон приблизится к ядру атома, увеличение энергии электрона приведет к его отрыву от атомного ядра, т.е. к прекращению существования атома как связанной системы. (Напомним, что энергия отрыва электрона от атома относительно весьма мала — она порядка 10 эВ для внешнего электрона в любом атоме.)

Таким образом, очевидно, что в любой форме существования вещества (в газе, жидкости, твердом теле) атом сохраняет свой неизменный размер $r_a \approx 10^{-8}$ см.

2.5.2.3. Невозможность состояния полного покоя для микрочастицы в пространстве. По определению полный покой микрочастицы означает, что ее координата точно фиксирована, а следовательно, величина $\Delta x = 0$ и ее энергия $E = 0$, т.е. ее импульс $p = 0$, а значит, величина $\Delta p = 0$. Однако одновременное выполнение равенств $\Delta x = 0$ и $\Delta p = 0$ противоречит соотношению неопределенности координата-импульс (2.23). Следовательно, состояние полного покоя микрочастицы не может реализоваться.

2.5.2.4. Невозможность представления полной энергии в виде суммы кинетической и потенциальной энергий. Действительно, кинетическая энергия частицы определяется ее импульсом p , а потенциальная энергия — ее координатой x . Однако согласно соотношению неопределенности координата-импульс одновременно эти две величины не могут иметь определенные значения; так как при этом $\Delta x = \Delta p = 0$. Следовательно, полная энергия не может быть представлена в виде их суммы.

2.5.2.5. Отсутствие понятия траектории для микрочастицы. Термин *траектория* в физике используется при описании процесса движения материальной точки в пространстве. В экспериментальной физике траектория — это важнейшая характеристика заряженной частицы. Траекторию частицы можно зарегистрировать различными физическими приборами — камерой Вильсона, пузырьковой камерой, счетчиками частиц, а также специальной (так называемой ядерной) фотоэмульсией. Знание траектории частицы (при наличии определенной дополнительной информации) позволяет определить ряд основных величин, характеризующих частицу — массу, заряд, кинетическую энергию и др. Поэтому наблюдение траекторий частиц и измерение параметров, их характеризующих, является традиционным и важным методом исследования вещества в микромире. Однако волновые свойства частицы очевидным образом препятствуют точному измерению ее координаты и тем самым определению ее траектории. При выполнении таких условий, *когда величина волны де Бройля имеет порядок размера области пространства, в которой находится частица, понятие траектории частицы очевидным образом отсутствует*. Типичным примером реализации такой ситуации является электрон, связанный в атоме, когда для него длина волны де Бройля по порядку величины соответствует размеру области локализации электрона, т.е. *размеру атома*.

2.5.3. Заключение

Мы не будем в этом параграфе обсуждать все другие варианты соотношений неопределенности, составляющих совместно с соотношением для координаты и импульса *принцип неопределенности*.

Отметим лишь *соотношение неопределенности энергия–время*:

$$\Delta E \Delta t \leq \hbar. \quad (2.24)$$

Это соотношение связывает характерное время жизни Δt спонтанно (самопроизвольно) распадающихся квантовых объектов с интервалом энергий ΔE образующихся при этом частиц. Типичным примером такого процесса является спонтанный распад возбужденных связанных состояний электронов в атоме (примечание 2.36). К соотношению (2.24) мы еще вернемся в § 3.1, посвященном квантовой физике атома.

В заключение еще раз отметим глубокую связь соотношения неопределенности координата–импульс с корпускулярно-волновым дуализмом свойств вещества в микромире. В дальнейшем эта связь будет хорошо видна при рассмотрении многочисленных конкретных примеров.

§ 2.6. Основные положения квантовой механики

2.6.1. Введение

Термин *квантовая механика* сейчас, в XXI веке, достаточно широко известен. Вот строгое определение этого термина. Квантовая механика — это теоретический метод описания законов движения физических систем, для которых величины, имеющие размерность действия, сравнимы с постоянной Планка $\hbar \approx 10^{-27}$ эрг·сек или меньше нее.

В основе квантовой механики лежит несколько фундаментальных экспериментальных фактов: *квантовая природа излучения, волновые свойства частиц, имеющих массу покоя, корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества, соотношения неопределенности*. Эти экспериментальные факты обсуждались выше.

В формальной структуре квантовой механики существенную роль играет ряд *постулатов*, справедливость которых подтверждается согласием расчетов, выполненных на основе этих постулатов, с экспериментальными данными. Среди этих постулатов определяющую роль играют *постулат о вероятностном смысле волновой функции и принцип суперпозиции квантовых состояний*.

Не надо удивляться наличию в основах квантовой механики ряда постулатов. Постулаты использовались и в рамках классической физики. В качестве общеизвестного примера можно привести V постулат Евклида о параллельных прямых линиях, нигде не пересекающихся в пространстве. Этот постулат лежал в основе естествознания более двух тысячелетий (примечание 2.37)! Другой общеизвестный пример — постулат о существовании предельной величины скорости, равной скорости света в вакууме ($c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с). Справедливость этих постулатов подтверждалась их согласием с экспериментальными данными и другими общими положениями теории.

Главная задача этого параграфа — изложить основные положения квантовой механики. Знание этих основных положений позволит в дальнейшем использовать их при рассмотрении в рамках квантовой механики широкого спектра различных физических явлений, наблюдаемых при экспериментальном исследовании микро- и макромира.

Обратимся в первую очередь к логической структуре квантовой механики, позволяющей увидеть взаимосвязь различных исходных экспериментальных фактов, априорных постулатов и основных положений.

2.6.2. Логическая структура квантовой механики

Прежде чем обратиться к логической структуре квантовой механики, надо сделать три замечания.

Во-первых, приведенная ниже структура является максимально упрощенной. На самом деле в нее надо ввести еще ряд положений, в особенности на конечном этапе получения конкретных результатов.

Во-вторых, приведенная структура не следует историческому ходу создания квантовой механики, а исходит из современного

взгляда на этот раздел физики, созданный в основном в первой половине XX века.

В-третьих, приведенная структура не является общепринятой.

После этих вводных замечаний обратимся к предлагаемой логической структуре квантовой механики.

- Для описания динамики вещества в квантовой механике вводится *понятие квантового состояния вещества*. Вещество переходит из одного *квантового состояния* в другое в условиях, когда *величина действия меньше постоянной Планка $\hbar$* ; эта стадия существования вещества описывается *квантовой механикой*; если действие увеличивается по сравнению с $\hbar$, то *квантовое состояние* переходит в *классическое состояние*, т. е. состояние, описываемое классической физикой. Необходимость введения понятия *квантового состояния вещества* обусловлена качественным различием физических законов в микромире и в макромире.

- Первый исходный экспериментальный факт — *волновая природа частиц, имеющих массу покоя*.

Так как волновые свойства другой формы существования вещества — излучения — хорошо известны из классической физики, то результирующий вывод из этого экспериментального факта: все вещество необходимо описывать на волновом языке. Для этого в квантовой механике вводится *волновая функция $\psi(x, y, z, t)$* в качестве основной характеристики *квантовых состояний вещества*.

- Первый постулат — *квадрат модуля волновой функции $|\psi|^2$ определяет вероятность нахождения квантового объекта в фиксированной точке пространства в фиксированный момент времени*; это означает, что информация, получаемая при помощи *волновой функции ψ* , носит *вероятностный характер*.

- Второй исходный экспериментальный факт — *корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества в микромире*.

Существование у вещества, помимо волновых, также и корпускулярных свойств, определяет необходимость наличия у волновой функции ψ , описывающей квантовые состояния вещества, универсальных свойств, позволяющих отражать и учитывать как волновые, так и корпускулярные свойства вещества; это достигается путем введения волновой функции, имеющей комплексную амплитуду c , т. е. введения волновой функции в виде $c\psi$.

• Второй постулат — *принцип суперпозиции квантовых состояний*, в соответствии с которым *квантовый объект* при возможности существования в нескольких *альтернативных* (т.е. взаимоисключающих) квантовых состояниях $c_1\psi_1, c_2\psi_2, \dots$ может находиться и в состоянии, представляющем собой их линейную комбинацию: $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$.

• Третий исходный экспериментальный факт — *принцип неопределенности*, определяющий существование предельной точности, с которой в принципе могут быть одновременно известны пары канонически сопряженных величин, характеризующих *квантовый объект* (координата x и импульс p , энергия E и время t и др.).

• Третий постулат — *принцип соответствия*, утверждающий, что результаты, полученные в рамках квантовой механики, должны переходить в результаты, которые получаются в рамках классической физики при таком изменении параметров решаемой задачи, когда величина действия становится больше постоянной Планка $\hbar$.

Такова логическая структура квантовой механики в предельно конспективном изложении. Логическая структура квантовой механики обсуждается во многих монографиях и учебниках, ей посвящены и отдельные публикации (см., например, [23]). Однако, как правило, эти обсуждения проводятся на языке, доступном лишь хорошо подготовленному читателю, а потому ссылки на них здесь не приводятся.

Среди ряда математических методов описания вещества на микроскопическом уровне, составляющих квантовую механику, наиболее широко используется метод решения *уравнения Шредингера*. Этот метод позволяет получать информацию об изменении волновой функции ψ квантового объекта в пространстве и во времени. Информация об изменении волновой функции ψ во времени и пространстве носит строго *детерминистический* характер. Однако, поскольку в соответствии с первым постулатом сама волновая функция ψ дает о квантовом объекте лишь вероятностную информацию, то, *решая уравнение Шредингера, можно получать лишь вероятностную информацию о квантовом объекте*.

В заключение надо еще раз подчеркнуть эту специфическую черту квантовой механики — возможность получения лишь вероятностной информации о квантовом объекте. Эта черта квантовой механики качественно ее отличает от классической механики и классической физики в целом. Хорошо известно, что в рамках классической физики информация представляет собой конкретные значения определенных величин, характеризующих исследуемый объект (в том числе таких величин, как координаты частицы в фиксированный момент времени). Вероятностный язык в классической физике используется лишь в некоторых частных случаях, когда по техническим причинам нет возможности учесть характеристики всех описываемых объектов. (Хорошо всем известный пример — использование такого усредненного понятия, как температура, для описания ансамбля частиц вместо совокупности большого числа данных о кинетических энергиях частиц, составляющих ансамбль.) Вероятностный язык информации о микрочастицах, используемый в рамках квантовой механики, формально являющийся следствием вероятностного характера волновой функции, по сути дела является следствием корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества в микромире и наличия принципа суперпозиции квантовых состояний. Еще раз отметим, что *наличие в выражении для квантовой вероятности комплексной амплитуды вероятности ψ позволяет учесть эти основы физики микромира*. Причем основной смысл понятия вероятности определенного процесса в квантовой физике остается тем же, что и в классической физике: *вероятность — это количественная характеристика возможности реализации определенного события при фиксированных (и неограниченно воспроизводимых) условиях*.

Если посмотреть на логическую структуру квантовой механики, то видно, что значительная часть входящих в нее основных положений уже обсуждалась выше и требует лишь демонстрации их роли на практике. Различные примеры будут приведены в ч. 3. Но некоторые из основных положений требуют дополнительного рассмотрения, которое будет проведено в последующих разделах. Представляется необходимым обсудить принцип суперпозиции квантовых состояний, прокомментировать метод решения уравнения Шредингера и рассмотреть роль макроскопического прибора при исследовании процессов в микромире.

2.6.3. Принцип суперпозиции квантовых состояний

Как уже говорилось выше, основная задача квантовой механики заключается в описании вещества на уровне микромира. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества в микромире ставит на пути единого описания вещества в рамках классической физики неразрешимую проблему. Действительно, в рамках классической физики нет языка, позволяющего одновременно описать волновые и корпускулярные свойства вещества. В рамках квантовой механики преодоление этой трудности осуществляется путем введения специального постулата — *принципа суперпозиции квантовых состояний*. Введение этого постулата позволяет описать волновые явления в терминах корпускулярной физики.

Начнем рассмотрение принципа суперпозиции квантовых состояний с конкретного примера — описания типичного волнового процесса на языке корпускулярной физики. Как будет видно из этого примера, такое описание, однако, требует отказа от некоторых традиционных положений классической физики.

В качестве типичного волнового процесса рассмотрим преломление и отражение света на границе двух прозрачных сред, A и B . Хорошо известно, что этот процесс описывается в рамках волновой оптики формулами Френеля (примечание 2.38). Принципиальная схема этого процесса приведена на рис. 2.21, a .

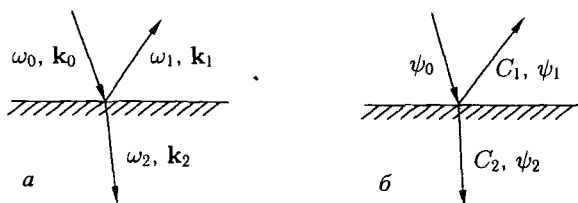


Рис. 2.21. Схема опыта по наблюдению процесса преломления и отражения света на границе двух прозрачных сред; a — классическая физика, свет — это волна; b — квантовая физика, свет — это корпускула

Падающая на границу раздела сред волна (0) света частоты ω характеризуется волновым вектором $\mathbf{k}_0$. На границе сред падающая волна разделяется на две волны: проходящую (2) и отраженную (1), характеризующиеся неизменной частотой ω и различными значениями волновых векторов $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$. Амплитуды этих волн

определяются коэффициентами отражения и преломления света на границе сред.

Рассмотрим, как можно описать этот типично волновой процесс на корпускулярном языке.

Согласно корпускулярно-волновому дуализму свойств вещества (а конкретно, согласно формулам для волны де Бройля) каждой из рассмотренных выше трех волн соответствуют частицы (фотоны), имеющие импульсы, равные $p = \hbar k_{0,1,2}$. Энергии этих фотонов одинаковы: $E_{0,1,2} = \hbar\omega$, так как для всех трех волн одинакова частота излучения — ω . В том случае, когда на границу раздела сред падает одна частица, возникает очевидный вопрос: в какой из двух волн, отраженной или преломленной, она окажется? (Отметим, что это вопрос, специфический для корпускулярного описания процесса, при волновом описании он не возникает — волна всегда может разделиться на две волны.) Никакая модель описания процесса, основанная на реальном разделении падающей частицы на две части, не может рассматриваться в силу необходимости выполнения в этом процессе закона сохранения энергии.

Остается единственное предположение о *вероятностном* (случайном) характере этого процесса — частица может с той или иной вероятностью либо отразиться от границы сред, либо пройти во вторую среду. При этом необходимо предположить, что исходное состояние падающей частицы является квантовым состоянием, представляющим собой в данном случае суперпозицию двух *альтернативных состояний*, отраженного и проходящего состояний частицы (рис. 2.21, б). Это предположение в квантовой механике записывается через волновые функции соответствующих квантовых состояний ψ_i и их амплитуды c_i следующим образом:

$$\psi_0 = c_1\psi_1 + c_2\psi_2, \quad (2.25)$$

где амплитуды волновых функций $c_{1,2}\psi_{1,2}$ — комплексные величины, а квадраты амплитуд $(c_1\psi_1)^2$ и $(c_2\psi_2)^2$ пропорциональны вероятностям обнаружить частицу в состояниях 1, 2.

Выражение (2.25) является частным примером общего *принципа суперпозиции квантовых состояний*, который формулируется следующим образом:

— *если частица может находиться в нескольких квантовых состояниях ($\psi_1, \psi_2, \dots$), то она может находиться*

и в квантовом состоянии с волновой функцией ψ_0 , представляющем собой линейную комбинацию (2.25) исходных квантовых состояний.

Очевидным образом это возможно лишь при вероятностном (случайном) характере процесса рассеяния частицы на границе двух сред и при вероятностном свойстве волновой функции ψ , описывающей квантовое состояние частицы.

Таким образом, первичное положение о корпускулярно-волновом дуализме свойств вещества в микромире приводит, при использовании корпускулярного языка для описания процесса отражения и преломления света, к необходимости отказаться от детерминизма при описании динамики частицы, лежащего в основе любого описания на языке классической физики. Этот отказ и представляет собой “плату” (о которой уже шла речь выше) за возможность описания волнового процесса на корпускулярном языке.

Возвращаясь к соотношению (2.25) весьма важно отметить, что квантовые состояния ψ_1 , ψ_2 являются *альтернативными* состояниями одной и той же частицы. Термин *альтернативные* состояния в данном случае означает, что в принципе частица может находиться с определенной вероятностью как в одном, так и в другом квантовом состоянии. Это не соответствует обычным представлениям классической физики, в рамках которой в каждом конкретном случае частица находится в том или ином, но определенном классическом состоянии.

Теперь, после того как мы ознакомились с принципом суперпозиции квантовых состояний, вернемся к результатам опытов, в которых *одиночные* фотоны и электроны проявляют свои волновые свойства. Там, где выше обсуждались результаты этих опытов, мы ограничились лишь их феноменологической интерпретацией (см. 2.4.2 и 2.4.3). Сейчас, зная одно из основных положений квантовой механики — принцип суперпозиции квантовых состояний, — можно на его основании утверждать, что результаты этих опытов находятся в полном согласии с основными принципами квантовой механики.

Покажем справедливость этого утверждения на примере опытов, выполненных с одиночными электронами по схеме Юнга. В этих опытах электроны по одному проходят через два отверстия (или через две узкие щели) в экране и, по мере их последовательной регистрации на детекторе, возникает классическое ин-

терференционное распределение (см. выше, рис. 2.19). Принимая во внимание принцип суперпозиции квантовых состояний, можно интерпретировать этот результат следующим образом. В схеме Юнга для каждого электрона есть два альтернативных пути от источника O до детектора C — путь $O-1-C$ через отверстие B' в экране или путь $O-2-C$ через отверстие B'' в экране (рис. 2.19). Это означает, что на пути электрона от источника до детектора могут реализоваться два альтернативных квантовых состояния этого электрона, а результат представляет собой суперпозицию этих квантовых состояний вида (2.24). Амплитуды этих квантовых состояний ($c_1\psi_1$, $c_2\psi_2$) имеют разные фазы, что и приводит к возникновению интерференционной структуры в распределении волновой функции частицы ψ_0 , обусловленной последним членом в формуле (2.26):

$$\psi_0^2 = [c_1\psi_1 + c_2\psi_2]^2 = c_1^2\psi_1^2 + c_2^2\psi_2^2 + 2c_1\psi_1c_2\psi_2. \quad (2.26)$$

Аналогичным образом интерпретируются и результаты тех опытов, в которых суммарный результат регистрации одиночных фотонов или электронов носит характер дифракционных распределений (опыты Тейлора, Фабриканта и др.).

У читателя может возникнуть недоуменный вопрос: как это один электрон превращается в два, распространяющиеся одновременно по двум альтернативным путям? А закон сохранения заряда должен ведь выполняться! Или один электрон превращается в две частицы, каждая из которых имеет заряд $1/2$, а потом, дойдя до детектора, они вновь объединяются в один электрон?

Подобные вопросы возникают при мысленном отождествлении квантового состояния электрона с его классическим состоянием. Желание осуществить такое отождествление вполне естественно для каждого из нас, хорошо знающих, что представляет собой электрон в рамках классической физики — это микрочастица, имеющая отрицательный заряд $e \approx 10^{-19}$ кулона и массу $m_e \approx 10^{-27}$ грамма. С другой стороны, не существует классической модели квантового состояния электрона. Мы знаем лишь, что квантовое состояние электрона характеризует вероятность нахождения электрона в определенной точке пространства в определенный момент времени.

Поэтому единственный ответ на поставленный выше недоуменный вопрос — *нельзя использовать понятия классической*

(макроскопической) физики при описании квантового объекта в рамках квантовой (микроскопической) физики!

К этому вопросу мы еще вернемся ниже, в 2.6.5, при обсуждении влияния макроскопического прибора на регистрируемый этим прибором квантовый объект, например микрочастицу.

Однако прежде надо кратко изложить, что представляет собой основное уравнение квантовой физики, описывающее динамику квантовых объектов, — уравнение Шредингера.

2.6.4. Уравнение Шредингера

Как и большинство основных уравнений физики, уравнение Шредингера не выводится из каких-либо других, исходных соотношений. (Таковы свойства, например, и уравнений Ньютона в механике, и уравнения Максвелла в электродинамике.) Как и другие основные законы физики, уравнение Шредингера отражает ряд экспериментальных данных о свойствах вещества, в данном случае в микромире. Это уравнение было предложено Шредингером в 1926 г. [24] и основывалось на точке зрения автора, что микрочастица — это волна. Данное предположение полностью соответствовало гипотезе де Бройля, опубликованной на два года раньше (см. 2.3.2).

В квантовой физике уравнение Шредингера играет ту же роль, что уравнение Ньютона в классической физике — оно описывает изменение состояния частицы в пространстве и во времени. Однако, в отличие от уравнений Ньютона, относящихся к макроскопическим объектам, в уравнении Шредингера речь идет лишь о микрочастицах. В соответствии с необходимостью учитывать волновую природу микрочастиц, имеющих массу покоя, не равную нулю, уравнение Шредингера является *волновым уравнением* (примечание 2.39). В книгах [5, 6] из списка в конце Послесловия к части 2 подробно изложен путь, которым Шредингер пришел к этому уравнению исходя из аналогий между уравнениями классической механики и волновой оптики.

Переменной в уравнении Шредингера является *волновая функция* $\psi(x, y, z, t)$, квадрат которой равен вероятности нахождения микрочастицы в определенной точке пространства в определенный момент времени (см. выше, 2.6.2).

В простейшем, стационарном случае для покоящейся свободной микрочастицы уравнение Шредингера имеет следующий вид:

$$\Delta\psi + (2m/\hbar^2)E\psi = 0. \quad (2.27)$$

В уравнении (2.27) величины E и m — это полная энергия и масса покоя микрочастицы, а Δ — лапласиан (дифференциальный оператор Лапласа), имеющий в данном стационарном случае следующий вид:

$$\Delta = d^2\psi/dx^2 + d^2\psi/dy^2 + d^2\psi/dz^2. \quad (2.28)$$

Уравнение (2.27), описывающее покоящуюся микрочастицу, именуется *стационарным уравнением Шредингера*.

Уравнение, описывающее эволюцию состояния микрочастицы во времени, в том числе движущуюся микрочастицу, именуется *нестационарным уравнением Шредингера*. Оно отличается от стационарного уравнения Шредингера математически, но эквивалентно ему по исходным положениям.

Еще раз отметим, что оба уравнения Шредингера дают полностью *детерминистическое* описание изменения волновой функции ψ как в пространстве (стационарное уравнение), так и в пространстве и во времени (нестационарное уравнение). Однако поскольку сама волновая функция (точнее ее квадрат ψ^2) определяет лишь *вероятность* нахождения микрообъекта в пространстве или в пространстве и во времени, то в целом *уравнение Шредингера позволяет получать информацию лишь о вероятности нахождения микрообъекта в фиксированной точке пространства*. Конечный результат решения уравнения Шредингера в виде вероятностной информации о состоянии микрочастицы качественно отличает это основное уравнение квантовой физики от уравнений классической физики, позволяющих получать достоверные данные о положении объекта в определенной точке пространства в определенный момент времени, т. е. получать детерминистическую информацию.

Индетерминизм уравнения Шредингера является следствием корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества на микроскопическом уровне (а не конкретного подхода к описанию этого вещества). Соответственно и другие математические подходы к описанию квантовых объектов, существующие в рамках квантовой механики (матрицы Гейзенберга, алгебра

q -чисел Дирака, метод интегралов по траекториям Фейнмана), также позволяют получать лишь вероятностную информацию о состоянии микрочастицы.

Волновая функция ψ квантовой системы, переменная в уравнении Шредингера, в общем случае зависит от времени и координат, число которых равно числу степеней свободы квантовой системы. Волновая функция в стационарном уравнении Шредингера, имеющем вид (2.27–2.28), соответствует простейшему случаю, когда число степеней свободы равно трем. Тем самым речь идет о реальном трехмерном пространстве, в котором движется частица, а сама частица является точечной. Это абстрактная модель, а не реальный случай. Для всех реальных случаев число степеней свободы больше трех. Так, например, любая неточечная квантовая система (например, электрон, атом) имеет помимо трех степеней свободы, связанных с ее перемещением в трехмерном пространстве, еще несколько степеней свободы (в зависимости от симметрии системы), обусловленных ее вращением в пространстве.

Когда число степеней свободы больше трех, то речь идет не о трехмерном пространстве, а о так называемом *конфигурационном пространстве*.

Для того чтобы описать динамику квантовой системы в конфигурационном пространстве, учитывая при этом еще и принцип суперпозиции квантовых состояний, в квантовой механике каждой физической величине ставится в соответствие определенный *оператор*. Оператором называется математическое правило, преобразующее одну функцию в другую. Это преобразование зависит от исходного вида волновой функции. Так, это может быть умножение исходной функции на определенное число, на другую функцию, дифференцирование исходной функции, изменение порядка аргументов в исходной функции и т. д. (примечание 2.40).

При использовании уравнения Шредингера для описания динамики микрочастицы оно записывается при помощи соответствующих операторов. Детали этой математической процедуры можно почерпнуть из различных книг, посвященных квантовой механике (см., например, книгу [5, разд. “Семинар”] и книгу [6, гл. 3] из списка в конце Предисловия к части 2).

Получить решение уравнения Шредингера с начальными и граничными условиями, определяемыми конкретной задачей, как правило, совсем не просто. Разработаны различные анали-

тические методы решения уравнения Шредингера, в том числе и приближенные, которые описаны в различных книгах, посвященных квантовой механике. В последние годы в связи с быстрым развитием компьютеров стали популярны численные решения. Типичные примеры решения ряда простейших задач квантовой физики с использованием уравнения Шредингера можно найти в отмеченных выше книгах [5, 6].

Решение уравнения Шредингера является в настоящее время основным математическим методом описания различных физических явлений в рамках квантовой физики.

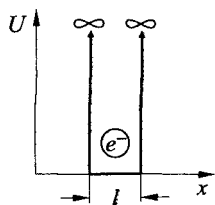


Рис. 2.22. Схема одномерной прямоугольной потенциальной ямы ширины l

В качестве конкретного примера использования уравнения Шредингера рассмотрим одномерную прямоугольную потенциальную яму $U(x)$ ширины l с бесконечно высокими стенками (рис. 2.22) и выясним, какую энергию может иметь электрон, находящийся в таком потенциале.

Исходя из начальных условий поставленной задачи очевидно, что потенциальная энергия электрона U равна нулю во всем интервале от $x = 0$ до $x = l$, а в самих этих точках равна бесконечности. Таким образом, во всех интересующих нас точках внутри потенциальной ямы уравнение Шредингера (2.27) сводится к более простому волновому уравнению

$$d^2\psi/dx^2 + (2mE/\hbar^2)\psi = 0. \quad (2.29)$$

Решение волнового уравнения (2.29) известно, оно имеет следующий вид:

$$\psi(x) = a \sin(kx + b), \quad (2.30)$$

где $k = (2mE)^{1/2}/\hbar$, а величины a и b — произвольные постоянные. Их значения можно найти исходя из очевидного равенства $\psi(x) = 0$ при $x = 0$ и $x = l$. Так, из $\psi(0) = 0$ и соотношения (2.30) следует, что $a \sin b = 0$ и, соответственно, $b = 0$. Аналогично, из условия $\psi(l) = 0$ следует: $a \sin kl = 0$ и $k = n\pi/l$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Подставляя в последнее выражение для величины k ее значение, приведенное выше, получаем следующее выражение для энергии электрона:

$$E_n = (\pi^2 \hbar^2 / 2ml^2) n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.31)$$

Выражение (2.31) показывает, что спектр энергий электрона в потенциальной яме не непрерывный, а *дискретный*. Здесь уместно напомнить, что, как уже не раз говорилось выше, дискретность энергии является одним из классических признаков квантового характера исследуемой системы.

Из полученных выше соотношений несложно установить и выражения для волновых функций электрона $\psi_n(x)$, находящегося в состояниях с различными значениями величины n . Эти волновые функции схематически изображены на рис. 2.23.

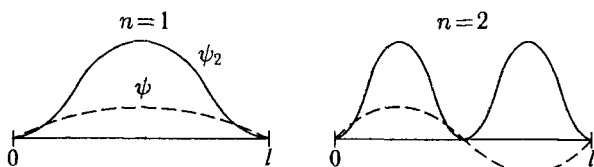


Рис. 2.23. Схема волновых функций $\psi(x)$ (пунктирные линии) и вероятностей нахождения электрона $\psi^2(x)$ для ряда первых энергетических состояний электрона в прямоугольной потенциальной яме

Из рисунка видно, что если в состоянии с $n = 1$ электрон находится в основном в середине потенциальной ямы, то, например, в состоянии с $n = 2$ вероятность нахождения электрона в середине ямы равна нулю. Видно, что по мере увеличения числа n число максимумов и нулей в распределении вероятности нахождения электрона по координате x возрастает.

Приведенный выше пример носит полностью модельный характер и рассмотрен здесь лишь потому, что получение ответа не требует использования сложной математики.

Реальный электрон, связанный в атоме, находится не в прямоугольной потенциальной яме, а в яме в виде кулоновского потенциала атомного ядра. Помимо этого, стенки этой реальной ямы не бесконечно высоки, они ограничены величиной *энергии связи* электрона в атоме (*потенциалом ионизации атома*) (см. ниже рис. 3.8). Наличие этих условий, характеризующих реальный атом, лишь усложняет математическую процедуру вычислений. Результат решения уравнения Шредингера для реального потенциала — ангармоничный спектр дискретных значений энергий связанных электронных состояний (рис. 3.8) — полностью соответствует хорошо известным экспериментальным данным.

Резюмируя материал, приведенный выше, надо отметить, что решение уравнения Шредингера во всех случаях позволяет полу-

чить вероятностную информацию о динамике волновой функции, характеризующей квантовое состояние объекта микромира.

При этом, однако, весь комплекс вопросов, относящихся к процессу регистрации объекта микромира макроскопическим прибором, а также к влиянию этого прибора на регистрируемый микрообъект, требует независимого рассмотрения.

2.6.5. Регистрация микроскопического объекта макроскопическим прибором

Необходимость теоретического описания процесса взаимодействия квантового объекта (например, микрочастицы) с *макроскопическим прибором* привлекала внимание исследователей на всех этапах развития квантовой физики. Этому вопросу уделяли внимание и Бор, и де Бройль, и Гейзенберг, и другие основатели квантовой физики и квантовой механики. Действительно, если исходно имеется микрочастица (например, электрон), т.е. априорно квантовый объект, то в подавляющем большинстве случаев в конечном состоянии результаты эксперимента регистрируются макроскопическим наблюдателем, использующим макроскопические приборы. Таким образом, возникает задача стыковки описания процесса взаимодействия на языке микроскопической физики с описанием на языке макроскопической физики.

В настоящее время из рассмотрения результатов многочисленных работ, посвященных решению этой задачи, можно сделать два хорошо обоснованных заключения.

Во-первых, *существуют такие экспериментальные ситуации, когда конечный результат процесса взаимодействия микрочастицы с веществом регистрируется на уровне микропроцессов*. Из числа рассмотренных выше опытов примером таких экспериментальных ситуаций являются атомный фотоэффект (2.2.3) и эффект Комптона (2.2.5). В таких условиях как начальное, так и конечное состояния микрочастицы (фотона, электрона) являются определенными квантовыми состояниями. В этом случае сам регистрирующий *прибор* является объектом микромира. *Этим прибором является электрон, связанный на внешней орбите в атоме*, как в случае атомного фотоэффекта, так и в случае эффекта Комптона. В приведенных выше примерах конечные акты регистрации электрона при фотоэффекте

и фотона при эффекте Комптона макроскопическими приборами являются лишь указанием на факт взаимодействия фотона с электроном, а сам акт взаимодействия происходит на микро-скопическом уровне и тем самым в принципе может быть описан теоретически в рамках квантовой механики.

Во-вторых, *существуют такие экспериментальные ситуации, в которых не получается никакой информации, кроме факта взаимодействия микрочастицы с веществом, и этот факт проявляется в наблюдаемом макроскопическом процессе.* В таких случаях, даже если известно начальное квантовое состояние микрочастицы, то нет никакой информации о конкретном акте трансформации этого состояния в тот конечный процесс, который регистрируется *макроскопическим прибором.* Из числа рассмотренных выше экспериментов в качестве примеров такой экспериментальной ситуации можно привести случаи регистрации фотонов и электронов фотографическим и сцинтилляционным методом, а также случаи регистрации заряженных микрочастиц по пузырькам газа в жидкости или каплям жидкости в газе, которые образуются при использовании в качестве детектора пузырьковой камеры или камеры Вильсона. Действительно, не вызывает сомнений, что любые фотохимические процессы в фотоэмульсии или сцинтилляторах, а также пузырьки газа и капли жидкости не представляют собой элементарных актов взаимодействия микрочастицы с макроскопическим прибором, а являются вторичными процессами.

Однако надо иметь в виду, что любой элементарный акт взаимодействия микрочастицы с веществом, из которого состоит макроприбор, — с газом, жидкостью, твердым телом — представляет собой взаимодействие микрочастицы с отдельным атомом или отдельной молекулой, из числа всех атомов или молекул, составляющих это вещество. Элементарный акт взаимодействия исследуемой микрочастицы с атомарной частицей вещества макроприбора представляет собой рассеяние микрочастицы на атомарной частице, возбуждение или ионизацию атомарной частицы. Все перечисленные выше элементарные акты представляют собой взаимодействие микрочастицы с отдельным электроном, связанным в атомарной частице, а не с атомарными частицами как целыми объектами. Таким образом, *первичный акт взаимодействия микрочастицы с макроприбором представляет собой ее взаимодействие с отдельным электроном, связанным*

в атомарной частице, входящей в состав вещества макробиора, т. е. с другим квантовым микрообъектом.

В дальнейшем в каждом конкретном случае возникает вполне определенный ряд различных последовательных физических процессов, начинающийся от первичного элементарного акта взаимодействия микрочастицы со связанным электроном в атомарной частице и заканчивающийся образованием наблюдаемых эффектов. Эти процессы протекают за макроскопические интервалы времени. Однако уже в начале этого ряда, в первых микроскопических процессах, исходное квантовое состояние микрочастицы необратимо изменяется. Это изменение обусловлено изменением фазы ее волновой функции при взаимодействии микрочастицы с веществом, имеющим большое число степеней свободы. Это так называемый процесс *декогерентности* исходного квантового состояния [25] (примечание 2.41). Происходит перепутывание квантовых состояний микрочастицы и связанных электронов вещества, с которым она взаимодействует. Это перепутывание и обуславливает изменение фазы волновой функции и тем самым приводит к нарушению когерентности исходного квантового состояния микрочастицы [26, 27]. Различные детали процесса декогерентности квантового состояния пока еще остаются предметом исследований.

В этом ряду различных процессов, последовательно происходящих после первичного акта взаимодействия микрочастицы со связанным электроном, всегда где-то существует граница между микроскопическими и макроскопическими процессами. До тех пор пока процессы носят микроскопический характер, они в принципе должны описываться квантовой механикой, например тем же уравнением Шредингера (см. выше, 2.6.6). При переходе через эту границу возникает проблема согласования теоретических описаний, получаемых в рамках квантовой и классической физики.

Заканчивая этот раздел, надо отметить, что получение ответа на вопрос о взаимодействии микрообъектов с макробиорами в основном представляет интерес для построения замкнутой логической схемы квантовой механики. Стандартные решения уравнения Шредингера, выполненные без учета процесса декогерентности волновой функции квантовой микрочастицы, как правило, удовлетворяют большинству практических задач, с которыми встречаются физики.

2.6.6. О границах между классической и квантовой физикой и принципе соответствия

Границу между классической и квантовой физикой требуется определить как с принципиальной, так и с прикладной точки зрения. В научной литературе наиболее часто приводятся следующие два ответа на вопрос об этой границе:

— *квантовая физика — это физика микромира, а классическая физика — это физика макромира;*

— *квантовая физика необходима для описания вещества в тех случаях, когда величина классического действия S меньше или порядка величины кванта действия $\hbar$.*

Оба ответа правильно отражают истину, но не всегда.

Действительно, если $S \geq \hbar$, т.е. величина классического действия S существенно превышает величину кванта действия $\hbar$ (имеющего ту же размерность действия), то последней величиной можно пренебречь по сравнению с первой. Тем самым, можно пренебречь и всеми квантовыми явлениями. С другой стороны, условие реализации квантовой физики $S \leq \hbar$ при чрезвычайной малости величины кванта действия ($\hbar \approx 10^{-34}$ Дж·с) очевидным образом может соответствовать лишь частицам с весьма малой величиной массы покоя, т.е. микрочастицам.

Однако в ряде частных случаев этот единый подход к разграничению областей реализации законов классической и квантовой физики может нарушаться.

Одним из таких случаев, часто реализующимся на практике, является очень быстрая микрочастица, т.е. частица, имеющая большую кинетическую энергию и, соответственно, большую скорость. Длина волны де Бройля обратно пропорциональна скорости частицы (см. формулу (2.20)), так что при большой скорости частицы ее длина волны де Бройля мала, частица является практически точечной. Это очевидным образом означает, что такая частица должна описываться законами классической физики. Этот вывод хорошо подтверждается фотографиями следов быстрых частиц (в том числе и электронов), получаемых при использовании для регистрации частиц любых следовых детекторов — камеры Вильсона, пузырьковой камеры, ядерных фотоэмульсий. Как сами следы быстрых частиц, так и результаты столкновений быстрых частиц с покоящимися частицами в газе, жидкости или фотоэмульсии хорошо количественно опи-

сываются законами классической физики (см., например, ниже рис. 2.24).

В качестве другого примера того, что экстремально малый размер объекта не является универсальным критерием необходимости учета квантовых явлений, можно привести существование *квантовых жидкостей* (см. выше, 3.4.4). Квантовые эффекты проявляются в макроскопическом объеме жидкости в таком случае, когда длина волны де Бройля для частиц, из которых состоит жидкость, становится сравнимой с расстоянием между этими частицами или меньше этого расстояния. Такие условия могут реализоваться, как очевидно, лишь при очень низкой температуре жидкости. (Реальный пример — жидкий гелий при температуре, равной нескольким градусам Кельвина.) В таких условиях макроскопическая *жидкость ведет себя в целом как единая квантовая система*. Эти примеры говорят о том, что и второй критерий не является универсальным.

К вопросу о границах между квантовой и классической физикой примыкает вопрос о реализации *принципа соответствия*. Этот принцип, сформулированный Бором в 1913 году [28], утверждает, что результаты, полученные в рамках квантовой механики, должны переходить в результаты, полученные в рамках классической физики, при устремлении постоянной Планка $\hbar$ к нулю. Справедливость этого принципа видна из формулы (2.20) для волны де Бройля. Действительно, $\lambda_{дБ} = 0$ при $\hbar = 0$. В полном соответствии с этим *при $\hbar = 0$ общее временное уравнение Шредингера переходит в уравнение Гамильтона–Якоби классической механики* (примечание 2.42). Использование принципа соответствия является общепринятым методом проверки справедливости результатов расчетов, выполненных в рамках квантовой механики.

2.6.7. Заключение

Заканчивая этот параграф, посвященный квантовой механике, надо еще раз отметить, что материал, приведенный выше, является чрезвычайно кратким, конспективным изложением обсуждаемого вопроса. Читателю, желающему получить более детальные сведения о квантовой механике, можно рекомендовать обратиться к книге [29], в которой это сделано на уровне,

доступном для начинающих физиков, а также к книгам, перечисленным выше, в послесловии к части 2.

Нельзя также не отметить, что квантовая механика продолжает непрерывно развиваться в течение трех четвертей столетия, прошедших после создания ее основ. При этом развитие квантовой механики носит не только прикладной характер — выявляются различные новые фундаментальные закономерности квантового мира.

Начало этому было положено многолетней дискуссией между сторонниками *индетерминизма* квантовой механики, которых возглавлял Н. Бор, и сторонниками поиска скрытого *детерминизма*, которых возглавлял А. Эйнштейн. Он до конца жизни был убежден, что объективный физический мир должен существовать и на микроскопических масштабах квантовой физики. Эти дискуссии, привлекавшие широкую аудиторию физиков на международных конгрессах в 1920–1930 годы, в основном заключались в обсуждении различных мысленных экспериментов (типа мысленного эксперимента В. Гейзенберга, приведенного в 2.5.1). Ознакомление с этими мысленными экспериментами и сейчас, в начале XXI века, безусловно представляет большой интерес для всех, интересующихся квантовой физикой. Изложение этих дискуссий на уровне, вполне доступном для начинающих физиков, содержится в книгах:

Бор Н. Атомная физика и человеческое познание. — М., 1961;
Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 3. — М., 1966. 604 с.

Послесловие

Из материала, приведенного в части 2, видно, что де Бройль, назвав свою книгу *“Революция в физике”* [14], очень точно выразил этими словами эффект, произведенный появлением квантовой физики в первой четверти XX века. Действительно, квантовая физика не являлась результатом эволюционного развития классической физики. В квантовой физике все было новым — новые понятия, новые экспериментальные закономерности, новые свойства старых, казалось бы, хорошо изученных объектов. Это была именно революция, установившая и вполне определенную границу между старым миром — классической физикой — и новым миром — квантовой физикой.

Еще раз повторим *основные результаты исследований, приведшие к созданию квантовой физики*:

1. 1900 г. М. Планк. Теоретически описал спектр теплового излучения, *введя новое предположение о дискретном характере энергии излучения, представляющей собой кванты энергии $E = \hbar\omega$* , где $\hbar$ — постоянная Планка, а ω — частота излучения.

Предположение о дискретной (квантовой) форме существования энергии принципиально противоречило основным положениям классической физики.

2. 1905 г. А. Эйнштейн. Теоретически описал процесс фотоэффекта, *введя новый постулат о существовании фотона, кванта излучения, распространяющегося в пространстве и взаимодействующего с веществом*. Получил уравнение — уравнение Эйнштейна для фотоэффекта, — которое описывало результаты различных экспериментов, ранее необъяснимые в рамках классической физики.

Существование фотона, т.е. корпускулярной формы излучения, принципиально противоречило основным положениям классической электродинамики Максвелла—Лоренца.

3. 1909 г. А. Эйнштейн. Предсказал существование корпускулярно-волнового дуализма свойств излучения исходя из структуры полученных им формул, описывающих процесс флуктуации энергии теплового излучения.

4. 1912–1915 г. Р. Милликен. Многочисленными опытами *подтвердил справедливость уравнения Эйнштейна для фотоэффекта*, установив количественное согласие результатов эксперимента и уравнения Эйнштейна.

5. 1923 г. А. Комптон. Выполнил эксперимент по наблюдению рассеяния кванта излучения на электроны, показавший, что *фотон имеет импульс*, т.е. представляет собой *частицу с массой покоя, равной нулю*.

Это заключение было подтверждено в 1925 г. опытом В. Боте и Х. Гейгера, результаты которого показали, что при рассеянии излучения на электроны выполняются законы сохранения энергии и импульса.

6. 1923 г. Л. де Бройль. Теоретически предсказал существование волновых свойств у микрочастиц и получил формулу для *длины волны микрочастицы*, зависящей от массы и скорости частицы (длины волны де Бройля).

Это предсказание, а также формула для длины волны де Бройля, были в 1927 г. подтверждены качественно и количественно рядом экспериментов с электронами.

7. 1926 г. Э. Шредингер. Ввел волновую функцию для описания квантовых состояний микрочастиц, построил волновое уравнение — уравнение Шредингера, — описывающее динамику частицы во времени и пространстве, — квантовый аналог уравнений Ньютона.

В настоящее время уравнение Шредингера является основным уравнением квантовой механики, широко используемым на практике.

8. 1927 г. М. Борн. Дал интерпретацию волны де Бройля и волновой функции Шредингера как *вероятности нахождения микрочастицы в фиксированной точке пространства в фиксированный момент времени*.

Эта интерпретация определила вероятностный характер всех предсказаний квантовой механики.

9. 1927 г. В. Гейзенберг. Сформулировал принцип *неопределенности* для ряда пар канонически сопряженных физических величин, согласно которому произведения предельных точностей одновременного знания этих величин всегда больше постоянной Планка.

Это соотношение, в частности, объясняет как “размер” атома, т. е. радиус орбиты электрона, так и неизменность этого “размера” при наличии внешнего воздействия на атом.

Помимо этих основных результатов, за первую четверть XX века было проведено большое число экспериментальных и теоретических исследований, составивших фундамент квантовой физики.

Однако чтобы правильно оценить роль квантовой физики, на нее надо посмотреть не только как на новую главу физики, но и более широко. При таком широком взгляде сразу видно, что ее появление совершило революцию не только в физике, а в естествознании в целом, доказав отсутствие универсальности основных классических положений естествознания, сформулированных за два тысячелетия, — Аристотелевой логики, принципа причинности, детерминизма.

Подтвердим это утверждение обращением к основным классическим положениям естествознания как системы наук о приро-

де и посмотрим, как эти положения изменились после появления квантовой физики.

В основе всех законов, описывавших природу, в течение двух тысячелетий вплоть до начала XX века находилась *аристотелева логика*.

Основной чертой аристотелевой логики является ее *двузначность*. Согласно аристотелевой логике предполагается, что на любой корректно поставленный вопрос может быть дан лишь один из двух ответов — либо “да”, либо “нет”. Подобная двузначность проявляется во всех законах классической физики. Однако из вероятностной интерпретации волны де Бройля и волновой функции Шредингера следует, что двузначность в природе не универсальна. Квантовая физика указала на круг явлений, в котором действует не классическая двузначная логика, а *вероятностная логика*.

Другой основной чертой Аристотелевой логики является утверждение, что *целое есть простая сумма частей, его составляющих*. Это утверждение также нарушается в квантовой физике. Это видно, например, из результатов столкновений микрочастиц друг с другом. В таких столкновениях может создаваться большое число различных частиц, совершенно отличных от исходных сталкивающихся частиц. Классическим примером



Рис. 2.24. Фотография процесса образования пары электрон-позитрон гамма-квантом, сделанная при помощи камеры Вильсона; гамма-квант распространяется слева направо, сталкиваясь с атомом газа, наполняющего камеру, он аннигилирует и образует электрон-позитронную пару, $e^- + e^+$, в постоянном электрическом поле камеры электрон и позитрон движутся по спиральным траекториям, закрученным в противоположные стороны

такого процесса является создание пары электрон–позитрон фотоном большой энергии (рис. 2.24):

$$\gamma \rightarrow e^{-} + e^{+}. \quad (2.32)$$

Две частицы, каждая из которых имеет заряд и массу покоя, образуются в результате аннигиляции (уничтожения) одной частицы, кванта излучения, фотона, не имеющего массы покоя!

Начиная с XVIII века в основе классического естествознания всегда неизбежно находилось такое понятие, как *детерминизм* — учение об объективной, закономерной взаимосвязи явлений материального мира. Тот же корпускулярно-волновой дуализм свойств излучения и материальных частиц и вероятностный характер той информации, которую можно получить о квантах излучения и микрочастицах, очевидным образом указывают на отсутствие универсальности такого понятия, как детерминизм.

Принцип причинности в его классической формулировке, когда идет речь о причинно-следственной связи событий, является одной из составляющих классического детерминизма. Принцип причинности в его классической формулировке также нарушается в квантовой физике из-за вероятностного характера происходящих процессов.

Таким образом, можно утверждать, что основные положения классического естествознания неуниверсальны. Та область, в которой эти положения справедливы, соответствует той области, в которой справедлива классическая физика. В той области, где справедлива квантовая физика, основные положения классического естествознания не реализуются.

Обнаружение неуниверсальности основных положений естествознания является естественным результатом развития знаний об окружающем нас мире.

Основные положения квантовой физики, заложенные в первой четверти XX века и сформулированные выше, с одной стороны, показали ограниченность тех условий, в которых для описания вещества применима классическая физика, с другой стороны, они составили фундамент для дальнейших исследований свойств вещества, находящегося в различных формах во Вселенной. На этом пути в течение XX века была открыта огромная область физики, в которой в той или иной мере проявляются квантовые законы. При этом оказалось, что исходное предположение об ограничении области квантовой физики микромиром лишь частично отражает реальную ситуа-

цию. Атомы, являющиеся элементарными элементами структуры вещества, оказались не только стабильными, но и практически неизменными, составляя все более сложные формы вещества — молекулы, жидкости, кристаллы, металлы, полупроводники и любые другие конденсированные среды. Это приводит к тому, что в макром мире проявляются квантовые свойства атомов, составляющих вещество. Таким образом, та область, в которой проявляются законы квантовой физики, весьма широка.

Справедливость этого общего утверждения будет видна из материала, приведенного ниже, в третьей части.

Читателю, желающему углубить свои знания квантовой физики, можно рекомендовать следующие книги:

1. *Уиттекер Э.* История теорий эфира и электричества. Современные теории. 1900–1926. — Москва–Ижевск, 2004.
2. *Поллак Л.С.* Квантовая физика от Планка до Бора // В кн.: *М. Планк. 1858–1958.* — М., 1958.
3. *Франкфурт У.И., Френк А.М.* У истоков квантовой физики. — М., 1975.
4. *Шпольский Э.В.* Атомная физика. Т. 1. — М., 1974.
5. *Карлов Н.В., Кириченко Н.А.* Начальные главы квантовой механики. — М.: Физматлит, 2004.
6. *Мартинсон Л.К., Смирнов Е.В.* Квантовая физика. — М., 2004.
7. *Компанеев А.С.* Что такое квантовая механика? — М., 1964; 1977.
8. *Пенроуз Р.* Новый ум короля. Гл. 6. — М., 2003.

ЧАСТЬ 3

КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

Предисловие

Основная цель третьей части — показать на ряде примеров роль квантовых процессов в физике вещества, находящегося в различных формах существования. Избранные примеры охватывают основные формы существования вещества, которые рассматриваются по мере их постепенного усложнения — от атомов до макроскопических конденсированных сред.

Прежде чем обратиться к выполнению этой программы, необходимо дать четкий ответ на следующий вопрос: что вкладывается в термин *квантовые свойства вещества*?

Если задать этот вопрос физику-теоретику, то его ответ хорошо известен:

“Если в математической формуле, описывающей данные свойства вещества, фигурирует постоянная Планка $\hbar$, то это квантовое состояние вещества”.

Однако дать столь же четко сформулированный ответ на языке экспериментальной физики значительно труднее. Пожалуй, единственный четкий ответ — это ответ “от противного”:

“Если данное свойство вещества не удастся описать на языке классической физики, то это — квантовое состояние вещества, и для его описания необходимо использовать квантовую физику”.

Однако чтобы дать ответ на поставленный выше вопрос, можно исходить и из факта наблюдения некоторых закономерностей, типичных для квантовой физики. В качестве примеров можно привести следующие закономерности:

- дискретное (а не непрерывное) изменение энергии;
- вероятностные характеристики процессов;
- отсутствие детерминизма.

Наблюдение таких закономерностей в различных конкретных экспериментах всегда является убедительным указанием на квантовую природу исследуемого явления.

Наконец, при переходе к обсуждению свойств различных макроскопических состояний вещества необходимо обратить внимание на микроскопическую структуру практически любых состояний вещества, в основе которых лежат неизменные дискретные элементы этой структуры — *атомы* или *молекулы*. (Ниже, для упрощения, будет использоваться термин *микрочастица* для обозначения атомов и молекул в тех случаях, когда различия между ними не играют существенной роли.)

Неизменность атомарно-молекулярной структуры вещества, находящегося в самых разнообразных формах, обусловлена в первую очередь соотношением неопределенности Гейзенберга для координаты и импульса. Как уже было показано выше (см. § 2.5), согласно этому соотношению исходная структура микрочастиц в основных чертах сохраняется при любом внешнем воздействии на них, вплоть до экстремально сильных воздействий, разрушающих микрочастицу как связанную систему. Помимо этого, перекрытие в пространстве электронных оболочек соседних микрочастиц запрещено в соответствии с *принципом Паули* (см. выше, § 3.1), так как электроны, как ферми-частицы, не могут занимать одно и то же энергетическое состояние в связанной системе.

Неизменность структуры микрочастиц хорошо известна и из данных эксперимента. При любой макроскопической форме существования вещества — в виде газа, жидкости или кристалла — минимальное расстояние между микрочастицами, из которых состоит данное вещество, практически одинаково, оно равно исходному размеру изолированной микрочастицы, составляющему величину порядка 10^{-8} см. Совокупность подобных экспериментальных данных четко указывает на неизменность микроскопической структуры вещества вне зависимости от формы его состояния.

При объединении микрочастиц в ансамбль макроскопические свойства вещества отражают как свойства ансамбля в целом (зависящие от взаимосвязи микрочастиц друг с другом), так и свойства отдельных микрочастиц, составляющих ансамбль. Исходные квантовые свойства микрочастиц и неизменность микрочастиц при их объединении в ансамбли обуславливают наличие квантовых свойств у ансамблей микрочастиц, представляющих собой макроскопические формы существования вещества. Такие явления наблюдаются во всей цепочке постепенно усложняющихся форм существования вещества: от атомов и молекул и далее к газам, жидкостям, твердым телам (кристаллам, металлам, полупроводникам).

В третьей части будут приведены и рассмотрены примеры проявления квантовых свойств веществом, находящимся в различных макроскопических формах существования.

По аналогии с первой и второй частями, было бы хорошо и здесь, начиная третью часть, предложить читателю научную литературу, посвященную обсуждаемому вопросу. Однако в данном случае это сделать непросто, несмотря на обилие литературы, посвященной конденсированному состоянию вещества. Дело в том, что эта литература, как правило, написана для читателей, уже изучивших основы как классической, так и квантовой физики.

В такой ситуации ограничимся лишь одной рекомендуемой книгой:

Кристи Р., Питти А. Строение вещества: введение в современную физику. — М., 1969.

Читателю следует обратиться к отдельным параграфам из этой книги по мере изучения третьей части. Так, к § 3.1 относятся §§ 18.1, 18.2 рекомендуемой книги; к § 3.2 — §§ 24.1–24.3; к § 3.3 — § 7.1; к § 3.4 — §§ 7.2, 7.3; к § 3.5 — §§ 13.1–13.5; к § 3.6 — §§ 25.1, 25.2.

Как и в других случаях, заинтересованный читатель, просмотрев эту книгу, найдет в ней дополнительный материал к тем вопросам, которые обсуждаются в третьей части.

§ 3.1. Атомы

3.1.1. Введение

Параграф 3.1, посвященный физике атомов, служит основой для всего дальнейшего изложения квантовых свойств вещества. Дело в том, что в основе любых более сложных, чем атом, форм вещества — молекул, газов, жидкостей, кристаллов и других твердых тел — находятся атомы, стабильные во времени, неизменные по своему состоянию и определяющие в той или иной мере строение и свойства вещества в любой форме его существования.

Современная физика атома является конечным этапом в длинной цепи исследований, начатых еще до нашей эры в античной Греции и продолжающихся до настоящего времени. Исследования на всех этапах были посвящены строению вещества в Природе на микроскопическом уровне. Эта цепочка длительностью более двух тысяч лет в настоящее время называется *атомизмом* и представляет собой учение о дискретном (атомистическом) строении вещества. На начальной стадии, до нашей эры, исследования представляли собой не конкретное учение, а сумму гениальных догадок различных естествоиспытателей и философов. В XVII веке нашей эры исследования превратились в научную гипотезу, а в конце XIX века в научную теорию — квантовую физику.

В середине XX века один из создателей квантовой механики, Гейзенберг, описал в своей книге [29] развитие атомизма с высоты современной физики. Одна из статей Гейзенберга, опубликованная в этой книге, посвящена сопоставлению идей античной философии Природы с основными положениями современной физики. Вот что утверждает Гейзенберг:

“Особый интерес представляют для нас следующие две идеи античной философии, которые и донныне определяют развитие точного естествознания: убеждение, что материя состоит из мельчайших неделимых единиц — атомов, и вера в творческую силу математических построений”.

Это утверждение Гейзенберга очень точно отражает основную идею атомизма.

Помимо упомянутой выше книги Гейзенберга, атомизму посвящено много обзорных работ, написанных на уровне, вполне доступном для начинающих физиков (см., например, [30, 31]).

Мы ограничимся ниже рассмотрением лишь двух принципиальных вопросов, составляющих фундамент атомизма, — экспериментальных доказательств существования атомов и электронов. Приведенные конкретные данные как об атомах, так и об электронах, потребуются нам в дальнейшем.

3.1.2. Электроны и атомы

Прежде чем обсуждать физику атома, необходимо напомнить, в чем заключались эксперименты, которые доказали факт существования атомов и электронов. Эти эксперименты, позволившие также установить основные феноменологические характеристики электронов и атомов, которые будут нам необходимы далее, были выполнены во второй половине XIX века и составили тот фундамент, на котором выросла квантовая физика.

Обратимся сначала к краткой истории открытия существования электронов.

Начало положили опыты Фарадея, посвященные изучению законов *электролиза* — совокупности процессов, происходящих на металлических электродах, погруженных в *электролит*, т. е. в жидкость, в которой перемещаются ионы, создавая при этом ионный ток. Эти опыты, проведенные Фарадеем еще в начале XIX века, показали, что величина электрического заряда q , перенесенного через электролит от одного электрода до другого, пропорциональна массе m вещества, выделившегося на электроде из раствора. Формула Фарадея, записанная для одного моля вещества, имеет следующий вид:

$$q/m = nF/M = neN_a/M, \quad (3.1)$$

где n — число ≈ 1 , M — молекулярная масса вещества, а F — так называемая постоянная Фарадея, $F = eN_a \approx 10^5$ Кл·моль. Из этой формулы видно, что величина e , равная $e = F/N_a$, где $N_a \approx 6 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ — *число Авогадро*, может быть названа *элементарным зарядом*, численно равным $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Так как опыты по электролизу в принципе связаны с измерением макроскопических величин вещества, то они могут предо-

ставить лишь косвенные данные об отношении заряда к массе для изолированной микрочастицы. Поэтому в конце XIX века физики вернулись к вопросу о величине элементарного заряда, осуществив ряд опытов, посвященных изучению заряженных микрочастиц, образующихся при возникновении разряда в газах.

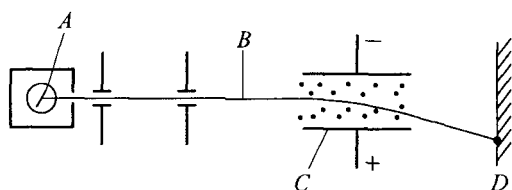


Рис. 3.1. Принципиальная схема эксперимента по измерению удельного заряда электрона: *A* — высоковольтный разряд в разреженном газе, являющемся источником катодных лучей, содержащих электроны; *B* — коллимированный пучок катодных лучей; *C* — скрещенные поля: магнитное и постоянное электрическое; *D* — сцинтилляционный экран, при попадании в который заряженной частицы в точке попадания возникает вспышка света

Принципиальная схема подобных экспериментов приведена на рис. 3.1.

Если поместить газ во внешнее электрическое поле достаточно большой напряженности, то в газе возникает разряд, при котором нейтральные атомы газа ионизируются. Образованные в разряде положительные ионы и электроны двигаются на соответствующие электроды, проходят через небольшие отверстия в них и образуют пучки ионов и электронов вне области разряда. Добавление электрических и (или) магнитных полей на пути распространения пучков частиц позволяет отклонять эти частицы и тем самым измерять *удельный заряд* частиц, т.е. отношение заряда к массе. Пучок положительных частиц именуется *канальовыми лучами*, а пучок отрицательных частиц — *катодными лучами*.

Среди многочисленных экспериментов, выполненных по этой схеме, наиболее информативным оказался эксперимент Дж. Дж. Томсона, проведенный им в последние годы XIX века. В этом эксперименте для анализа катодных лучей использовались как электрическое, так и магнитное поле. Результаты этого эксперимента показали, что катодные лучи однородны, удельный заряд составляющих их микрочастиц всегда одинаков, вне зависимости от рода газа, в котором

осуществляется разряд, и составляет величину $q/m = 1,7 \cdot 10^8$ Кл/г. Дж. Дж. Томсон назвал эти частицы *электронами* и дал простейшую интерпретацию полученных результатов: *каждый электрон обладает единицей электрического разряда $e = F/N_a$* .

Измерение абсолютной величины заряда электрона выполнил Милликен в большом цикле работ, проведенных в начале XX века. Принципиальная схема этих экспериментов приведена

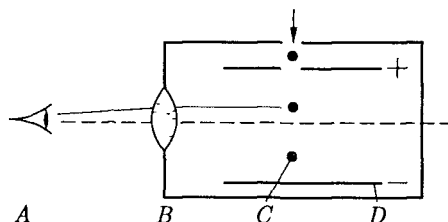


Рис. 3.2. Принципиальная схема эксперимента Миллиkena по измерению заряда электрона: *A* — глаз наблюдателя, *B* — объектив микроскопа, *C* — капли масла, падающие сверху вниз; *D* — конденсатор, на пластинах которого можно изменять напряжение

на рис. 3.2. Масло в виде мелких капель попадало в плоский конденсатор, к обкладкам которого можно было прикладывать регулируемое напряжение. Капли масла под действием силы тяжести медленно падали вниз. Большинство капель приобретало небольшой электрический заряд. Скорость падения капель определялась вязкостью воздуха, заполнявшего конденсатор, а также воздействием электрического поля конденсатора на заряд капель. Положение капель в пространстве фиксировалось путем наблюдения их через микроскоп. Это позволяло измерить и скорость падения капель.

Милликену удалось подобрать такой тип масла, такой размер капель и такую плотность потока капель, что в поле зрения микроскопа можно было фиксировать определенную каплю и наблюдать ее падение в течение длительного времени.

Наблюдения показали, что время от времени скорость падения капли мгновенно изменяется на некоторую фиксированную величину. Было выяснено, что эти изменения связаны с потерей или приобретением каплей отдельного электрона. Знание вязкости воздуха и скорости падения капли позволяло по хорошо известным формулам электростатики рассчитать абсолютную вели-

чину заряда электрона. Милликен совершенствовал свой метод, улучшал метод учета вязкости воздуха и тем самым уточнял конечный результат. Полученный им результат отличается от современных табличных данных лишь в третьем знаке после запятой. Сейчас для заряда электрона принята величина $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ $= 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Знание величин заряда и удельного заряда позволило определить массу электрона, которая равна $m_e = 0,91 \cdot 10^{-27}$ г.

Размером электрона принято называть величину $r_o = e^2/m_e c^2 \approx 10^{-13}$ см. Это так называемый *классический радиус электрона*, фундаментальная константа классической электродинамики. Однако на самом деле масса электрона столь мала, что для него длина волны де Бройля сравнима с величиной классического радиуса или меньше его лишь при очень большой скорости электрона и, тем самым, при большой его кинетической энергии. (Необходимые оценки легко сделать по формулам, приведенным выше, в § 2.3.) Во всех тех случаях, когда речь идет об электронах, связанных в атомах, длина волны де Бройля на несколько порядков величины превышает классический радиус электрона. В качестве примера можно привести величину длины волны де Бройля для электрона на внешней орбите атома водорода, равную $\approx 10^{-8}$ см.

На этом мы завершим обсуждение истории открытия существования электрона и измерения его основных характеристик и обратимся к атомам и молекулам.

Более двух тысячелетий, начиная от античных греков и до XVII века нашей эры, дискретность структуры вещества фигурировала в естествознании, однако не столько на научном, сколько на филологическом уровне. При этом, однако, столь же древний термин *атом* на греческом языке соответствовал современному термину *неделимый*.

Начало научному обсуждению проблемы дискретности вещества положила механика Ньютона. Еще через столетие Дальтон ввел атомистику в химию и использовал термин *атомный вес*, характеризующий конкретные химические элементы. В конце XVIII — начале XIX века понятие атомного веса стало традиционным. Несколько позже Бутлеров помимо атомного веса наделил атомы *валентностью*, т.е. способностью атомов к образованию химических связей. Электрохимические исследования Фарадея привели к появлению понятия *ион*, которое использова-

лось для обозначения частей молекул, имеющих электрический заряд. В начале XIX века Авогадро использовал представление о *молекулах* как дискретных формах существования вещества для интерпретации закона Гей-Люссака об объемных отношениях газов. В конце XIX века атомизм в физике трансформировался в раздел статистической молекулярной физики.

Что касается таких характеристик атомов и молекул, как их массы и размеры, к началу XX века они были достаточно хорошо известны. Так, знание числа Авогадро и структурных химических формул различных веществ, позволяло определить массу молекул и атомов, составляющих вещество. Что касается размеров атомов и молекул, то они следовали как из данных об их массе, так и из ряда других косвенных измерений. Наконец, сам факт существования атомов и молекул в виде дискретных элементов вещества, перемещающихся в пространстве, следовал из наблюдений процесса диффузии жидкостей и газов, а также из стремления газов к увеличению занимаемого ими объема.

Казалось бы, успехи атомизма были велики, и физики постепенно стали вполне конкретно использовать такие понятия, как атом, ион, молекула, относя их к дискретным состояниям вещества. Однако сами эти дискретные формы вещества непосредственно не наблюдались до начала XX века, когда Перрен, исследуя природу *броуновского движения*, доказал *прямым экспериментом факт существования молекул*.

Ботаник Броун, еще в начале XIX века, изучая цветочную пыльцу под микроскопом, обнаружил, что отдельные частички пыльцы, находящиеся на поверхности капли жидкости на покровном стекле микроскопа, непрерывно двигаются по всем направлениям, останавливаются, резко начинают двигаться вновь, так что траектория их движения представляет собой ломанную линию (рис. 3.3). Это движение частиц пыльцы на поверхности жидкости и получило название *броуновского движения*.

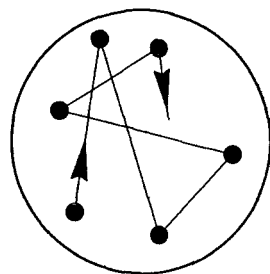


Рис. 3.3. Схема движения броуновской частицы, находящейся на поверхности капли жидкости

В последующие годы различные естествоиспытатели периодически обращались к изучению броуновского движения. В конце XIX века Гуи пришел к заключению, что причиной броуновского движения частички на поверхности жидкости является движение самой жидкости. Исследованию справедливости этого предположения Перрен посвятил большое число различных экспериментов. В целом их результаты однозначно показали, что наблюдаемое движение частичек пыли обусловлено их столкновениями с молекулами жидкости. Используя различные жидкости, для которых были известны их вязкости, Перрену удалось из данных о характеристиках траекторий броуновских частиц определить размеры молекул, которые оказались порядка 10^{-8} см. Эта величина находилась в хорошем согласии со всеми известными к тому времени данными.

Тогда же, в начале XX века, Эйнштейн и Смолуховский независимо построили теорию броуновского движения, в основу которой было положено предположение о случайном характере столкновений частицы с молекулами жидкости. Перрен своими опытами подтвердил справедливость этой теории.

Однако оставался открытым вопрос о конкретной модели атомов и молекул. Очевиден был лишь тот факт, что как атом, так и молекула состоят из положительно заряженного вещества и определенного числа электронов. Действительно, все опыты показывали нейтральность атомов и молекул. Лишь развал молекул на части приводил к образованию заряженных осколков — ионов.

Первую конкретную модель атома предложил в самом конце XIX века тот же Дж.Дж. Томсон, который измерил удельный заряд электрона. Эта модель осталась в истории физики под названием *пудинговой* модели атома (примечание 3.1). Согласно этой модели, атом — это дискретная частица положительно заряженного вещества, в которое равномерно вкраплены отрицательные электроны. Данная модель хорошо объясняла все известные к тому времени данные об электронах, атомах, молекулах и конденсированном веществе. В то время было уже известно, что любое конденсированное вещество представляет собой плотную упаковку атомов; отсюда логически следовало представление и о пудинговой модели вещества.

Пудинговая модель легла в основу развитой Лоренцем классической электронной теории вещества, которая успешно опи-

сывала многочисленные физические явления. В теории Лоренца моделью атома являлся *осциллятор*, совершающий колебания около положения равновесия. Электронная теория Лоренца и ныне представляет собой относительно простой и весьма продуктивный подход к описанию широкого круга различных физических явлений, в которых по тем или иным причинам квантовые явления роли не играют, а потому без сомнений справедлива классическая физика (примечание 3.2).

3.1.3. Ядерная и планетарная модели атома

Однако классическая модель атома умерла практически сразу после рождения.

В то же первое десятилетие XX века один из крупнейших физиков той эпохи, Резерфорд, провел со своими сотрудниками серию экспериментов, результаты которых не только полностью зачеркнули пуддинговую модель атома и вещества, но однозначно показали, что *основная часть объема атома (и тем самым любого вещества) — это пустота!*

Из результатов опытов Резерфорда следует, что атом имеет положительно заряженное ядро, линейный размер которого меньше на четыре-пять порядков величины размера атома, но масса которого практически равна массе атома. Размер атома определяется положением в пространстве отрицательных электронов, связанных с ядром кулоновскими силами. При диаметре атома порядка 10^{-8} см и диаметре ядра порядка 10^{-12} см совершенно очевидно, что практически весь атом, и тем самым все конденсированное вещество в основном представляет собой *пустоту*.

Так в физике появились *ядерная модель атома*.

Ядерная модель атома и пустота, которая является основной составляющей любого вещества, — это открытие Резерфорда одно из самых потрясающих в физике!

Резерфорд сделал это выдающееся открытие благодаря врожденному свойству естествоиспытателя — не пропускать без внимания ничего такого, что непонятно. Он был занят со своими сотрудниками осуществлением пионерских экспериментов по использованию элементарных частиц большой энергии в качестве “снарядов”, бомбардирующих исследуемое вещество. (С тех пор

этот метод является классическим методом исследований в различных областях физики.)

Тогда, в начале XX века, Резерфорд использовал в качестве “снарядов” положительно заряженные α -частицы, образующиеся при радиоактивном распаде атома *радия* (примечание 3.3). Исследуемым веществом являлись металлические фольги (например, золотые), толщиной от тысячных долей миллиметра

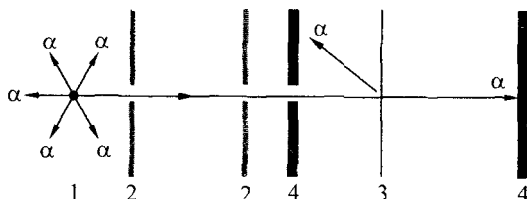


Рис 3.4. Принципиальная схема опыта Резерфорда: 1 — источник α -частиц; 2 — диафрагмы, формирующие пучок α -частиц; 3 — металлическая фольга, облучаемая α -частицами; 4 — сцинтилляторы, регистрирующие попадающие в них α -частицы; стрелки — траектории падающих, проходящих и рассеянных α -частиц

и выше. Схема этого эксперимента приведена на рис 3.4. Цель эксперимента заключалась в поисках той толщины фольги, при которой α -частицы в ней теряли свою кинетическую энергию и останавливались. Регистрация α -частиц производилась при помощи *сцинтилляторов*, в которых при попадании частицы возникала вспышка света, регистрируемая экспериментатором (примечание 3.4). При указанных толщинах фольги были прозрачны для частиц, что отмечалось по вспышкам сцинтиллятора, установленного за фольгой. Подавляющее большинство частиц проходило через фольгу. Однако очень редко, один раз на 10^4 прошедших частиц, были обнаружены такие частицы, которые отклонялись на большой угол от исходного направления распространения. Этот угол имел величину вплоть до 180° . Наличие таких частиц было совершенно непонятно в рамках представления о пуддинговой модели вещества (в данном случае золотой фольги).

Вот тут-то и сказалось врожденное свойство естествоиспытателя — Резерфорд не прошел мимо этого весьма редкого, но непонятного эффекта отклонения α -частиц на большие углы. Впоследствии Резерфорд очень образно описал свое впечатление

от первых наблюдений редких отражений α -частиц от золотой фольги:

“Это было самое невероятное событие из тех, которые случались на протяжении всей моей жизни. Это было так же невероятно, как если бы вы выстрелили из 15-дюймового орудия в лист папиросной бумаги, а снаряд отскочил от листа назад и поразил вас самих!”.

Эксперименты были продолжены и расширены. Вся совокупность их результатов позволила авторам сделать следующие три основных заключения:

— атомы, из которых состоит металл, имеют весьма малое положительно заряженное ядро, окруженное отрицательно заряженными электронами, расположенными очень далеко от ядра;

— в подавляющем большинстве случаев α -частицы пролетают через атом вдали от ядра, а потому траектории частиц остаются без изменений;

— с весьма малой вероятностью α -частицы сталкиваются с ядром; при этом траектория частиц может сильно изменяться из-за кулоновского отталкивания одноименных зарядов.

Резерфорд провел расчеты процесса рассеяния α -частиц ядрами атомов, используя уравнения Ньютона классической механики и закон Кулона для взаимодействия зарядов. Типичные результаты этих расчетов хорошо иллюстрируют динамику этого процесса (рис. 3.5). Расчеты позволили Резерфорду с хорошей

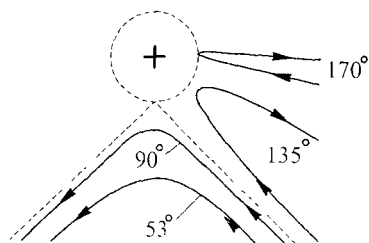


Рис. 3.5. Результат теоретического моделирования столкновения α -частиц с атомным ядром (+), цифры на кривых — углы, на которые изменяется направление движения α -частиц при рассеянии на атомном ядре

точностью оценить размер атомного ядра. В простейшем случае лобового столкновения α -частицы с ядром они будут сближаться до тех пор, пока кинетическая энергия частицы не будет уравновешена потенциальной энергией кулоновского отталкивания частицы от ядра. Исходя из условий проведения опытов было получено минимальное расстояние между частицей и ядром порядка 10^{-12} см (примечание 3.5). Эта величина — $r_0 = 10^{-12}$ см — и была принята за размер атомного ядра.

Практически сразу вслед за открытием Резерфордом в 1911 г. ядерной модели атома он же предложил и планетарную модель атома. Согласно планетарной модели атом представляет собой положительно заряженное ядро размером порядка 10^{-12} см, вокруг которого на расстоянии порядка 10^{-8} см вращаются по замкнутым орбитам электроны, аналогично тому, как вращаются планеты вокруг Солнца. На первый взгляд казалось, что с точки зрения классической физики планетарная модель является вполне естественной моделью атома.

В том же 1913 г. убедительным аргументом в пользу справедливости планетарной модели атома явились результаты эксперимента Франка и Г. Герца по рассеянию атомом электронов. Схема этого эксперимента приведена на рис. 3.6. В стеклянном

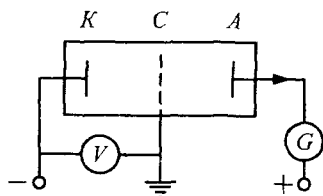


Рис. 3.6. Принципиальная схема экспериментальной установки Франка и Герца: K — катод, C — сетка, A — анод, V — вольтметр, G — гальванометр

баллоне с парами ртути имелись три электрода — катод, сетка и анод. Горячий катод испускал электроны, которые ускорялись разницей потенциалов между катодом и сеткой. Величину этой разницы потенциалов можно было плавно изменять и регистрировать. Между сеткой и анодом существовало слабое тормозящее поле, препятствующее попаданию на анод электронов с кинетической энергией, меньшей 0,5 эВ. В этом эксперименте измерялась зависимость анодного тока I (величины, пропорци-

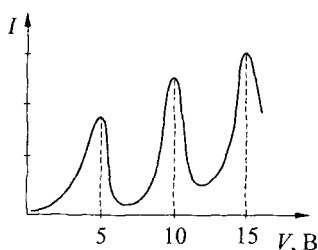


Рис. 3.7. Результат эксперимента Франка и Герца: I — анодный ток, V — разность потенциалов, ускоряющая электроны

ональной числу электронов, попадающих на анод), от напряжения V , ускоряющего электроны.

Результат этого эксперимента, в виде зависимости $I(V)$, приведен на рис. 3.7. Из этого рисунка видны две характерные особенности зависимости $I(V)$:

— в зависимости $I(V)$ наблюдаются четкие максимумы и минимумы;

— максимумы в этой зависимости наблюдаются при величинах ускоряющего напряжения $V = NC$, где N — номер максимума, а C — константа; в данном случае $C \cong 4,9$ эВ.

По мере увеличения величины напряжения V все большее число электронов достигает анода, так что анодный ток возрастает. Однако когда кинетическая энергия электронов становится сравнимой с энергией перехода атома ртути из основного состояния в первое возбужденное, известной из данных атомной спектроскопии и равной $\Delta E_{01} \cong 4,9$ эВ, в результате столкновения ускоренного электрона с атомом ртути электрон теряет свою энергию, а атом переходит в возбужденное состояние. Соответственно часть ускоренных электронов, потерявших энергию на возбуждение атомов, не долетает до анода, что уменьшает анодный ток. При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения этот процесс повторяется, а увеличение анодного тока происходит за счет ускорения тех электронов, которые потеряли энергию в столкновениях с атомами ртути.

Таким образом, результаты опытов Франка и Г. Герца четко показали, что электроны в атоме имеют определенные энергии относительно основного состояния.

Из основных положений классической физики, а конкретно механики Ньютона и кулоновского взаимодействия зарядов, следовало, что электроны, связанные в атоме, находятся на

определенных расстояниях от ядра, т.е. движутся по определенным орбитам. Это было *убедительным экспериментальным подтверждением планетарной модели атома*.

Однако в то же время физикам было ясно, что планетарная модель атома противоречит некоторым основным положениям классической физики. Так, следуя классической электродинамике Максвелла, заряд, движущийся ускоренно, излучает. Это значит, что должен излучать и электрон, вращающийся вокруг ядра. На излучение электрон теряет свою кинетическую энергию. Таким образом, *траектория движения электрона, связанного в атоме кулоновскими силами с атомарным ядром, должна иметь вид не замкнутой орбиты, а спирали, сходящейся к ядру*. Оценки показывают, что электрон с основной орбиты должен “упасть” на ядро за время порядка 10^{-11} с (см. примечание 2.34). Очевидно, что *это предположение совершенно не согласуется с результатами опыта Франка и Герца, а главное, с таким хорошо известным основным свойством атома, как его стабильное существование во времени*.

Другое, не менее серьезное противоречие возникало с давно и хорошо известными экспериментальными данными о спектральном распределении излучения, испускаемого возбужденными атомами и молекулами.

Как уже было сказано выше, в рамках классической физики спектр излучения электрона, вращающегося по орбите вокруг ядра, должен быть *непрерывным*.

Между тем экспериментальные исследования процессов поглощения и испускания излучения атомами показали, что вероятности обоих этих процессов не непрерывно, а дискретно зависят от частоты (длины волны) излучения. В обоих случаях в спектрах поглощения и излучения наблюдаются четкие, узкие линии. При этом еще опыты Бальмера и ряда его последователей, выполненные во второй половине XIX века, показали, что частоты (длины волн) излучения, регистрируемого в виде этих линий, могут быть описаны простыми математическими соотношениями. Так, для простейшего из атомов — атома водорода — типичное соотношение имеет вид: $\omega = \text{const} (1 - 1/n^2)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$

Результаты исследования атомных спектров и их математические обобщения имели огромное значение для всей физики

атома. С фундаментальной точки зрения *результаты этих исследований указывают на отсутствие непрерывного спектра излучения электронов, вращающихся вокруг ядра атома. С прикладной точки зрения эти исследования дали ключ к анализу строения атомов.*

Указанные выше противоречия в начале XX века привлекли внимание многих экспериментаторов и теоретиков, безуспешно пытавшихся найти на них ответ в рамках классической физики. Ответ дал Бор, основываясь на фундаментальных положениях квантовой физики, известных к тому времени, — на существовании квантов действия и энергии Планка (см. § 2.1) и кванта света Эйнштейна (см. § 2.2).

3.1.4. Квантовая модель атома Бора

В 1913 г. Нильс Бор предложил свои знаменитые постулаты и модель атома, с тех пор именуемую *моделью атома Бора*. Эта модель позволила качественно и количественно точно описать атом водорода. *Успех модели атома Бора заключался в априорном предположении о квантовых свойствах атома.* Планетарная модель атома была одной из основ модели атома Бора. Другой основой этой модели были данные атомной спектроскопии, накопленные за вторую половину XIX века.

Бор предположил, что *можно обосновать существование планетарной модели атома и объяснить данные атомной спектроскопии, если отказаться от попыток использования классической физики, принять во внимание квантовые свойства излучения и сделать предположение о наличии квантовых свойств у атома в целом, как у связанной системы.*

В основу своей квантовой модели атома Бор положил два постулата, отражающие экспериментальные данные, но не имевшие в то время каких-либо теоретических обоснований. Вот эти постулаты.

1. *Атом может находиться лишь в определенных, так называемых стационарных состояниях, характеризующихся определенными дискретными значениями его энергии; находясь в этих состояниях, атом не излучает.*

2. *Атом излучает или поглощает излучение лишь при переходах из одного стационарного состояния в другое.*

Энергия кванта при таком переходе описывается следующим соотношением:

$$\hbar\omega = E_i - E_j, \quad (3.2)$$

где $E_{i,j}$ — энергии атома в стационарных состояниях i, j .

Соотношение (3.2) получило в дальнейшем наименование *правила частот Бора*.

В обоих постулатах заложено одно из основных положений квантовой физики — исходное *предположение о дискретном, квантовом характере как энергии атома в возбужденном состоянии, так и энергии излучения, поглощаемого и излучаемого атомом*. Помимо этого, величина энергии кванта $\hbar\omega$ в выражении для правила частот Бора (3.2) содержит постоянную Планка $\hbar$, являющуюся квантом действия. Как видно, в модели атома Бора выполняются оба критерия квантовой природы атома. Действительно, в эксперименте наблюдается дискретный спектр энергий излучения атома, а теоретическое выражение для энергий излучения содержит постоянную Планка $\hbar$.

Сам Бор, комментируя соотношение (3.2), писал по этому поводу:

“...частота излучения ω , испускаемого при таком процессе, не определяется непосредственно движением электрона в атоме, подобно тому как это имеет место в классической электродинамике. Вместо этого частота просто связана с общим количеством энергии, излучаемой во время перехода. Видно, что по существу это утверждение является вполне естественным расширением закона Эйнштейна для фотоэффекта (т. е. для перехода электрона из связанного состояния в атоме в свободное состояние) на переходы электрона между связанными состояниями в атоме”.

Эти два постулата Бор дополнил еще одним постулатом, получившим название *правила квантования орбит* электрона в атоме. Бор постулировал, что электрон может находиться в атоме лишь на таких круговых орбитах, на которых момент импульса электрона $M = r p = r m v$ (где r — радиус орбиты, m — масса электрона, а v — его скорость) имеет дискретные значения, т. е. *квантуется*:

$$M = n\hbar: \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.3)$$

Появление этого постулата — правила квантования орбит — логически обосновано: *если квантуется энергия электрона (3.2), то естественно квантовать и его импульс (3.3).*

В соответствии с данными спектроскопии, основными положениями классической физики и постулатами Бора, принципиальная модель атома получила вид, изображенный на рис. 3.8.

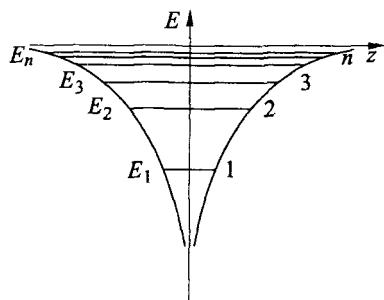


Рис. 3.8 Энергии связанных состояний электрона в кулоновском потенциале атомного ядра: 1 — основное состояние, 2, 3, ... n — возбужденные состояния; E_{1-n} — их энергии

Вклад классической физики в эту модель — кулоновский потенциал ядра, вклад постулатов Бора — дискретные (квантованные) значения энергий связи электрона, вклад спектроскопии — ангармоничный характер спектра этих энергий.

Соотношения (3.2), (3.3) позволили Бору получить аналитические выражения, описывающие такие основные величины, как размер атома (примечание 3.6) и энергия связи электрона, находящегося в основном состоянии атома водорода (примечание 3.7). Результаты расчета этих величин оказались в хорошем согласии с данными эксперимента.

Это был подлинный триумф модели атома Бора.

Однако самым важным следствием появления модели атома Бора было понимание того факта, что атом нельзя описать в рамках классической физики, а необходимо для этого привлечь квантовые понятия как о самой структуре атома, так и о его взаимодействии с излучением. При этом закон Эйнштейна для фотоэффекта (2.9), возникающего тогда, когда энергия поглощаемого фотона превышает энергию связи электрона в атоме, вошел в квантовую модель Бора как вполне логичный предельный случай для процесса возбужде-

ния атома при поглощении им кванта внешнего излучения.

Таким образом, *модель атома Бора показала, что атомы представляют собой элементарную структуру вещества, описание которой в общем случае требует использования квантовой физики.* Причиной, обуславливающей это требование, являются свойства самого атома как физического объекта.

Посмотрим еще раз на все сказанное выше, для того чтобы представить себе основные составляющие модели атома Бора. Эта модель содержит в себе положения классической физики (планетарная модель атома), положения квантовой физики (дискретные энергии стационарных состояний, величины которых определяются постоянной Планка) и априорные постулаты (стационарные состояния, находясь в которых электрон не излучает). Поэтому скорее удивительно, что Бору удалось качественно и количественно описать основные свойства атома водорода, и неудивительно, что это не удалось сделать в случае других атомов, имеющих много связанных электронов.

3.1.5. Заключение

За время, прошедшее после создания Бором квантовой модели атома, развитие квантовой физики и, конкретно, квантовой физики атома привело к созданию полного и всестороннего описания атома. В основе этого прогресса лежат корпускулярно-волновой дуализм свойств частиц, имеющих массу покоя, принцип неопределенности Гейзенберга и принцип запрета Паули.

Исходя из волновых свойств электрона (§ 2.3) и вероятностного характера волн де Бройля (2.3.4) было установлено отсутствие определенных траекторий (в том числе и орбит) для электронов, связанных в атоме. В рамках квантовой механики оказалось возможным рассчитать пространственное распределение вероятности нахождения связанного электрона в атоме. Конкретные примеры результатов таких расчетов приведены на рис. 3.9. Из этого рисунка видно, что области пространства, в которых может находиться связанный электрон, носят характер тора, в центре которого находится ядро атома.

Соотношение неопределенности Гейзенберга для координаты и импульса дало ответ на вопросы, почему электрон не падает на ядро, почему среднее расстояние связанного электрона от ядра атома порядка 10^{-8} см и почему, используя внешнее воздействие, нельзя изменить эту величину (2.5.2.1, 2.5.2.2).

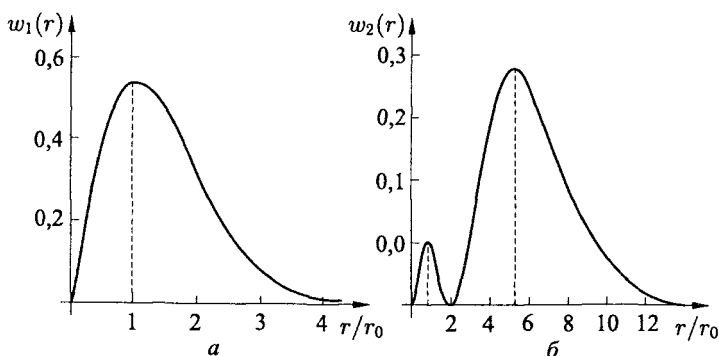


Рис. 3.9. Распределение вероятностей w нахождения электрона в атоме водорода для случаев основного (а) и первого возбужденного (б) состояний

Принцип запрета Паули определил последовательность заполнения электронами внутренних орбит в многоэлектронных атомах, феноменологически известную как таблица Менделеева. Следуя принципу запрета Паули, в фиксированном квантовом состоянии в четырехмерной системе координат (три пространственные координаты плюс время) могут находиться лишь два электрона, имеющие при этом противоположные спины (собственные моменты вращения).

Наконец, развитие квантовой механики и, в первую очередь, уравнения Шредингера (2.6.4), дало возможность детально описать как атомы, находящиеся в стационарном состоянии, так и динамику атомов, взаимодействующих с другими атомарными частицами или излучением.

§ 3.2. Молекулы

3.2.1. Введение

Краткое изложение физики атомов, сделанное в предыдущем параграфе, убедительно показывает, что атомы являются квантовыми объектами. Однако макроскопическое вещество в различных формах существования, как правило, состоит не из атомов, а из молекул, которые, в свою очередь, состоят из нескольких атомов, связанных в молекулу *химическими связями* (примечание 3.8). Следовательно, весьма важным является вопрос о квантовых свойствах молекул.

Число атомов, связанных в молекулу, лежит в пределах от двух до нескольких сотен (и даже тысяч, если принимать во внимание биологические молекулы, например белки). Даже молекулы, состоящие всего из нескольких атомов, имеют различную пространственную структуру. Атомы, составляющие молекулу, могут быть расположены в одной плоскости, а могут представлять собой ту или иную трехмерную систему самой разной геометрии — как в виде длинной нити, так и в виде шара.

Ввиду многообразия типов строения самих молекул, мы в дальнейшем ограничимся рассмотрением наиболее простых среди них, а именно двухатомных молекул. Из этого рассмотрения будет ясно, что основные выводы, сделанные ниже в отношении квантовых свойств двухатомных молекул, должны быть качественно справедливы и для многоатомных молекул.

Однако прежде чем обсуждать квантовые свойства молекул, надо дать ответы на два вопроса, относящиеся к самому факту существования молекул.

Первый вопрос, который возникает при обращении к молекулам: какие силы действуют между атомами и связывают их в молекулу?

Второй вопрос: как соотносятся микроскопические свойства молекулы с микроскопическими свойствами составляющих ее атомов?

Обратимся к кратким ответам на эти вопросы, так как именно на этом пути можно получить обоснованное заключение о квантовых свойствах молекул.

3.2.2. Как атомы образуют молекулу

Сначала обсудим вопрос о силах, обуславливающих наличие химической связи атомов в молекуле. То, что такие силы существуют, априорно ясно из факта существования в природе молекул, связанных из атомов. Наличие таких сил проявляется в том, что *энергия молекулы всегда меньше суммарной энергии атомов, ее составляющих*. Это видно из наличия определенной *энергии диссоциации*, которую надо сообщить молекуле извне, для того чтобы она *диссоциировала* (т. е. распалась) на атомы, ее составляющие. Например, для двухатомных молекул типичные значения энергий диссоциации составляют величину около 4-5 эВ. Эта величина такого же масштаба, как и энергия связи внешнего электрона в атоме.

Какие силы, действующие между атомами, надо принимать во внимание, изучая вопрос о связи атомов в молекулу?

Природа одной из этих сил очевидна. Это *сила притяжения между атомами*, существование которой не вызывает сомнений благодаря возможности наблюдать изолированную молекулу как стабильную микрочастицу.

Природа другой силы также очевидна. Это *сила отталкивания между атомами*, составляющими молекулу, существование которой видно из размера молекул, который не меньше размера составляющих ее атомов.

Действие этих двух противоположных сил и определяет как пространственную конфигурацию молекулы, так и энергию связи атомов, составляющих молекулу.

Если сделать простейшее предположение, что атомы можно моделировать жесткими сферами, а силы притяжения между ними тем больше, чем меньше расстояние между ними, то размер двухатомной молекулы очевидным образом равен удвоенному размеру атомов, ее составляющих. Однако, как мы знаем, модель жесткой сферы плохо соответствует реальному атому из-за волновой природы электронов, связанных в атоме. Поэтому правильнее моделировать атомы не в виде жестких, а в виде мягких сфер, допускающих искажение своих форм при взаимодействии атомов. В этом случае положение границы между атомами размывается, и зависимость потенциальной энергии молекулы от расстояния между составляющими ее атомами приобретает вид, изображенный на рис. 3.10. Глубина потенциальной ямы

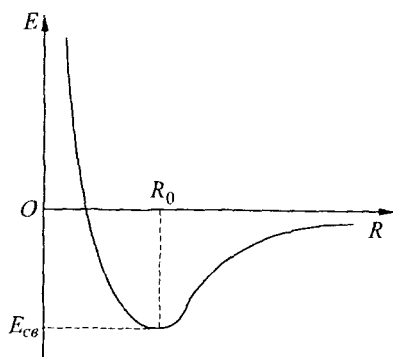


Рис. 3.10. Зависимость потенциальной энергии молекулы E от расстояния R между центрами атомов, ее составляющих; пунктир — случай атомов в виде жестких сфер радиуса R_0

определяет энергию связи атомов в молекуле $E_{\text{св}}$ (именуемую также энергией диссоциации или потенциалом диссоциации молекулы). Численно энергия связи составляет как правило несколько электронвольт. *Равновесное состояние R_0 , соответствующее оптимальному расстоянию между атомами в молекуле, всегда по порядку величины равно размеру свободного атома — 10^{-8} см.* В первом приближении это означает, что *атомы, связываясь в молекулу, остаются неизменными.* Причиной неизменности атомов при их объединении в молекулу очевидным образом является соотношение неопределенности Гейзенберга координата–импульс, о чем уже шла речь выше, в § 2.5.

Неизменность атомов, образующих молекулу, позволяет утверждать, что *молекулы, образованные из атомов, имеют все те же квантовые свойства, которыми обладали составляющие их свободные атомы.* Очень важно, что образование молекул из атомов не нарушает основную черту строения вещества — *основная доля объема пространства, занимаемого молекулой, это пустота, а основная масса вещества, составляющего молекулу (ядра атомов), занимает весьма малую долю объема молекулы.*

Обратимся теперь к вопросу о взаимодействии между атомами, образующими молекулу. Механизм взаимодействия между атомами определяется их исходной структурой. Можно выделить два механизма, реализующиеся наиболее часто.

Первый механизм — это *ионная связь между атомами, образующими молекулу.* Классический пример молекулы, в которой реализуется ионная связь между атомами, — это молекула хлористого натрия (NaCl , молекула поваренной соли). Атом натрия имеет один электрон на внешней оболочке, а у атома хлора не хватает одного электрона (их семь) до заполненной оболочки (т.е. до восьми электронов). При переходе одного электрона от атома натрия к атому хлора у обоих атомов образуются устойчивые, замкнутые оболочки. Энергия, необходимая для перехода этого электрона от натрия к хлору, компенсируется за счет электростатического взаимодействия противоположно заряженных ионов Na^+ и Cl^- по мере их сближения. Сближение ионов ограничено расстоянием между их центрами (порядка 10^{-8} см), на котором кулоновские силы притяжения компенсируются силами отталкивания. Силы отталкивания возникают из-за увеличения энергии связанных электронов, возникающего при их приближении к ядру атома, что следует из соотношения

неопределенности Гейзенберга координата–импульс (см. выше, 2.5.2).

Ионная связь, обусловленная переходом электрона (или нескольких электронов) от одного атома к другому, реализуется для атомов, находящихся в противоположных столбцах таблицы Менделеева (примечание 3.9).

Второй механизм — это так называемая *ковалентная связь между атомами*, образующими молекулу. Такой вид связи характерен для атомов, близких по своим свойствам. Классический пример ковалентной связи — связь двух атомов водорода в молекулу водорода: $H + H = H_2$. С одной стороны, отталкивание двух протонов препятствует образованию молекулы H_2 . С другой стороны, энергия связи каждого из электронов в поле двух протонов больше, чем в поле одного протона, что способствует притяжению атомов и образованию молекулы. При расстоянии между протонами порядка 10^{-8} см силы отталкивания уравниваются силами притяжения, возникают обобществленные электроны (см. рис. 3.12), что и обеспечивает существование молекулы водорода в виде стационарного образования.

Ионная и ковалентная связи между атомами доминируют в случае двухатомных молекул. В случае многоатомных молекул реализуются как вышеуказанные, так и иные типы связи между атомами. (Детальное рассмотрение различных связей между атомами см., например, в книге [32, гл. 7].)

3.2.3. Микроскопическая структура молекул

Рассмотрение процесса связи атомов в молекулу позволяет указать на ряд физических явлений, приводящих к определенным отличиям микроскопической структуры молекулы от структуры образующих ее атомов.

Во-первых, при объединении атомов в молекулу происходит взаимное воздействие электрических полей атомов друг на друга. В результате *энергии связи электронов в молекуле изменяются по сравнению с исходными энергиями в спектрах атомов, составляющих молекулу*. В многоэлектронных атомах этот эффект вполне естественно максимален для внешних электронов и, как правило, пренебрежимо мал для внутренних электронов.

Во-вторых, волновая природа атомов, связанных в молекулу, обуславливает частичное перекрытие исходных распределений

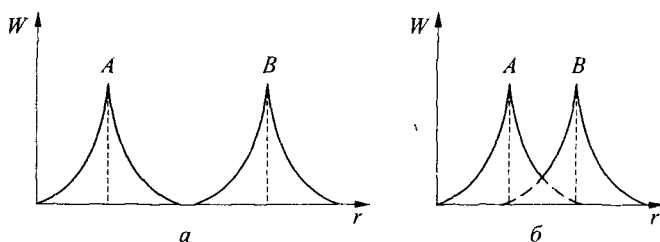


Рис. 3.11. Распределение вероятности нахождения электрона в системе из двух атомов водорода *A* и *B* при большом (*a*) и малом (*б*) расстояниях между атомами

электронов в свободных атомах при сближении атомных ядер, (рис. 3.11). Как следствие этого перекрытия пространственное распределение плотности электронов в молекуле приобретает вид, изображенный на рис. 3.12. Из этого рисунка видно, что

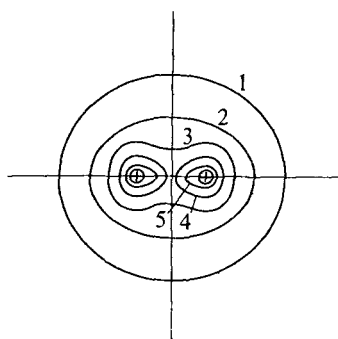


Рис. 3.12. Распределение плотности заряда электронного облака в молекуле водорода; цифры на кривых — значения главных квантовых чисел для соответствующих состояний электрона; + — ядра атомов водорода (протоны)

при образовании молекулы возникают обобществленные электроны, которые нельзя отнести к определенному атому, входящему в состав молекулы. Таким образом, возникает еще одно отличие электронного спектра молекулы от электронных спектров составляющих ее атомов.

В-третьих, никакие молекулы, строго говоря, не имеют сферической симметрии. Асимметрия молекул наиболее ярко выражена для двухатомных молекул, имеющих ось симметрии, на которой расположены ядра атомов, образующих молекулу. Асимметрия молекулы приводит к появлению вращательной степени свободы молекулы как целого образования. Еще одна степень свободы появляется из-за не абсолютно жесткой связи атомов, составляющих молекулу. Это так называемая колебательная степень свободы атомов, составляющих молекулу, относительно друг друга.

Соответственно спектр электронных состояний практически любой молекулы имеет сложную структуру, схематически изоб-

раженную на рис. 3.13 для двух электронных состояний. Надо отметить, что на этом рисунке электронные, колебательные и вращательные состояния приведены совершенно не в масштабе. Как правило, энергии переходов между низко лежащими электронными состояниями имеют тот же масштаб величины, что и в атомах (т.е. несколько электронвольт). При этом энергии переходов между колебательными состояниями примерно на три порядка меньше, а между вращательными состояниями — на три порядка меньше, чем между колебательными состояниями. Следовательно, для их наблюдения требуется применение специальных методов спектроскопии высокого разрешения, а при использовании обычных методов наличие колебательных и вращательных состояний приводит лишь к уширению наблюдаемых электронных состояний.

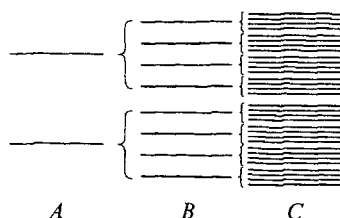


Рис. 3.13. Схематическое изображение части спектра электронных (A), колебательных (B) и вращательных (C) состояний молекулы

Однако все, что сказано выше об отличии микроскопического строения молекул от строения атомов, указывает лишь на количественные различия некоторых квантовых свойств молекул и атомов. Качественно эти квантовые свойства одинаковы.

Еще раз подчеркнем самое главное: *энергии электронов, связанных в молекулах, дискретны (как и в атомах); они квантуются со всеми вытекающими отсюда следствиями.* Спектр энергий электронов, связанных в молекуле, проявляется в спектре частот (длин волн) излучения возбужденных молекул и в спектре частот (длин волн) поглощения молекулой внешнего излучения. Квантовая механика позволяет рассчитать спектры энергий электронов, связанных в молекуле, для молекул любого типа, как двухатомных, так и многоатомных.

Таким образом, молекулы, хотя и являются более сложными состояниями вещества, чем атомы, но проявляют типично квантовые свойства и без сомнений являются объектами квантовой, а не классической физики.

Хорошим примером проявления квантовых свойств молекул является зависимость теплоемкости идеального молекулярного газа от его температуры, рассмотренная ниже, в 3.3.2.

3.2.4. Заключение

В заключение сформулируем два главных вывода, следующие из результатов исследований физики многоатомных молекул.

Во-первых, различные молекулы, состоящие из любого числа атомов, имеющие сколь угодно сложную структуру связи атомов, всегда проявляют качественно те же квантовые свойства, что и рассмотренные выше двухатомные молекулы. Спектр энергий электронов, связанных в сложных молекулах, в любых случаях не непрерывный, а дискретный, *квантованный*.

Во-вторых, электронные спектры сложных молекул в каждом конкретном случае имеют свои количественные особенности, которые с успехом предсказываются *квантовой механикой*.

Читатели, заинтересованные в детальном изучении физики молекул, могут обратиться к монографиям [32, гл. 7, 8] и [33, ч. 1], в которых в простой и ясной форме, достаточно подробно изложена физика молекул.

Содержание двух последних параграфов, посвященных физике атомов (3.1) и физике молекул (3.2), в которых показано, что как атомы, так и молекулы являются принципиально квантовыми объектами, составляет чрезвычайно важный фундамент физики вещества в целом. Действительно, *вещество в любых формах его существования в природе — в форме газа, жидкости, твердого тела — исходно состоит из ансамбля атомов и (или) молекул. В этом ансамбле дискретные элементы вещества остаются практически неизменными в соответствии с соотношением неопределенностей энергия–импульс Гейзенберга*. Эта неизменность дискретных элементов при их объединении в ансамбль дает все основания предполагать, что исходные квантовые свойства дискретных элементов должны проявляться в любых макроскопических формах существования вещества.

§ 3.3. Газы

3.3.1. Введение

Газ — это такое агрегатное состояние вещества, в котором составляющие его микрочастицы практически почти свободны, они хаотически движутся, периодически сталкиваясь друг с другом,

изменяя при этом направление движения и свою кинетическую энергию (примечание 3.10). В дальнейшем мы будем говорить об *идеальных газах*, т. е. о газах, в которых кинетическая энергия микрочастиц существенно превышает энергию взаимодействия между микрочастицами. Это означает, что в первом приближении взаимодействием микрочастиц друг с другом можно пренебречь, полагая их свободными частицами.

Известен ряд конкретных примеров идеального газа, из них два примера детально изучены.

Первый пример — это атомные и молекулярные газы при давлении порядка одной атмосферы и температуре порядка нескольких градусов Цельсия.

Второй пример — ансамбль свободных электронов в металле.

В этом параграфе мы ограничимся рассмотрением первого примера. Второй пример обсуждается ниже, в § 3.5.

Классический подход к описанию газов заключается в использовании основных положений *статистической физики* (примечание 3.11) (см., например, [35, §§ 30–36]).

Во-первых, в рамках статистической физики исходно используются данные о микроскопических свойствах частиц, составляющих данное вещество. Во-вторых, эти данные используются в виде усредненных характеристик макроскопического ансамбля микрочастиц. Справедливость такого подхода вполне очевидна ввиду исключительно большого числа микрочастиц, составляющих газ даже в самом небольшом объеме. (Так, например, 1 см^3 газа при давлении в 1 атм и температуре в 1°C содержит порядка 10^{19} микрочастиц!)

В рамках статистической физики при описании ансамбля микрочастиц, составляющих газ, используются некоторые основные исходные положения классической физики (например, необратимость процессов во времени), различные априорно справедливые законы сохранения (например, закон сохранения энергии в изолированном ансамбле микрочастиц), а также уже упомянутые выше усредненные характеристики состояния микрочастиц (например, температура ансамбля микрочастиц). При этом микрочастицы моделируются точками. При таком методе описания в рамках классической физики удастся получить непротиворечивую картину различных явлений в идеальных газах, согласующуюся с результатами экспериментов. Мы не будем здесь обсуждать эту картину, а обратимся сразу к интересующим

нас квантовым эффектам. (Желающие вспомнить описание идеальных газов в рамках классической физики могут обратиться к любому современному учебнику физики, от учебников для средней школы, например [34], до учебников для университетов, например [7, т. 11, гл. 1].)

3.3.2. Квантовые свойства идеального газа

Обратимся к интересующему нас вопросу: проявляются ли квантовые свойства вещества в том случае, когда это вещество находится в форме идеального газа?

Для получения ответа на этот вопрос рассмотрим результаты экспериментальных и теоретических исследований *теплоемкости* идеального газа.

По определению *теплоемкость* — это количество тепла, поглощаемого телом при его нагревании на один градус. Из этого определения видно, что *теплоемкость* — это интегральная характеристика макроскопического тела.

В качестве конкретного объекта исследований возьмем газообразный водород, представляющий собой при давлении ≈ 1 атм и неэкстремально низкой температуре идеальный газ, состоящий из молекул H_2 .

Из экспериментальных данных (рис. 3.14) видно, что в широкой области изменения температур газа, от комнатной температуры до двух тысяч градусов, теплоемкость лежит в пределах от ≈ 5 кал/моль $\cdot$ град до ≈ 6 кал/моль $\cdot$ град, т. е. почти постоянна. Эта величина теплоемкости соответствует эмпирическому *правилу Дюлонга и Пти*, сформулированному этими физиками на

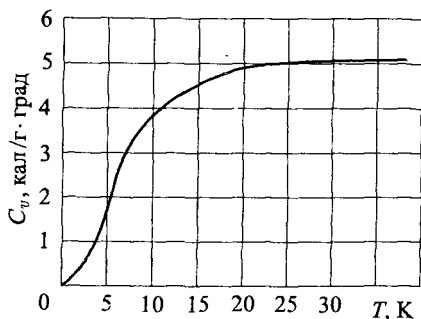


Рис. 3.14. Зависимость теплоемкости C_v газообразного водорода от температуры T ; теплоемкость в единицах кал/г $\cdot$ град.

основе обобщения экспериментальных данных о теплоемкостях различных веществ еще в начале XIX века. Согласно этому правилу *молярные теплоемкости любых веществ имеют величину около 6 кал/(моль · град) и практически не зависят от температуры.*

Однако резкое уменьшение теплоемкости водорода при малых температурах (см. рис. 3.14) совершенно не укладывается в это правило.

Что же следует из основ классической физики для обсуждаемой теплоемкости двухатомной молекулы водорода?

Согласно классической статистической физике на каждую степень свободы микрочастицы приходится кинетическая энергия, равная $(1/2)kT$, где величина k — это постоянная Больцмана (см. примечание 2.6), а величина T — это температура вещества в градусах Кельвина.

Каждая точка, являющаяся моделью атома водорода в молекуле, имеет в трехмерном пространстве три степени свободы. Но атомы связаны в молекуле друг с другом, так что расстояние между ними неизменно. Следовательно, для двухатомной молекулы в целом вместо шести остается лишь пять степеней свободы. Соответственно средняя кинетическая энергия молекулы равна величине $(5/2)kT$. Этой величине соответствует теплоемкость при постоянном объеме: $C_v \approx 5$ кал/(моль · град) (см., например, [35, § 37]). Отсюда видно, что классическая физика дает для величины теплоемкости газообразного водорода при высоких температурах газа примерно то же значение, что и эмпирическое правило Дюлонга–Пти и результаты экспериментов. Но самое главное заключается в том, что *классическая физика указывает на отсутствие зависимости теплоемкости от температуры, что не соответствует экспериментальным данным*, согласно которым при низких температурах водорода теплоемкость уменьшается, стремясь при очень низкой температуре к нулю (рис. 3.14).

Квантовая физика позволила снять это противоречие и полностью описать экспериментальные данные о зависимости теплоемкости от температуры.

Первый и основной шаг сделал Эйнштейн в 1906 г. Исходная идея Эйнштейна заключалась в том, что *внутренняя энергия атомов и молекул не может изменяться непрерывно, а принимает лишь дискретные значения. По сути дела, это*

было распространение квантовой модели Планка (см. выше, § 2.1) на внутреннюю энергию атомарных частиц. В рамках идеи Эйнштейна колебания атомов, составляющих двухатомную молекулу, рассматриваются как колебания *квантового гармонического осциллятора*, имеющего не непрерывный энергетический спектр, как классический осциллятор, а дискретный спектр энергий, описываемый следующим соотношением:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega. \quad (3.4)$$

В этом соотношении $\hbar$ — постоянная Планка, ω — частота колебаний осциллятора, $n = 1, 2, 3, \dots$ — целое число.

Теперь представим, что наш идеальный газ состоит не из двухатомных молекул водорода, а из квантовых осцилляторов, имеющих дискретный спектр энергий (3.4), и поставим мысленный эксперимент, в котором будем изменять температуру газа осцилляторов T и измерять его теплоемкость.

Рассмотрим сначала случай предельно низкой температуры T , когда для энергии тепловых колебаний осциллятора, равной величине kT , выполняется неравенство

$$kT \ll \hbar \omega. \quad (3.5)$$

В этом случае очевидно, что такой малой энергии, как kT , недостаточно, чтобы перевести осциллятор с исходного нулевого уровня энергии $E_0 = (1/2)\hbar\omega$ даже на ближайший первый уровень с энергией $E_1 = (3/2)\hbar\omega$. Действительно, для реализации такого перехода необходима энергия $kT \geq \hbar\omega$. Следовательно, все осцилляторы (т.е. молекулы газа) остаются на нулевом уровне и занимают его до тех пор, пока температура газа мала и сохраняется неравенство (3.5). В этой области температура газа не влияет на его теплоемкость так как, говоря образно, степени свободы молекулы “замерзают”.

При повышении температуры до величины, когда выполняется примерное равенство

$$kT \approx \hbar \omega, \quad (3.6)$$

начинают возбуждаться сначала первый, а затем и последующие уровни осциллятора. Температура $T_x \approx \hbar \omega/k$, соответствующая выполнению примерного равенства (3.6), называется *характеристической температурой* для данного вещества.

При дальнейшем повышении температуры T до величин $T \geq T_x$ колебания молекул существенно определяют теплоемкость газа.

Наконец, при выполнении неравенства, обратного неравенству (3.5),

$$kT \gg \hbar\omega, \quad (3.7)$$

возбуждается очень много энергетических уровней осциллятора, их дискретность становится практически несущественной, и колеблющаяся молекула ведет себя так, как классическая молекула. (Напомним, что чем выше температура, тем лучше выполняется известная теорема классической физики о равномерном распределении энергии по степеням свободы.)

Если теперь одним взглядом окинуть модель двухатомной молекулы в виде квантового осциллятора, то видно, что она качественно описывает приведенную на рис. 3.14 зависимость теплоемкости идеального газа, состоящего из молекул водорода от его температуры. (Описание этой зависимости, доведенное до количественных величин, можно при желании найти в учебнике для университетов [7, т. 2, § 85].)

Итак, рассмотренный пример показывает, что *такая усредненная характеристика газа, т. е. макроскопического ансамбля молекул, как его теплоемкость, зависит от квантовых свойств индивидуальных молекул, составляющих данный газ.*

3.3.3. Заключение

Пример с идеальным газом в виде газа молекул водорода был избран как ввиду его широкой известности, так и ввиду относительной простоты. В квантовой физике получены качественно аналогичные выводы, сделанные при изучении теплоемкостей других идеальных и неидеальных газов. Основной вывод из всей совокупности этих исследований состоит в том, что *степени свободы микрочастицы (атома или молекулы) проявляются не все сразу, а постепенно, по мере увеличения температуры газа.* В частности, помимо рассмотренных выше колебательных степеней свободы, в ряде случаев могут проявляться и вращательные степени свободы, что расширяет и осложняет общий спектр возможных состояний молекулы.

Подводя итог, можно утверждать, что *в ряде конкретных случаев макроскопическое вещество, находящееся в форме газа, проявляет свои квантовые свойства.*

§ 3.4. Жидкости

3.4.1. Введение

Жидкость — это состояние вещества, промежуточное между газообразным и твердым состояниями. В соответствии с этим жидкостям присущи различные свойства, характерные как для газов, так и для твердых тел. Так, по аналогии с газами, жидкости принимают любую внешнюю форму, определяемую формой сосуда, их содержащего. В то же время, по аналогии с твердыми телами, жидкости имеют фиксированный объем, поверхность, отделяющую их от окружающего газа, поверхностное натяжение и определенную прочность на разрыв.

Однако жидкости имеют и уникальные свойства, отличные от свойств газов и твердых тел. Одно из таких свойств — это *текучесть жидкостей*, т.е. свойство деформироваться под действием внешних напряжений (примечание 3.12).

По физической природе жидкости подразделяются на *нормальные* (или чистые), *жидкие кристаллы* и *квантовые жидкости*.

Нормальные жидкости существуют в виде одной жидкой фазы.

Жидкие кристаллы, помимо нормальной жидкой фазы, существуют еще в ряде анизотропных фаз, обуславливающих кристаллические свойства таких жидкостей.

Квантовые жидкости представляют собой такую форму существования жидкого вещества, в которой проявляется ряд специфических свойств, полностью отсутствующих как в нормальных жидкостях, так и в жидких кристаллах. Среди этих свойств — сохранение жидкого состояния при понижении температуры до абсолютного нуля; наличие *сверхтекучести* (т.е. нулевой вязкости); наличие незатухающих колебаний при температуре абсолютного нуля (так называемый *нулевой звук*). Именно эти специфические свойства, противоречащие основным положениям классической физики, реализующимся в случае нормальных жидкостей, выделяют *квантовые жидкости* в особое, квантовое состояние вещества.

Теоретический анализ процессов, приводящих к проявлению таких нетрадиционных свойств у жидкостей, показывает, что

непременным условием их возникновения является равенство волны де Бройля $\lambda_{\text{дБ}}$ для микрочастиц, составляющих жидкость, расстоянию между этими частицами L . Условие $\lambda_{\text{дБ}} \geq L$ достигается лишь при температуре жидкости, близкой к абсолютному нулю, когда абсолютное большинство веществ замерзает и находится в твердом состоянии. Исключение составляет лишь гелий.

Квантовые жидкости — это, конечно, экзотика среди всего многообразия жидкостей, существующих в природе. Недаром квантовых жидкостей всего две. Это жидкости, в которых микрочастицы, их составляющие, — представляют собой два изотопа атома гелия, He^4 и He^3 (примечание 3.13). Однако сам факт существования хотя бы и всего двух, но столь экзотических жидкостей представляет собой существенный интерес для физики.

Кроме того, существует еще ряд явлений, физика которых тесно связана с физикой квантовых жидкостей. Об одном из таких явлений — квантовом газе — уже шла речь в конце предыдущего параграфа. Можно также указать на явление сверхпроводимости (т.е. падения сопротивления до нуля) ряда металлов, в которых при низких температурах возникает эффект сверхтекучести *электронной жидкости* (§ 3.6).

Существует еще целый ряд квантовых явлений, имеющих общие корни с интересующим нас в этом параграфе явлением сверхтекучести квантовой жидкости.

3.4.2. Вязкость и текучесть нормальных жидкостей

Обратимся к интересующему нас явлению *сверхтекучести*, т.е. отсутствию у жидкости вязкости. Отсутствие вязкости качественно противоречит классической физике и представляет собой типично квантовое явление. Начнем с определения терминов *вязкость* и *текучесть* нормальных жидкостей.

Вязкость — это внутреннее трение в жидкостях (и в газах), препятствующее перемещению одной их части относительно другой. Основной закон вязкого течения жидкости был найден еще Ньютоном (в 1687 г.) в следующей форме:

$$F = W(dv/dz)S. \quad (3.8)$$

В формуле (3.8) величина F — это касательная (тангенциальная) сила, вызывающая сдвиг слоев жидкости друг относительно друга, S — площадь, по которой происходит сдвиг, dv/dz —

градиент скорости течения жидкости, т.е. быстрота изменения скорости от одного слоя к другому (скорость сдвига слоев жидкости). Величина W в этой формуле — это *вязкость* жидкости (или *коэффициент динамической вязкости*). Эта величина определяется сопротивлением жидкости смещению ее слоев друг относительно друга.

Вязкость нормальных жидкостей обратно пропорциональна их температуре.

Размерность вязкости в системе СИ — $\text{Па} \cdot \text{с}$ (Па — паскаль, единица давления, с — секунда); в системе СГС — П (П — пуаз); $1\text{П} = 0,1 \text{Па} \cdot \text{с}$.

Вязкости большинства нормальных жидкостей численно различаются слабо. Так, например, вязкость при температуре 20°C : воды $\approx 1,0$, спирта $\approx 1,2$, ртути $\approx 1,5$ (в единицах $10^{-3} \text{Па} \cdot \text{с}$). Однако, например, вязкость глицерина примерно в тысячу раз больше.

Величина $1/W$, обратная вязкости W , называется *текучестью* жидкости.

Вязкость жидкостей измеряется приборами, именуемыми *вискозиметрами*. Принципы их действия и конструкции зависят от конкретных свойств исследуемых жидкостей. Наиболее широко используются так называемые *капиллярные вискозиметры*, в которых измеряется время истечения через калиброванный капилляр определенного количества жидкости под воздействием фиксированного внешнего давления. Имеются и другие многочисленные варианты конструкций подобных приборов, позволяющих измерять вязкость жидкостей в широком диапазоне температур, от нескольких единиц до нескольких тысяч градусов Кельвина.

Молекулярно-кинетическая теория объясняет вязкость газов и жидкостей относительным движением молекул и их взаимодействием друг с другом (см., например, [7, т. 11, § 89]).

3.4.3. Газообразный и жидкий гелий

Существование элемента *гелия* во Вселенной было установлено в 1871 г. англичанином Локьером исходя из результатов анализа спектра излучения, испускаемого атмосферой Солнца. На Земле этот элемент был зарегистрирован впервые (также спектроскопическим методом) англичанином Рамзаем в парах

одного из многочисленных радиоактивных минералов в 1895 г. С тех пор опубликовано много научных работ, посвященных гелию (как газу, так и, в основном, жидкому гелию).

На Земле гелия относительно мало — около 10^{-6} общей массы, а во Вселенной очень много — около 0,2 от общей массы.

Температура перехода газообразного гелия в жидкое состояние (≈ 5 К) является наиболее низкой среди всех газов. *Жидкий гелий — это единственная жидкость, не замерзающая при нормальном давлении при сколь угодно низкой температуре.* Он замерзает лишь при давлении, превышающем 25 атм и температуре менее 2 К.

Образование жидкой фазы в газообразном гелии впервые было обнаружено Каммерлинг-Оннесом в 1908 г. Он использовал принципиально тот же метод охлаждения газообразного гелия, что и многие другие исследователи, работавшие в начале XX века. Охлажденный и сжатый до большого внутреннего давления газообразный гелий выпускался в камеру, откачанную до высокого вакуума. Таким образом, в данном случае охлаждение гелия происходило при его быстром расширении за счет *эффекта Джоуля–Томсона* (примечание 3.14). Высокое давление сжатого гелия (около 100 атм), низкая температура сжатого газа (около температуры жидкого водорода ≈ 5 К) и тщательная очистка газообразного гелия от примесей позволили Каммерлинг-Оннесу обнаружить в камере образование тумана из мельчайших капель жидкого гелия.

В дальнейшем усовершенствование этого метода и развитие ряда других позволили получать макроскопические количества жидкого гелия и тем самым проводить исследования его свойств.

На пути прогресса в разработке методов получения жидкого гелия отметим лишь ожижитель газообразного гелия, сконструированный и построенный в 1934 г. Капицей. Этот ожижитель отличался от всех предыдущих тем, что не требовал жидкого водорода для охлаждения гелия, что упрощало, удешевляло и существенно увеличивало производительность установки. Процесс охлаждения гелия носил ступенчатый характер. Для охлаждения газообразного гелия использовался жидкий азот. Охлажденный газ при высоком давлении давил на поршень детандера, перемещал его в цилиндре и тем самым, совершая эту работу, дополнительно охлаждался. Производительность этого ожижителя с детандером по тем временам была весьма велика, она состав-

ляла около 2 литров гелия в час. Температура жидкого гелия при этом имела величину от 10 до 5 К. Жидкий гелий мог быть слит из ожижителя через кран в сосуд Дьюара. Конструкция ожижителя Капицы была в дальнейшем повторена с некоторыми усовершенствованиями в ряде научных лабораторий Европы и Америки.

Для получения сверхнизких температур, меньших 5 К, Камерлинг-Оннесом был разработан метод уменьшения давления паров гелия над объемом жидкости. Исследования показали, что, например, при понижении давления паров в тысячу раз, от 10 до 0,01 мм рт. ст., температура гелия уменьшалась от ≈ 2 до ≈ 1 К.

Измерение температуры жидкого гелия производится, как правило, путем измерения давления пара над жидкостью.

Криогенная техника, используемая для получения, хранения, фиксации параметров и исследования жидкого гелия, отличается большой сложностью. Поэтому каждая исследовательская установка, в особенности с рекордными значениями тех или иных параметров, является уникальной ценностью создавшего ее коллектива исследователей. Криогенная техника, созданная в основном в первой половине XX века, детально представлена в монографии [36], прекрасно написанной профессором Кеезом, одним из корифеев физики низких температур, открывшим существование твердого гелия. Некоторые данные, полученные в последнее время, приведены в монографии [37].

3.4.4. Сверхтекучесть жидкого гелия

На первой стадии исследования свойств жидкого гелия дали различные результаты, в целом укладывавшиеся в рамки молекулярно-кинетической теории и статистической физики. Обе эти взаимосвязанные главы классической физики к концу XIX — началу XX века приобрели в основном законченный характер и позволили объяснить в том числе и широкий круг вопросов физики газов и жидкостей. Что касается интересующего нас жидкого гелия, то на первой стадии исследования были ограничены в основном температурами, превышающими 5 К.

Первые детальные исследования свойств жидкого гелия при сверхнизких температурах, меньших 5 К, были выполнены Камерлинг-Оннесом и Кеезом в 20–30 годах XX века. (Здесь

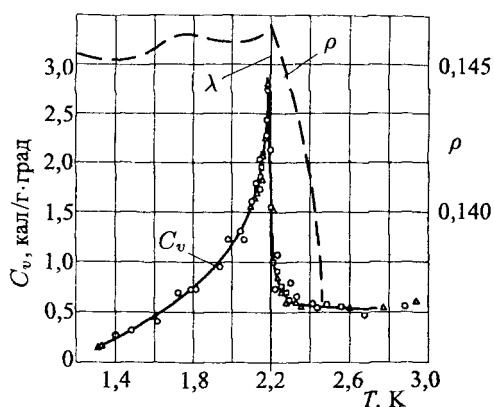


Рис. 3.15. Зависимость плотности ρ и теплоемкости C_v жидкого гелия от температуры; теплоемкость приведена в единицах кал/(г·град)

и всюду далее речь пойдет о жидком He^4 .) При этом были обнаружены совершенно неожиданные и очень важные факты, качественно не укладывавшиеся в рамки классической физики.

Так, Камерлинг-Оннес, измеряя зависимость плотности жидкого гелия от его температуры, обнаружил, что плотность, как и следует из законов классической физики, возрастает при охлаждении жидкого гелия, однако это возрастание наблюдается лишь до температуры $\approx 2,2$ К. При *меньших температурах плотность остается практически неизменной* (рис. 3.15). Такое резкое изменение зависимости плотности от температуры могло быть объяснено лишь возникновением фазового перехода в веществе при указанной температуре. В дальнейшем было выяснено, что этот фазовый переход заключался в появлении в жидком гелии определенной доли жидкости, находящейся в другом состоянии. Таким образом, при температурах, меньших 2,2 К, жидкий гелий, называемый в этом случае гелием-II, представляет собой смесь двух жидкостей — исходного жидкого гелия (He-I) и жидкого гелия, имеющего другие свойства, например плотность, не зависящую от температуры. По мере уменьшения температуры доля этой новой фазы увеличивается, и при температурах около 1 К она полностью доминирует.

Следующее весьма важное открытие было сделано Кеезомом. Он исследовал зависимость теплоемкости жидкого гелия от его температуры и обнаружил, что эта зависимость имеет резкий максимум при той же температуре $\approx 2,2$ К (рис. 3.15).

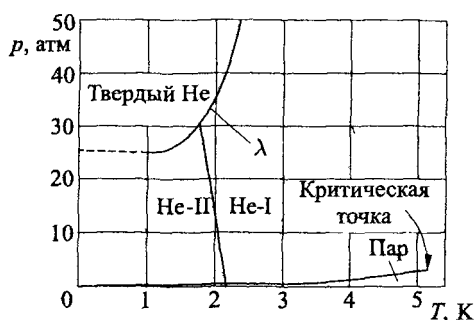


Рис. 3.16. P - T -диаграмма для гелия; λ -линия — граница областей существования двух фаз жидкого гелия: He-I и He-II

Эта точка, соответствующая максимуму теплоемкости (получившая название λ -точки), при повышении давления в жидком гелии сдвигается в область еще более низких температур. Возникающая таким образом λ -линия пересекается с кривой плавления для гелия при температуре $\approx 1,8$ К (рис. 3.16). Таким образом, λ -линия разделяет область существования жидкой фазы гелия на две части, получившие названия гелий-I и гелий-II (рис. 3.16).

Это заключение о существовании двух фаз жидкого гелия было столь удивительным, что тот же Кеезом провел дополнительно специальные исследования свойств He-I и He-II, используя рентгеновские лучи. Характер рассеяния рентгеновских лучей гелием, зарегистрированный на рентгенограммах, подтвердил, что в обоих случаях гелий является жидкостью. Никаких следов образования кристаллов гелия, т. е. частичного перехода гелия в твердую фазу, не было обнаружено.

Вполне естественно, что столь удивительные свойства жидкого гелия обратили на себя внимание многих физиков и способствовали расширению фронта исследований.

К исследованиям зависимости вязкости гелия от температуры, меньшей 5 К, обратились практически одновременно и независимо Капица, а также Аллен и Майзнер. Метод измерений вязкости жидкого гелия был в принципе одинаков — вязкость измерялась по изменению давления в жидкости, протекавшей по узкому каналу. В экспериментах Капицы жидкий гелий протекал через узкую (≈ 1 мк) щель между двумя специально отполированными плоскими стеклами. В эксперименте Аллена и Майзнера жидкий гелий протекал по капилляру, диаметр которого мог изменяться от нескольких микрон до нескольких десятков микрон.

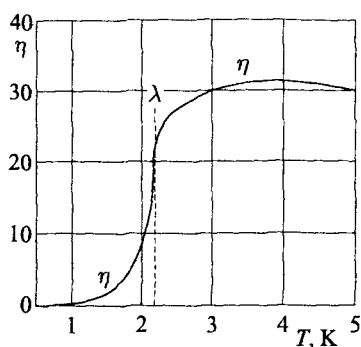


Рис. 3.17. Зависимость вязкости жидкого гелия от его температуры; абсолютная величина вязкости приведена в микропуазах

Результаты обоих опытов были поразительны. При температурах, превышающих λ -границу, вязкость слабо зависела от температуры и составляла величину около нескольких пуаз (см. выше, 3.4.2). При температурах, меньших λ -границы, вязкость сразу резко падала и при температуре около 1 К становилась трудно измеримой, так как имела величину $< 10^{-11}$ пуаз (рис. 3.17).

Помимо этих основных результатов, наблюдались и другие эффекты, указывающие на экстремально малую вязкость жидкого гелия при сверхнизких температурах. Так, например, ставились опыты, в которых наблюдался процесс протекания жидкого гелия через трубки малого диаметра, плотно заполненные очень мелким стеклянным песком. Если жидкий гелий при температуре выше λ -точки практически через такую трубку не протекал, то при температуре ниже λ -точки протекал со скоростью, мало отличной от того случая, когда в трубке песка не было. Другие опыты заключались в сопоставлении скоростей протекания жидкого гелия, имеющего температуру ниже λ -точки, через капилляры различного диаметра. Оказалось, что скорость протекания существенно от диаметра капилляра не зависит.

В последующие годы Капица провел многочисленные эксперименты, показавшие, что численные значения вязкости жидкого гелия, полученные при предельно низких температурах ≈ 1 К из результатов первых экспериментов, существенно завышены по отношению к истинной вязкости, которая значительно меньше [38].

Главный результат всех этих экспериментов состоит в том, что *вязкость жидкого гелия при температурах меньше λ -точки исчезающе мала*. Именно это и дало Капице основание ввести термин *сверхтекучесть* для жидкого гелия. (Краткое, но весьма информативное изложение результатов исследований явления сверхтекучести жидкого гелия содержится в книге [37, гл. 7].)

Жидкость, не имеющая вязкости, очевидным образом не соответствует основным положениям классической физики. Однако этого недостаточно, чтобы утверждать, что сверхтекучесть является квантовым явлением. Очевидным аргументом в пользу утверждения о квантовой природе жидкого гелия является результат сопоставления длины волны де Бройля λ_{dB} для атома гелия с расстоянием между атомами L в жидком гелии, находящемся при температуре около 1 К. Соответствующие оценки (в основе которых лежит соотношение (2.20) для длины волны де Бройля) показывают, что в таких условиях выполняется неравенство $\lambda_{dB} \geq L$. Это означает, что жидкий гелий является объектом не классической, а квантовой физики.

После того как сделано это утверждение, сразу возникает очевидный вопрос: а почему не наблюдается сверхтекучесть других жидких газов, например жидкого водорода? Действительно, масса атома Н меньше массы атома Не, значит, в соответствии с формулой для волны де Бройля (2.20), при равных температурах λ_{dB} больше для атома Н, чем для атома Не, так что указанное выше неравенство для молекул водорода тоже выполняется. Физика дает такой ответ на этот вопрос: указанное неравенство является лишь необходимым условием для возникновения сверхтекучести. Помимо него существуют и другие условия, выполнение которых необходимо. Конкретно в данном случае водород при указанной выше температуре уже не жидкий, а твердый. Такое различие между гелием и водородом обусловлено различием во взаимодействии между атомами: взаимодействие между атомами водорода существенно превышает взаимодействие между атомами гелия.

На микроскопическом уровне объяснение явления сверхтекучести также следует из данных о квантовом состоянии вещества при температуре около абсолютного нуля. Как теория, так и современные эксперименты показывают, что в таких условиях возникает явление *бозе-эйнштейновской конденсации вещества*

(примечание 3.15) [39, 40]. Конденсат состоит из микрочастиц (атомов, молекул), находящихся в основном состоянии, с нулевой энергией, т. е. практически неподвижных. Между тем возникновение трения всегда связано с движением микрочастиц, в том числе и друг относительно друга. При абсолютном нуле, когда микрочастицы не двигаются, в веществе не возникает трения между ними. Так как энергия квантуется, то такие условия выполняются не только при абсолютном нуле, а также в некоторой области температур, близких к абсолютному нулю. Действительно, для существования микрочастиц, имеющих определенную кинетическую энергию, необходимо, чтобы они из основного состояния перешли в первые возбужденные состояния, поглотив от одного до нескольких квантов. Эти несколько квантов и составляют ширину той области энергий (температур), в которой микрочастицы в основном неподвижны и тем самым между ними нет трения, т. е. нет вязкости, жидкость является сверхтекучей.

Квантовая гидродинамика жидкого гелия, созданная Ландау в 1956 г., позволила количественно описать все экспериментальные факты, относящиеся к динамике двухкомпонентного жидкого гелия.

Заканчивая этот раздел, еще раз напомним, что все, что говорилось выше, относится к жидкому He^4 . Относительно недавно явление сверхтекучести было обнаружено и в жидком He^3 . Физика этого процесса, однако, в ряде пунктов существенно отличается от физики процесса сверхтекучести He^4 . Тем не менее исходное положение об определяющей роли процесса бозе-эйнштейновской конденсации остается и в этом случае.

Таким образом, *существование явления сверхтекучести жидкого гелия показывает, что жидкость, как макроскопическая форма состояния вещества, в определенных условиях проявляет присущие ей квантовые свойства.*

3.4.5. Заключение

В начале этого параграфа, посвященного квантовым свойствам жидкостей, уже говорилось, что квантовое явление сверхтекучести наблюдается лишь у одной жидкости — жидкого гелия, — а потому весьма экзотично. Если подходить формально, то это утверждение полностью справедливо — да, сверхтекучая жидкость лишь одна из всего многообразия жидкостей. Если

подходить по существу, то помимо сверхтекучести существует еще ряд различных квантовых явлений в веществе, находящемся в форме газа или жидкости, в физике которых есть много общего. Это *квантовые газы*, о которых шла речь в 3.3.3, это явление *сверхпроводимости* металлов, на которое можно смотреть как на сверхтекучесть электронной жидкости в проводниках (см. ниже, § 3.6), это *бозе–эйнштейновский конденсат*, новое состояние вещества, состоящего при сверхнизких температурах из атомов, находящихся лишь в основном состоянии [39, 40].

Сейчас наблюдаются экспериментально или предсказаны теоретически еще несколько квантовых явлений в макроскопическом веществе, находящемся в форме газа, жидкости и твердого тела. Как указанные выше, так и эти квантовые явления объединены и формально, и по существу одним — все они имеют место или могут проявиться при экстремально низкой температуре, близкой к абсолютному нулю. Поэтому если смотреть на эти явления как на *физику вещества при сверхнизких температурах*, то рассмотренное выше явление сверхтекучести жидкого гелия представится не экзотикой, а одним из ряда квантовых явлений в макроскопическом веществе.

§ 3.5. Кристаллы

3.5.1. Введение

Кристаллическая форма вещества является одной из двух форм существования *твердого тела*. Другая форма — *аморфное* (или *стеклообразное*) состояние вещества. Между кристаллической и аморфной формами существования твердого тела имеется принципиальное различие — мера упорядоченности расположения микрочастиц (атомов, молекул), образующих вещество. В кристаллах реализуется *дальний порядок* в расположении образующих кристалл микрочастиц — упорядоченность на расстояниях, *гораздо больших, чем межатомное расстояние* (примечание 3.16). В аморфных телах реализуется *ближний порядок*, т. е. определенная закономерность в расположении микрочастиц лишь на межатомных расстояниях. При этом *среднее расстояние между микрочастицами как в кристалле, так и в аморфном твердом теле практически одинаково* — оно

примерно равно размеру микрочастиц, составляющих данное вещество.

В Природе подавляющее большинство твердых тел находится в кристаллической форме. Именно дальний порядок расположения микрочастиц в кристаллах определяет их многочисленные ценные свойства, широко используемые в науке, технике и повседневной жизни людей.

Вещество, находящееся в кристаллической форме существования, может представлять собой *монокристалл*, во всем объеме которого реализован *дальний порядок* в расположении атомарных частиц. Размер монокристалла может быть различным, от нескольких сантиметров до долей миллиметра. Соответственно, любая мельчайшая песчинка как целое представляет собой монокристалл, в котором реализуется дальний порядок в расположении составляющих его атомарных частиц и имеется определенная ориентация слоев микрочастиц, образующих кристалл, т. е. его *кристаллографических осей*. Легко оценить, что в такой песчинке находятся миллионы микрочастиц. Соседняя песчинка того же твердого тела — тоже монокристалл, однако, как правило, отличающийся от первой песчинки ориентацией кристаллографических осей в пространстве. Вся совокупность многих песчинок, образующих твердое тело в целом, представляет собой *поликристалл*. Большой поликристалл, состоящий из огромного числа маленьких монокристаллов, — это типичная форма кристаллического состояния твердого тела. Монокристаллы макроскопических (сантиметровых) размеров изредка образуются в природе (например, *исландский шпат*), а также могут выращиваться в лабораториях (например, *рубин*). Однако в обоих случаях это редкие объекты по сравнению с поликристаллами.

Обратимся к некоторым основным свойствам кристаллов, знание которых необходимо для выяснения квантовой природы твердых тел.

3.5.2. Строение и основные свойства кристаллов

Первый вопрос, на который необходимо дать ответ: каковы основные физические причины, приводящие к образованию кристаллов из микрочастиц — атомов или молекул?

Во всех случаях, известных физике, причиной, обуславливающей связь мелких микрочастиц в более крупные — нуклонов

в ядро, ядра и электронов в атом, атомов в молекулу, — является *уменьшение энергии при объединении микрочастиц*. Аналогичная причина обуславливает и образование кристаллов из ряда атомов, ионов, молекул.

Одной из причин, приводящих к образованию кристаллов, является *ван-дер-ваальсова сила притяжения нейтральных молекул друг к другу*. Возникновение ван-дер-ваальсовой силы обусловлено отсутствием центральной симметрии в пространственном распределении положительных и отрицательных зарядов в молекулах. Простейший пример — двухатомные молекулы, имеющие ось симметрии. При объединении таких молекул они всегда могут расположиться в пространстве так, что притяжение разноименных зарядов будет больше, чем отталкивание одноименных. Сила притяжения, возникающая при этом между молекулами, именуется *ван-дер-ваальсовой силой* (примечание 3.17).

Помимо ван-дер-ваальсовой связи между молекулами могут возникать также и более сильные связи — *ионная и ковалентная*, которые возникают между атомами, образующими молекулу.

Типичный пример кристаллов с ионной связью — это кристаллы, содержащие щелочные атомы и галогены, например NaCl, KI и др. Природа связи в подобных кристаллах аналогична природе связи в молекулах, это кулоновское притяжение ионов. Решетка кристалла NaCl изображена на рис. 3.18, из которого

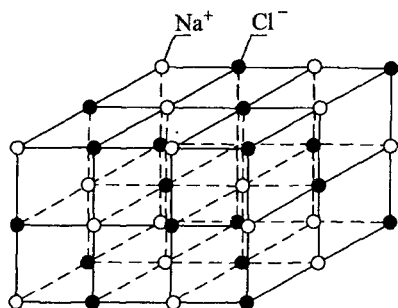


Рис. 3.18. Гранецентрированная структура кристалла NaCl. каждый ион Na^+ (светлый кружок) окружен шестью ионами Cl^- (черными кружками); энергия связи кристалла в расчете на пару ионов (Na^+ и Cl^-) в 1,5 раза превышает энергию связи молекулы NaCl

видно, что каждый ион Na^+ окружен в пространстве шестью ближайшими соседями — ионами Cl^- и соответственно сильно притягивается к ним. При этом расстояния между ионами определяются их радиусами.

В кристаллах, связанных ковалентной связью, связь между атомами аналогична ковалентной связи атомов в молекулах (см. выше, 3.3.2).

Наконец, в кристаллах реализуется еще один вид связи — так называемая *металлическая связь* (см. выше, § 3.5).

Симметрия кристалла того или иного типа определяется физическими свойствами составляющих его микрочастиц. При этом максимальная степень симметрии кристалла не означает минимума величины потенциальной энергии кристалла — выгодна наиболее плотная упаковка элементов, из которых состоит кристалл. Таким образом, *кубическая решетка* (рис. 3.19, а),

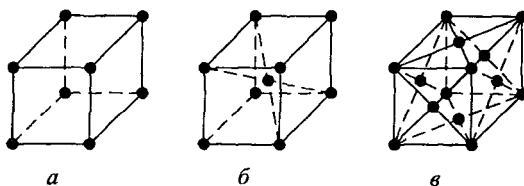


Рис. 3.19. Различные модификации решеток кубической структуры: а — простая, б — объемо-центрированная, в — гранецентрированная

обладающая наиболее высокой симметрией, неоптимальна с точки зрения плотности упаковки атомов.

В *объемо-центрированной решетке* (рис. 3.19, б) атомы упакованы более плотно, чем в кубической, а в *гранецентрированной решетке* (рис. 3.19, в) атомы упакованы еще плотнее.

Последнее, что надо отметить: взаимодействие атомов или молекул, образующих кристалл, нарушает лишь их внешнюю электронную оболочку, но внутренние оболочки остаются неизменными. Это означает, что в основном *структура микрочастиц, образующих кристалл, остается той же квантовой структурой, которая присуща исходным свободным микрочастицам. Именно это обстоятельство обуславливает квантовую природу кристаллов. И тем самым твердых тел, имеющих поликристаллическую структуру.*

3.5.3. Туннелирование электронов через потенциальные барьеры в кристалле

Как хорошо известно, в кристаллах, помимо электронов, связанных в кристаллической решетке, всегда имеются и свободные электроны. В кристаллах с металлической связью атомов, составляющих основу металлов, эти свободные электроны составляют ток проводимости, находящий исключительно широкое применение в науке, технике и в повседневной жизни людей. Весьма важно, как для физики твердого тела, так и для практики, что перемещение свободных электронов в кристаллической среде описывается законами квантовой физики. Обратимся к этому интересному вопросу.

На рис. 3.20 приведена типичная модель кристалла в виде одномерного потенциального поля, возникающего при линейном периодическом распределении атомов. Каждому атому соответствует определенный потенциальный барьер. (Очевидно, что любое реальное распределение отличается от этого модельного распределения лишь тем, что первое — не одномерное, а трехмерное.) Свободные электроны в кристалле, при их кинетической

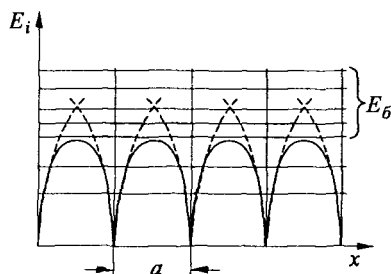


Рис. 3.20. Схема потенциальных энергетических барьеров в кристалле; a — межатомное расстояние; E_b — высота энергетического барьера; E_i — энергия связи электрона в кристалле

энергии $E_{e, \text{кин}} \leq E_b$, где E_b — высота потенциального барьера, локализованы в областях, расположенных между потенциальными барьерами. Высота этих барьеров определяется величиной энергии связи электрона на внешней орбите в атоме (молекуле), т.е. составляет величину в несколько электронвольт. В рамках классической физики потенциальные барьеры для электронов с энергией $E_{e, \text{кин}} < E_b$ непроницаемы; такие “медленные” электроны не могут покинуть потенциальную яму, в которой

они исходно находились между барьерами. Следовательно, как электронная проводимость кристалла, так и его взаимодействие с внешним излучением должны определяться лишь теми “быстрыми” электронами, кинетические энергии которых больше высоты барьеров, а потому они могут распространяться в кристалле.

Между тем эксперимент показывает, что заключение, сделанное выше в рамках классической физики, несправедливо. “Медленные” электроны распространяются в кристалле под действием внешнего поля и взаимодействуют с излучением. Эти экспериментальные данные находят объяснение в рамках квантовой физики.

Действительно, волновая природа частиц, в данном случае электронов, позволяет им проходить (*туннелировать*) через потенциальный барьер (примечание 3.18). Вероятность *туннелирования электрона через барьер* зависит от ширины барьера и длины волны де Бройля электрона. В интересующих нас условиях это величины одного масштаба: как расстояние между атомами в кристалле, так и длина волны де Бройля для “медленного” электрона порядка 10^{-8} см, т.е. порядка размера атома. Так что электрон, находящийся в потенциальной яме и имеющий примерно ту же кинетическую энергию, что и электрон, связанный в атоме, может туннелировать через барьер. Как эксперимент, так и расчеты, выполняемые в рамках квантовой механики, показывают, что полная вероятность туннелирования электрона через потенциальный барьер достигает единицы за время, измеряемое миллисекундами.

Туннельный эффект является чисто квантовым эффектом, не имеющим аналога в классической физике.

Таким образом, процесс туннелирования “медленных” электронов через потенциальные барьеры в кристалле показывает, что *кристалл, как макроскопическая структура вещества, проявляет свою квантовую природу.*

3.5.4. Заключение

В начале этого параграфа уже отмечалось, что кристаллы представляют собой наиболее широко распространенную форму существования твердых тел. Поэтому различные явления, указывающие на квантовую природу кристаллов, указывают и на квантовую природу твердых тел.

Действительно, если просмотреть любой современный учебник, посвященный физике твердого тела, то сразу становится ясно, что физика твердого тела — это в основном квантовая физика.

Общее представление о физике твердого тела читатель может получить из книги [41]. Эта книга написана достаточно просто, но охватывает при этом практически все наиболее существенные вопросы физики твердого тела.

§ 3.6. Проводники, полупроводники и изоляторы

3.6.1. Введение

Квантовая природа твердых тел четко проявляется в их подразделении на *проводники, полупроводники и изоляторы*. В случае твердых тел, как и в рассмотренных выше случаях молекул и кристаллов, квантовая природа указанных веществ проявляется в их макроскопических характеристиках.

Хорошо известны основные свойства вещества в указанных трех формах его существования. *Основное свойство проводников — их малое сопротивление, т. е. высокая электропроводность, лежащая в интервале $10^6 \div 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$* . Проводники — это металлы и их сплавы. *Основное свойство изоляторов — их большое сопротивление, т. е. низкая электропроводность, лежащая в интервале $10^{-10} \div 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$* . Изоляторы — это, как правило, диэлектрики. Электропроводность полупроводников лежит примерно в середине между этими интервалами. Объяснение природы этих общеизвестных свойств вещества, классифицированных выше на языке классической физики, требует, однако, обращения к квантовой физике. На самом деле, эти макроскопические свойства твердых тел являются проявлением их различных квантовых свойств на микроскопическом, атомном уровне. Обратимся к рассмотрению этих микроскопических свойств твердых тел на примере свойств кристаллов, их составляющих.

3.6.2. Металлическая связь атомов в кристаллах

В предыдущем параграфе были кратко рассмотрены два типа связи атомов в кристалле — ионная и ковалентная. Эти две связи качественно аналогичны соответствующим связям атомов в молекуле (см. § 3.2). В этом параграфе мы обратимся к третьему виду связи — так называемой *металлической связи*, реализующейся лишь в кристаллах.

В качестве примера рассмотрим данные о пространственном распределении электронов в так называемых *щелочных атомах*, расположенных в колонке Ia таблицы Менделеева. У этих атомов на последней (внешней) оболочке имеется всего по одному электрону. На рис. 3.21 приведены распределения

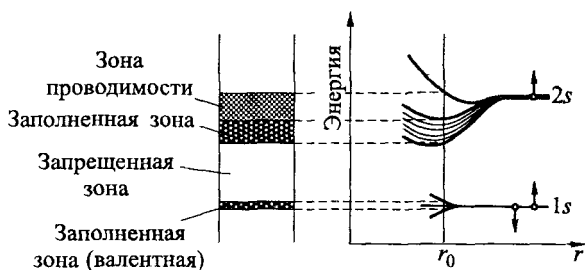


Рис. 3.21. Образование зонной структуры из исходных одиночных электронных уровней $1s$ и $2s$ в атоме лития; r_0 — расстояние, до которого сближаются атомы; двойная штриховка — валентная (полностью заполненная) зона; одинарная штриховка — зона проводимости (не полностью заполненная зона); без штриховки между этими зонами — запрещенная зона

электронов в атоме лития. Электрон, находящийся в состоянии $2s$, в среднем находится в пять раз дальше от ядра атома, чем электроны в $1s$ -состоянии. При этом ширина распределения уровней $2s$ электронов по энергии превышает ширину распределения уровней $1s$ электронов (примечание 3.19). Таким образом, при сближении атомов в процессе образования кристалла до соприкосновения оболочек $1s$ электронов, $2s$ электроны оказываются ближе к “чужому” атому, чем к “своему”. Это приводит к слиянию верхних частей соседних потенциальных ям в общую для всего кристалла область, в которой оказываются “обобществленные” $2s$ электроны, не связанные с родительскими атомами и принадлежащие всему кристаллу (см. выше, рис. 3.20).

Качественное отличие этих обобществленных электронов от всех других электронов, локализованных в потенциальных ямах отдельных атомов, вполне очевидно. Обобществленные электроны являются *свободными электронами*, для которых нет препятствий при их перемещении по кристаллу.

Свободные электроны, появившиеся в процессе образования кристалла из атомов, представляют собой так называемый *электронный газ*, т. е. ансамбль электронов, имеющих ряд общих свойств. Этот электронный газ отличается от реального газа как характером движения электронов, так и распределением их по энергиям, имеющим в обоих случаях квантовый характер. Именно по этой причине электронный газ в металле и относят к *квантовым газам*.

При этом как характер движения, так и энергии внутренних электронов, локализованных в потенциальных ямах, практически остаются неизменными.

Выше в качестве конкретного примера были приведены атомы лития, но все описанные явления, приводящие к образованию газа свободных электронов, остаются качественно аналогичными для любых атомов, имеющих небольшое число электронов на внешней оболочке, ввиду больших ширин распределений волновых функций у внешних электронов.

3.6.3. Зонная модель твердых тел

Любой макроскопический кристалл содержит очень много атомов. Это величина порядка числа Авогадро (т. е. $\approx 10^{23}$), если речь идет о грамм-атоме вещества. Взаимодействие атомов со своими соседями, о котором говорилось выше, приводит к расщеплению энергетического уровня, занятого свободными электронами, на $N \sim 10^{23}$ подуровней, перекрывающихся друг с другом и составляющих *разрешенную зону энергий обобществленных электронов*. Разрешенных зон может быть и несколько, в зависимости от структуры исходного спектра атомов, образующих кристалл, и степени сближения атомов в кристалле друг с другом, а также от конкретной геометрии кристаллической решетки.

Разрешенные зоны разделяются *запрещенными зонами* (рис. 3.22), в которых нет свободных электронов.

Образование зонной структуры кристалла из энергетических уровней составляющих его микрочастиц происходит во всех

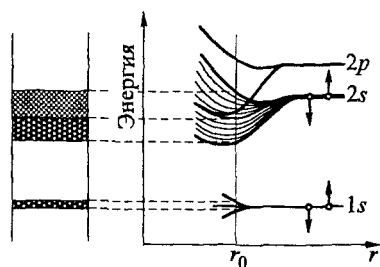


Рис. 3.22. Энергетические зоны в кристалле бериллия; обозначения те же, что и на рис. 3.21

кристаллах, вне зависимости от типа частиц, образующих кристаллическую решетку. Зонные структуры различных кристаллов отличаются друг от друга лишь расположением зон на шкале энергий и заполнением зон электронами.

Характер заполнения зон обобществленными электронами определяет макроскопические свойства кристалла и твердого тела, состоящего из данных кристаллов.

Число электронов, которые могут находиться в зоне, строго ограничено сверху. В соответствии с *принципом запрета Паули* это число не может быть больше чем $2N$, так как на каждом подуровне могут находиться лишь два электрона, имеющие противоположные *спины* (см. выше, 3.1.2).

Если число электронов в зоне равно $2N$, то такая зона является полностью заполненной электронами. В такой зоне, хотя все электроны свободны, не может возникнуть никакого преимущественного направления движения электронов, представляющего собой электрический ток. Уже обсуждавшийся выше кристалл из атомов лития демонстрирует это утверждение на примере $1S$ состояния электронов. Действительно, в каждом атоме лития есть два $1S$ состояния, которые заняты электронами с противоположно направленными спинами. Соответственно в зоне $1S$ в N атомах число электронов равно величине $2N$, т. е. эта зона полностью заполнена.

Для возникновения направленного тока электронов необходимо, чтобы зона была лишь частично заполнена электронами. Уже обсуждавшийся выше пример кристалла из атомов лития показывает, что такая ситуация возникает в зоне $2S$, которая заполнена

лишь наполовину. В этой зоне существует $2N$ состояний $2S$, но у каждого из N атомов имеется всего один $2S$ электрон. Таким образом, половина состояний $2S$ в ансамбле обобществленных электронов свободна. Следовательно, эта зона является *зоной проводимости*, в которой имеются все необходимые условия для протекания электрического тока.

Обратимся теперь к *изоляторам*.

Начнем с рассмотрения структуры зон изолятора. Сделаем это опять на конкретном примере (в данном случае на примере кристалла NaCl). На рис. 3.23 приведены необходимые данные

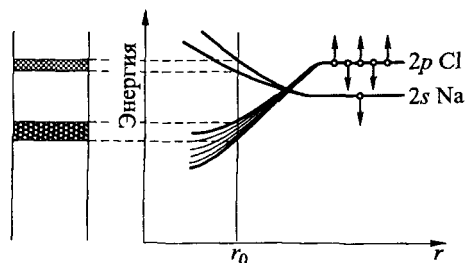


Рис. 3.23. Энергетические зоны в кристалле NaCl ; обозначения те же, что и на рис. 3.21

для двух зон, возникающих при расщеплении уровней $3S$ в натрии и $3P$ в хлоре. При образовании ионов Na^+ и Cl^- уровни пересекаются, а электроны уходят из зоны $3S$ натрия в зону $3P$ хлора, где в каждом ионе есть 6 свободных мест (вакансий). Это приводит к тому, что в кристалле зона $3P$ оказывается полностью заполненной, а зона $3S$ — полностью пустой. Отсюда видно, что NaCl представляет собой *изолятор*.

Таким образом, *изоляторы* — это те вещества, в атомах которых число электронов равно числу квантовых состояний в заполненных зонах.

Из сопоставления приведенных выше конкретных примеров проводника и изолятора ясно видно, в чем состоит их различие: в наличии (в проводнике) или отсутствии (в изоляторе) частично заполненных энергетических зон.

В заключение обратимся к *полупроводникам*. Первое, что надо отметить — четких границ между проводниками и полупроводниками и полупроводниками и изоляторами нет. Полупроводниками называются такие кристаллы, которые при высокой температуре проводят электрический ток, а при низкой темпе-

ратуре являются изоляторами. В полупроводнике при низкой температуре наиболее высокая из всех зон (валентная зона) полностью заполнена электронами, а следующая зона (зона проводимости) полностью пустая. Кроме того, запрещенная зона, расположенная между этими зонами, относительно узка. (Так, например, у таких классических полупроводников, как германий и кремний, ширины запрещенных зон составляют величины ≈ 1 эВ.) При высокой температуре (которая для классических полупроводников порядка комнатной температуры) за счет теплового движения часть электронов переходит через запрещенную зону из валентной зоны в зону проводимости. Это приводит к появлению электропроводности в обеих зонах — в валентной зоне и зоне проводимости. При этом количество электронов в зоне проводимости и свободных мест (*дырок*) в валентной зоне весьма мало; оно, как правило, не превышает величины порядка 10^{-10} от числа атомов в кристалле. Поэтому свойства полупроводников очень чувствительны как к температуре кристалла, так и к различным посторонним примесям в кристалле, которые приводят, как правило, к уменьшению электропроводности полупроводника. Именно поэтому полупроводники нашли широкое применение в технике лишь после разработки различных методов глубокой очистки исходного вещества.

Заканчивая, отметим, что весь материал, приведенный выше, подтверждает высказанное во введении утверждение об определяющей роли квантовой физики при разделении твердых тел на проводники, изоляторы и полупроводники.

3.6.4. Заключение

Наконец, надо еще раз подчеркнуть, что квантовая природа твердых тел логично следует из исходной структуры атомов и молекул, их составляющих. Квантовые свойства этих микрочастиц хорошо известны, а их состояние в процессе объединения в кристаллы существенно не изменяется. Таким образом, следует ожидать и наличия квантовых свойств у твердых тел. Тот факт, что свойство кристаллического твердого тела существенно определяется структурой спектра связанных электронных состояний в атомах, из которых состоит кристалл, является убедительным подтверждением квантовой природы проводников, полупроводников и изоляторов.

Выше была затронута лишь самая верхушка всей квантовой физики твердых тел, которая на самом деле значительно более обширна. Читателю, желающему углубить свое понимание квантовой природы твердых тел, можно рекомендовать обратиться к монографии [41], в которой физика твердого тела изложена достаточно подробно и в форме, доступной для начинающих физиков. В этой монографии можно найти еще много примеров проявления твердыми телами их квантовой природы.

Послесловие

В третьей части на ряде примеров продемонстрированы основные физические причины влияния квантовых эффектов на свойства конденсированного вещества.

Рассмотренные примеры не исчерпывают всего списка различных форм существования вещества. Так, например, не рассмотрены такие формы, как аморфные (некристаллические) вещества и плазма. Информацию об аморфных веществах можно найти в книге [42], а о плазме — в книге [35, § 64]. Единственное, что надо здесь отметить, — в обоих случаях нужно указать на различия в проявлении квантовых эффектов.

Основным при этом является тот факт, что микроскопическое строение вещества, существующего в самых разных макроскопических формах, остается неизменным: это ансамбли, состоящие из различных атомарных частиц — атомов, ионов, молекул, — взаимодействующих друг с другом. Связи, возникающие при взаимодействии атомарных частиц друг с другом, слабо изменяют структуру самих атомарных частиц. Такие изменения, носящие как количественный, так и качественный характер, возникают, как правило, лишь с самыми внешними связанными электронами, которые наиболее удалены от ядра атома. *В основном структура электронной оболочки атомарных частиц остается неизменной. А те изменения, которые происходят с наименее связанными электронами в атомах при образовании из атомов кристаллов, проявляются в свойствах ансамблей атомарных частиц, образующих конденсированное вещество.*

Вот тот список научной литературы, к которому стоит обратиться читателю после ознакомления с третьей частью:

1. *Фано У., Фано Л.* Физика атомов и молекул. — М., 1980.
2. *Веселов М.Г.* Элементарная квантовая теория атомов и молекул. — М., 1962.
3. *Ферми Э.* Молекулы и кристаллы. — М., 1947.
4. *Холден А.* Что такое ФТТ. — М., 1971.
5. *Иванов Б.Н.* Законы физики. — М., 2004.

Как и в других случаях, заинтересованный читатель, просмотрев эти книги, найдет в них много дополнительных данных, относящихся к тем вопросам, которые обсуждались в третьей части.

ЧАСТЬ 4

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении мы подведем краткий итог всего вышеизложенного материала. Будут еще раз перечислены основные положения квантовой физики, подчеркнуты принципиальные различия квантовой и классической физики, мы еще раз вернемся к вопросу о границах между квантовой и классической физикой.

§ 4.1. Основные положения квантовой физики

Результаты многочисленных экспериментов позволяют сформулировать следующие основные положения квантовой физики.

I. Некоторые основные физические величины, характеризующие состояние вещества, проявляют себя как дискретные (*квантованные*) величины; таковы *квант действия* и *квант энергии*, а также *квант момента количества движения* и ряд других величин.

II. Излучение проявляет себя как в виде *волн*, так и в виде *частиц (фотонов)*, что отражает существование такого физического явления, как *корпускулярно-волновой дуализм свойств излучения*.

III. *Частицы*, имеющие массу покоя, проявляют свои *волновые* свойства, что отражает существование такого физического явления, как *корпускулярно-волновой дуализм свойств частиц, имеющих массу покоя*.

IV. Любой квантовый объект характеризуется волновой функцией $\psi(x, y, z, t)$; уравнение Шредингера для волновой функции $\psi(x, y, z, t)$ (основное уравнение квантовой механики) позволяет детерминистично описать динамику волновой функции в пространстве и времени.

V. Величина $\psi^2(x, y, z, t)$ представляет собой вероятность обнаружения квантового объекта в точке пространства, имеющей координаты x, y, z , в момент времени t ; следовательно, при описании динамики квантового объекта с использованием уравнения Шредингера ответ можно получить лишь на вероятностном языке.

VI. Принцип суперпозиции квантовых состояний, утверждающий, что если квантовый объект может находиться в альтернативных квантовых состояниях $c_1\psi_1$ и $c_2\psi_2$, то он может находиться и в состоянии ψ_0 , представляющем собой сумму этих состояний.

VII. В принципе нельзя получить одновременно точные данные о ряде пар величин, характеризующих квантовый объект (например, импульс и координата, энергия и время); произведения неточностей этих пар величин всегда больше постоянной Планка $\hbar$ в соответствии с соотношениями неопределенности Гейзенберга.

VIII. Количественным условием реализации указанных выше положений является малость величины классического действия квантового объекта по сравнению с величиной кванта действия $\hbar$; численная малость величины $\hbar$ показывает, что той областью, в которой реализуется квантовая физика, является микромир.

IX. Квантовые эффекты, присущие микромиру, проявляются также и в свойствах макроскопических форм существования вещества (газов, жидкостей, твердых тел), ввиду устойчивости к внешнему воздействию атомарных частиц (атомов, молекул, ионов), ансамбли которых составляют макроскопическое вещество.

Перечисленные выше девять положений являются наиболее существенными и наиболее общими. При желании к ним можно добавить еще ряд положений, отражающих частные закономерности квантовой физики.

§ 4.2. О различиях между квантовой и классической физикой

Для выявления принципиальных различий между квантовой и классической физикой можно ограничиться сопоставлениями соответствующих основных положений. В случае квантовой физики они обобщены выше, в предыдущем параграфе, а в случае классической физики — в послесловии к части I.

Из такого сопоставления можно сделать четыре основных вывода.

Первый вывод — характер основных физических величин, определяющих как строение вещества, так и процессы взаимодействия между различными формами существования вещества, качественно различен: *в рамках классической физики основные величины изменяются во времени и в пространстве непрерывно, а в рамках квантовой физики — дискретно.* К этим основным величинам относятся энергия, импульс и действие в случае частиц с массой покоя, частота излучения и др.

Второй вывод — в классической физике частицы с массой покоя проявляют себя как дискретные структуры вещества, а излучение — как волны; в отличие от этого в квантовой физике и частицам с массой покоя, и излучению присущ эффект корпускулярно-волнового дуализма их свойств: эти свойства реализуются и проявляются в волновой или корпускулярной форме в зависимости от условий взаимодействия излучения и частиц с веществом и от типа прибора, используемого для наблюдения этого взаимодействия.

Третий вывод — если в классической физике нет никаких ограничений на предельную точность одновременного измерения различных физических величин, то в квантовой физике имеются принципиальные ограничения на точность, с которой можно одновременно знать ряд пар канонически сопряженных величин в виде соотношений неопределенности Гейзенберга.

Четвертый вывод — если в классической физике все процессы детерминистичны, то в квантовой физике в принципе нет детерминизма, так как квадрат волновой функции ψ , характеризующей частицу и входящий как переменная в уравнение Шредингера, определяет лишь вероятность найти частицу в определенной точке пространства.

Наконец, в обсуждение различий между квантовой и классической физикой в принципе можно включить и вопрос об областях реализации этих разделов естествознания. Эти области, как правило, совершенно различны и достаточно легко определимы. Однако этот вопрос тесно связан с вопросом о границах между квантовой и классической физикой, а потому его логичнее обсудить в следующем параграфе.

§ 4.3. О границах между квантовой и классической физикой

Область, в которой действуют законы квантовой физики, — *это та область, где $\hbar \geq S$* (величина $\hbar$ является планковским квантом действия, а величина $S = (E - U)dt$ — классическим действием). В тех случаях, когда классическое действие исходно квантового объекта увеличивается, так что указанное выше неравенство становится противоположным, законы квантовой физики переходят в законы классической физики (принцип соответствия Бора).

Однако условие малости классического действия по сравнению с квантом действия $\hbar$ не представляет собой универсальной границы для проявления квантовых эффектов. Действительно, как видно из материала, приведенного выше, в §§ 3.3–3.5, квантовые свойства вещества проявляются и при вполне макроскопических его размерах. Это на первый взгляд неожиданное свойство квантовых эффектов обусловлено *устойчивостью к внешним воздействиям* тех микрочастиц (атомов, ионов и молекул), из которых состоит макроскопическое вещество. При объединении атомарных частиц в связанные системы в их исходной структуре нарушаются лишь состояния электронов, находящихся на внешней оболочке частицы, а внутренние электронные оболочки остаются практически неизменными. Это означает, что структура атомарных частиц, составляющих макроскопическое вещество, остается в основном неизменной.

Таким образом, материал, рассмотренный выше, в параграфах, посвященных макроскопическому конденсированному веществу, в целом показывает, что та область, в которой надо принимать во внимание квантовую физику, значительно шире микромира. В ряде случаев квантовые законы проявляются при описании вещества в форме газов, жидкостей, твердых тел, т.е. в той области, которая до последнего времени считалась областью классической физики.

Послесловие

Читателям, желающим расширить свои познания в области квантовой физики, можно рекомендовать указанные разделы в перечисленных ниже монографиях, написанных на уровне,

безусловно превышающем уровень, оптимальный для начинающих физиков. Однако систематическое ознакомление с основами квантовой физики, изложенными в этих книгах, достаточно быстро поднимет уровень читателя и откроет перед ним многие новые тайны Природы.

Вот этот краткий список.

1. Вихман Э. Квантовая физика. Берклевский курс физики, т. IV. — М.: Наука, 1977.
2. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Квантовая физика. Вводный курс. — М.: ИКИ, 2002.
3. Мартинсон Л.К., Смирнов Е.В. Квантовая физика. — М.: Изд-во МГТУ, 2004.
4. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Лекции по квантовой физике. — М.: Высшая школа, 2006.

ПОСЛЕСЛОВИЕ

Заканчивая эту книгу, посвященную квантовой физике, необходимо отметить, что выше была рассмотрена лишь самая вершина той гигантской горы, которую составляет квантовая физика сейчас, через сто лет после ее рождения. Размеры этой горы лучше всего видны из перечисления основных “дочек” квантовой физики — различных новых направлений физики, представляющих собой вполне самостоятельные отрасли науки, однако тесно связанные с современной квантовой физикой. Вот эти основные разделы с предельно краткими комментариями.

— *Квантовая механика* — система понятий и соответствующий им математический аппарат, созданный для описания законов движения физических систем в условиях, когда классическое действие сравнимо с квантом действия $\hbar$ или меньше его.

— *Квантовая оптика* — раздел физики, изучающий квантовые свойства света и их проявление при взаимодействии света с веществом.

— *Квантовая радиофизика (квантовая электроника)* — область физики, охватывающая исследования методов создания и использования вынужденного излучения, квантового и нелинейного взаимодействия излучения с веществом.

— *Квантовая химия* — раздел физики, описывающий взаимодействие атомов, молекул и ионов друг с другом и с веществом на основе квантовой механики.

— *Квантовая теория поля* — квантовая теория релятивистских систем с бесконечно большим числом степеней свободы, являющаяся основой описания микрочастиц, их взаимопревращений и взаимодействий.

— *Квантовая электродинамика* — раздел квантовой теории поля, посвященный электромагнитному полю.

— *Квантовая хромодинамика* — квантовая теория, описывающая процесс связи кварков в адроны.

— *Квантовая гравитация* — теория, объединяющая квантовые эффекты в космологии.

— *Квантовая теория твердых тел* — теоретическое описание твердотельного состояния вещества, основанное на использовании квантовой механики.

(При желании этот список можно дополнить и расширить.)

Те из читателей, кто не удовлетворен лаконичностью комментариев к этому списку, могут обратиться к “Физической энциклопедии”, в которой они найдут краткое, но детальное изложение физической сущности этих новых глав физики, а также ссылки на наиболее существенную научную литературу по каждому из перечисленных направлений квантовой физики.

Из приведенного списка виден гигантский современный масштаб квантовой физики.

Однако одна важнейшая характеристика современной квантовой физики непосредственно из этого списка не видна. Речь идет о том, что практически в каждом из указанных выше направлений исследования находятся в незавершенной стадии, а в некоторых случаях даже скорее в начальной стадии. Поэтому квантовая физика, несмотря на ее огромные достижения в самом широком диапазоне, от физики микрочастиц до физики Вселенной, остается и сейчас той областью естествознания, которая ждет новых, молодых исследователей, экспериментаторов и теоретиков.

ПРИМЕЧАНИЯ

к части 1

1.1. *Евклидовым* называется пространство, в котором выполняются аксиомы геометрии Евклида, в частности аксиома о параллельных линиях.

1.2. *Действие* — это величина, отображающая динамику физической системы в рамках классической механики; размерность действия $[S] = [E_{\text{кин}}, t] = [\text{энергия} \times \text{время}]$, где $E_{\text{кин}}$ — кинетическая энергия, t — время.

1.3. *Спин* — это собственный момент количества движения электрона, обусловленный вращением электрона вокруг оси, проходящей через его центр; знак спина зависит от направления вращения (по или против часовой стрелки).

1.4. *Конфигурационное пространство* — это n -мерное пространство с числом измерений, равным числу n степеней свободы квантовой системы; оно используется в квантовой физике для условного описания системы как точки.

1.5. *Функция Гамильтона* H механической системы выражается через ее обобщенные координаты и обобщенные импульсы и представляет собой полную энергию системы: $H = E_{\text{кин}} + U$, где U — потенциальная энергия.

1.6. Дробные заряды, величины $e/2, e/3, \dots$, существование которых обсуждается в течение ряда последних лет (см. обзор: Быкова В.П. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1007), либо являются результатом различных коллективных эффектов, либо обусловлены наличием так называемых запутанных квантовых состояний, когда дробной является не величина заряда, а вероятность обнаружения заряда в определенной точке пространства; следовательно, ни один из рассмотренных случаев не может интерпретироваться как доказательство существования изолированных микрочастиц с дробным зарядом.

к части 2

2.1. *Болометр* — детектор излучения, основанный на изменении сопротивления термочувствительного элемента при его нагревании за счет поглощения падающего на него теплового излучения.

2.2. *Осциллятор* — система или материальная точка, совершающая периодические колебательные движения около положения устойчивого равновесия; простейшие примеры осциллятора в классической механике — груз на пружине, маятник; гармоническим называется осциллятор, совершающий гармонические колебания, т. е. колебания, описываемые синусоидальным законом.

2.3. Для описания кривой с максимумом определяющим является соотношение между показателем экспоненты (в данном случае $C_2\omega/T$) и единицей; если показатель экспоненты гораздо больше единицы, то и сама экспонента гораздо больше единицы и последней можно пренебречь; в этом пределе по мере увеличения частоты ω сама экспонента уменьшается, а предэкспоненциальный множитель — увеличивается; соответственно величина $E(\omega, T)$, в зависимости от интервала изменения величины ω , может как возрастать, так и убывать.

2.4. *Постоянная Планка* $h \cong 10^{-27}$ эрг · с имеет размерность действия; в научной литературе часто вместо величины h используется величина $h/2\pi = \hbar$. Как будет видно в дальнейшем, постоянная Планка входит во все основные соотношения квантовой физики. Численная малость постоянной Планка определяет границу между микромиром и макромиром, т. е. между областями действия квантовой и классической физики (см. ниже, 2.6.6).

2.5. *Осциллятор Планка* — это осциллятор, состояния которого имеют лишь фиксированные энергии; переходы осциллятора между этими состояниями заключаются в поглощении или испускании квантов излучения; это модель атома, качественно аналогичная модели атома Бора; различие между этими моделями заключается лишь в виде спектра энергий, который является гармоничным в модели Планка и ангармоничным в модели Бора (см. ниже, 3.1.4).

2.6. *Постоянная Больцмана* k — в классической физике определяет среднюю энергию осциллятора, равную величине kT ; при температуре T , выраженной в градусах Кельвина К, величина постоянной Больцмана $k = R/N_A$, где R — универсальная

газовая постоянная, $R \cong 10^8$ эрг/(моль · К), где величина К — температура в градусах Кельвина; величина $N_A \cong 10^{24}$ моль⁻¹ — число Авогадро, т.е. число молекул в грамм-молекуле; следовательно, численное значение постоянной Больцмана — $k \cong 10^{-16}$ эрг · К⁻¹.

2.7. *Предельные переходы из формулы Планка* определяются величиной частоты излучения: при $\hbar\omega \gg kT$ показатель экспоненты в формуле Планка много больше единицы, сама экспонента также много больше единицы, что позволяет пренебречь единицей по сравнению с экспонентой, в результате чего формула Планка переходит в формулу Вина; аналогичные рассуждения при обратном знаке неравенства показывают, что формула Планка переходит в формулу Рэлея–Джинса.

2.8. *Метод измерения удельного заряда частиц* заключается в следующем: удельный заряд e/m , где e — заряд, а m — масса частицы, измеряется путем наблюдения движения частицы во внешних полях; отклонение траектории частицы от прямолинейной в постоянном электрическом поле $\sim e/mv^2$, а в постоянном магнитном поле $\sim e/mv$, где v — скорость частицы; соответственно, одновременное использование двух полей, электрического и магнитного, позволяет исключить скорость частицы v ; есть и другие, более сложные, но и более совершенные методы измерения удельного заряда частиц.

2.9. *Время раскачки электрона* под действием поля излучения до энергии порядка работы выхода электрона из металла в рамках классической физики может быть оценено путем решения того же уравнения (2.6) с учетом инерции осциллирующего электрона; результат такого расчета существенно зависит от параметров самого осциллятора (электрона, связанного с ядром атома); при любых разумных значениях этих параметров расчетное время превышает время, наблюдаемое в эксперименте, не менее чем на три-четыре порядка величины.

2.10. *Формула, связывающая импульс фотона p с его энергией E* получается из релятивистской формулы для импульса частицы с массой покоя m , не равной нулю: $p = mv/(1 - (v/c)^2)^{1/2} = E(v/c^2)$; если частица движется со скоростью $v = c$, то импульс частицы $p = E/c$; так как для фотона $E = \hbar\omega$, то импульс фотона $p = \hbar\omega/c$.

2.11. *Давление светового пучка на твердое тело* было впервые обнаружено Лебедевым в опытах с освещением кры-

лышек крутильных весов, подвешенных в вакууме; основная трудность заключалась в выделении эффекта светового давления в результате действия конвективных сил остаточного газа и радиометрических сил (т.е. сил отталкивания между телами, имеющими различную температуру).

2.12. *Эффект светового давления* оказался значительно более сложным при использовании в качестве источника излучения лазеров; большая интенсивность, высокая монохроматичность, фиксированная поляризация лазерного излучения позволили наблюдать различные новые явления — насыщение давления по мере увеличения интенсивности излучения, резонансный эффект светового давления и пр.

2.13. *Смещенное и несмещенное рассеяние* — терминология, принятая в спектроскопии для описания тех случаев, когда на фотоэмульсии наблюдаются линии излучения исследуемого вещества, смещенные на определенную величину относительно определенного репера. *Упругое и неупругое рассеяние* — терминология физики атомных столкновений; упругим называется рассеяние (соударение) частиц, не приводящее к изменениям их природы, неупругим — приводящее к изменению природы частиц, например к возбуждению или ионизации сталкивающихся атомов.

2.14. *Атом углерода* имеет всего шесть связанных электронов, из которых два находятся на внешней оболочке и, следовательно, относительно слабо связаны с ядром; энергии связи этих электронов ≈ 10 эВ; энергии связи электронов, находящихся на внутренних оболочках, в несколько раз больше; в качестве облучаемой мишени углерод используется в виде графита.

2.15. *Ионизационная камера* — детектор заряженных частиц, регистрирующий попадающую в него частицу методом сбора образованных в камере зарядов (отрицательных электронов и/или положительных ионов), созданных регистрируемой частицей при ее прохождении через камеру.

2.16. *Счетчик Гейгера* дает большой электрический импульс на выходе при прохождении через него любой заряженной частицы или фотона с энергией ≥ 10 – 100 эВ; частица (или фотон), пролетая через счетчик, ионизует наполняющий его газ; в электрическом поле счетчика образованные ионы размножаются лавинным образом, приводя к газовому разряду и импульсу тока во внешней цепи счетчика.

2.17. Константа C в формуле (2.14) с точностью до численного множителя 4π равна так называемой *комптоновской длине волны* $\lambda_0 \approx 10^{-11}$ см.

2.18. *Принцип наименьшего действия (принцип Мопертью)* — один из основных вариационных принципов классической механики, согласно которому из всех возможных движений механической системы реализуется то, для которого действие минимально.

2.19. *Принцип Ферма в оптике* — основной принцип геометрической оптики: между двумя точками луч света распространяется по той траектории, вдоль которой время его распространения минимально.

2.20. *Формулы Бальмера, Лаймена и Пашена* — феноменологические соотношения, полученные из совокупности экспериментальных данных о частотах излучения, испускаемого возбужденными состояниями атома водорода; они послужили Бору основой для планетарной модели атома.

2.21. *Это неравенство* тесно связано с принципом неопределенности Гейзенберга (см. ниже § 2.5).

2.22. *В модели атома Бора* стационарные круговые орбиты электрона описываются соотношением $mvr = nh$ (см. ниже, 3.1.4), которое можно записать также в виде: $2\pi r = n\lambda_{\text{дБ}}$, означаящем, что длина круговой стационарной орбиты электрона в атоме равна целому числу волн де Бройля.

2.23. *Численная величина длины волны де Бройля* оценивается из следующих соображений: для кинетической энергии нерелятивистского ($v \ll c$) электрона справедливо соотношение $E_{\text{кин}} = mv^2/2 = eV/300$, где V — величина потенциала, ускоряющего электрон; из формулы (2.23) для длины волны де Бройля и этого соотношения следует, что $\lambda_{\text{дБ}} \approx 10^{-7}$ см/ $V^{1/2}$, откуда при $V = 150$ В величина $\lambda_{\text{дБ}} \approx 10^{-8}$ см $\approx r_a$, т. е. радиусу атома Бора.

2.24. *Метод Лауэ* — метод исследования структуры кристаллов, в основе которого лежит процесс дифракции рентгеновских лучей на атомных плоскостях кристалла в условиях, когда падающий и дифрагирующий лучи находятся по разные стороны кристалла.

2.25. *Кластер* — это трехмерная система из большого числа слабо связанных атомов или молекул; размер такой системы занимает промежуточное положение между размером молекул

(порядка нескольких ангстрем) и размером мелкодисперсных частиц аэрозоля (до сотен ангстрем); как правило, кластер имеет энергетически наиболее выгодную пространственную структуру взаимного расположения составляющих его частиц и определенное их число.

2.26. Понятие “вероятность”, введенное Борном для волны де Бройля, отличается от классического понятия вероятности, хорошо известного в математике; эти различия детально обсуждаются ниже (см. 2.6.3.)

2.27. Типичный пример использования вероятностного языка в классической физике — введение усредненного понятия “температура газа”, заменяющего частные значения кинетических энергий для ансамбля частиц, составляющих газ.

2.28. Основным аргументом Ньютона в пользу справедливости корпускулярной модели света была невозможность описать факт прямолинейного распространения света в рамках волновой модели; такое описание было выполнено лишь в середине XIX века в работах Френеля, использовавшего для этого понятие интерференции света, введенное Юнгом в самом начале XIX века.

2.29. Термин “прибор” используется в квантовой физике в широком смысле; этим термином называется и отверстие или узкая щель в экране в опытах типа опыта Юнга, и острие на пути пучка света, и электрон в атоме (см. 2.6.5).

2.30. Ансамбль квантов света, образующий интерференционные и дифракционные распределения при прохождении света через классические приборы типа небольших отверстий или узких щелей, содержит очень много квантов; так, например, в опыте Юнга с солнечным светом через отверстие в первом экране, формирующее узкий, почти параллельный пучок света, проходит порядка 10^{17} квантов за одну секунду.

2.31. Из результатов опыта Тэйлора следуют два вывода: во-первых, вся совокупность следов от попадания многих квантов излучения на детектор образует классическое дифракционное распределение; во-вторых, образующие это распределение кванты излучения попадают на детектор независимо друг от друга.

2.32. Корпускулярные, или, иначе, геометрические, размеры микрочастиц определяются в специальных экспериментах, проводимых в таких условиях, когда волновыми свойствами

микрочастиц (величиной волны де Бройля) можно заведомо пренебречь. Определенный в таких условиях размер электрона: $< 10^{-16}$ см, протона и нейтрона $\approx 10^{-13}$ см, за размер атома принимается размер орбиты внешнего электрона, связанного в атоме, имеющий величину $\approx 10^{-8}$ см.

2.33. *Уравнение Гамильтона* — фундаментальное уравнение классической механики — дифференциальное уравнение движения механической системы, записанное в канонических переменных, представляющих собой обобщенные координаты и обобщенные импульсы системы.

2.34. *Движение электрона вокруг ядра по спирали, предсказываемое классической физикой*, является следствием основных положений теории Максвелла, согласно которой любой заряд, движущийся ускоренно, теряет свою кинетическую энергию на излучение. Потеря энергии электроном при этом определяется выражением $dE/dt = 2e^2w^2/3c^3$, где $w = v^2/r$, w — ускорение, а v — скорость электрона, движущегося по окружности. Энергия электрона при его движении по орбите равна разности кинетической и потенциальной энергий: $E = E_{\text{кин}} - E_{\text{пот}} = mv^2/2 - e^2/r = -e^2/2r$. Исходя из выражений для энергии электрона и потери его энергии на излучение получается соотношение $d/dt(1/r) = 4e^4/3c^3m^2r^4$. Из этого соотношения следует, что $r_a^3 - r^3 = 4e^4t/m^2c^3$, где r_a — радиус орбиты электрона. Положим, что в момент “падения” электрона на ядро атома $r = 0$. Этому моменту соответствует время $t = m^2c^3r_a^3/4e^4 \approx 10^{-11}$ с после начала движения электрона. Таким образом, если исходить из основных положений классической электродинамики, время порядка 10^{-11} секунды является временем жизни планетарного атома(!).

2.35. *Увеличение энергии электрона при сжатии атома до размера атомного ядра* в соответствии с соотношением неопределенности координата-импульс (2.21) должно привести к увеличению импульса электрона p в $r_a/r_{\text{я}} \approx 10^{-8}/10^{-13} = 10^5$ раз; поскольку $p \rightarrow v$, а $E \rightarrow v^2$, энергия электрона при этом должна увеличиться в 10^{10} раз, т. е. до гигантской величины в 10^{11} эВ. При такой энергии все электроны, исходно связанные в атоме, будут свободными, так как энергии связи электронов в атоме лежат в пределах от величины ≈ 10 эВ для электронов на внешней орбите до величин $\approx 10^2$ – 10^3 эВ для электронов на

внутренних орбитах. Таким образом, атом превратится в атомное ядро.

2.36. *Электрон, связанный в атоме, может находиться как в основном, так и в возбужденных состояниях.* Основное состояние электрона является стационарным, а возбужденные состояния нестационарны. Электрон из возбужденных состояний спонтанно (т.е. самопроизвольно) возвращается в другие возбужденные состояния, имеющие меньшие энергии возбуждения, или в основное состояние. При этом испускаются кванты спонтанного излучения. Соотношение неопределенности энергия–время (2.23) связывает время жизни электрона в возбужденном состоянии (время жизни возбужденного атома) t с энергией кванта излучения E (см. ч. 3, § 3.1).

2.37. *Пример пятого постулата Евклида о параллельных прямых* показывает, что развитие науки может приводить к обнаружению границ области справедливости определенного постулата. В 1830–1832 гг. знаменитые геометры Лобачевский и Болиали независимо сообщили о построении геометрии пространства (теперь именуемой геометрией Лобачевского), содержащей в себе геометрию Евклида (и в том числе V постулат) лишь как особый случай. Последующие исследования Римана и Эйнштейна показали, что существование любой массы искривляет окружающее ее пространство. Эксперименты по наблюдению распространения света от далеких галактик, проведенные в середине XX века, показали, что при распространении света вблизи больших локальных масс (звезд, планет) траектория его изменяется. Все эти исследования доказали, что пятый постулат Евклида имеет ограниченную область справедливости.

2.38. *Формулы Френеля* определяют отношение амплитуд, фаз и поляризаций отраженной и преломленной световых волн, возникающих при прохождении света через границу двух прозрачных сред; они справедливы при линейном характере взаимодействия света с прозрачными средами и нарушаются при нелинейном характере взаимодействия (например, в случае распространения высокоинтенсивного лазерного излучения).

2.39. *Волновое уравнение* — основное уравнение физики электромагнитных волн, часто используемое вместо решения системы из четырех уравнений Максвелла. Волновое уравнение получается путем преобразования системы дифференциальных уравнений Максвелла первого порядка в одно дифференциальное

уравнение второго порядка с использованием для величин формулы типа $\text{rot rot } \mathbf{E}$ (где $\mathbf{E}$ — вектор электромагнитного поля) и оператора Лапласа (лапласиан Δ , см. ниже формулу 2.31). В результате получается волновое уравнение

$$\Delta \mathbf{E} - (1/c^2) \mathbf{E}/t^2 = 0,$$

где c — скорость света. Решение этого уравнения имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\cos \omega t - kr),$$

где ω — круговая частота волны, k — волновое число, а r — радиус-вектор точки наблюдения. Используя формулу Эйлера для косинусов, решение волнового уравнения можно привести к экспоненциальной зависимости следующего вида:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E} e^{i(\omega t - kr)},$$

которая часто используется в практике расчетов.

2.40. *Представление физических величин операторами можно иллюстрировать следующими простейшими примерами:* так, оператор кинетической энергии квантовой системы имеет вид: $E_k = (-\hbar^2/2m_0)\Delta$, где Δ , как и всюду выше, — лапласиан; оператор потенциальной энергии представляет собой умножение на функцию $U(x, y, z)$, являющуюся потенциальной энергией частицы, движущейся в стационарном силовом поле; оператор полной энергии представляет собой сумму приведенных выше величин, это так называемый оператор функции Гамильтона, или *гамильтониан*: $H = E_k + U$.

2.41. *Декогерентность* — процесс, приводящий к появлению классических черт у квантовой системы; термин *когерентность* был введен первоначально в оптике (как аналог термина *синфазность*) для обозначения согласованного во времени протекания световых колебаний, обуславливающего возможность их интерференции.

2.42. *Уравнение Гамильтона–Якоби* — дифференциальное уравнение в частных производных первого порядка, описывающее движение механической системы под внешним воздействием потенциальных сил; аналогия между уравнением Гамильтона–Якоби и уравнениями геометрической оптики позволяет рассматривать классическую механику как аналог геометрической оптики; переход уравнения Шредингера в уравнение Гамильтона–Якоби при стремлении величины постоянной Планка $\hbar$

к нулю является аналогом феноменологического принципа соответствия Бора (см. 3.1.5).

к части 3

3.1. *Пудинг* — традиционное блюдо английской кухни; классический вариант пудинга — густая рисовая каша, в которой равномерно по ее объему распределены ягоды изюма.

3.2. *Электронная теория Лоренца* успешно описывает различные процессы в физике твердого тела, например электропроводность проводников, полупроводников и изоляторов.

3.3. α -частица состоит из двух протонов и двух нейтронов, может находиться в составе ряда атомных ядер, испускаться ядром при его радиоактивном распаде и существовать в виде изолированной частицы; в последнем случае α -частицы, ускоренные до больших кинетических энергий в специальных лабораторных установках, широко используются как снаряды для бомбардировки различных микрочастиц и макроскопических мишеней.

3.4. *Сцинтилляторы* — это вещества, в которых возникают вспышки света при попадании в них заряженных частиц; частица, сталкиваясь с молекулой сцинтиллятора, возбуждает ее, после чего молекула, релаксируя в основное состояние, испускает свет; сцинтилляторы широко используются в физике элементарных частиц в виде детекторов частиц.

3.5. *Размер ядра атома* r_a можно установить исходя из результатов опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц металлической фольгой. Наблюдая рассеяние на 180° и зная кинетическую энергию α -частиц $E_{\text{кин}}$, из равенства кинетической и потенциальной энергии $E_{\text{п}}$ частицы, определяемой процессом кулоновского расталкивания положительно заряженной частицы и положительно заряженного ядра атома металла $E_{\text{п}} = 2Ze^2/r$, где Z — заряд ядра, получаем для размера ядра атома оценку $r_a \leq r = 2Ze^2/E_{\text{кин}}$; в условиях опытов Резерфорда α -частицы имели кинетическую энергию $E_{\text{кин}} = 5,7$ МэВ, а фольга была золотая, так что $Z = 79$; подставляя эти цифры, получаем для размера ядра атома верхнюю оценку: $r_a \leq 4 \cdot 10^{-12}$ см.

3.6. *Выражение для радиуса атома из постулатов Бора* получается следующим образом: согласно второму закону Ньютона (действие равно противодействию) для электрона на орбите радиуса r и ядра с зарядом Ze справедливо равенство $mv^2/r = Ze^2/r^2$, из которого для кинетической энергии электрона следует выражение: $E_k = mv^2/2 = Ze^2/2r$, а для полной энергии выражение: $E = E_k + E_n = mv^2/2 - Ze^2/r = -Ze^2/2r$; из правила квантования орбит (3.7) и выражения для момента импульса электрона скорость его движения по орбите равна: $v = nh/rm$; подставляя это выражение для скорости в формулу для кинетической энергии, получаем для радиуса орбиты выражение $r = (h^2/me^2)(n^2/Z)$; из этого выражения для основного состояния атома водорода получается величина радиуса орбиты $r = h^2/me^2$, зависящая только от мировых констант и численно равная $r \cong 0,5 \cdot 10^{-8}$ см; это так называемый *боровский радиус*; нетрудно видеть, что эта величина находится в хорошем согласии с известными экспериментальными данными о размерах атомов.

3.7. *Величина энергии связи электрона в атоме* получается из величины полной энергии электрона с учетом радиуса его орбиты: $E = -(me^4/2h^2)(Z/n)^2$; исходя из этого соотношения величина энергии связи электрона в атоме (т.е. *потенциал ионизации атома*), определяемая теми же тремя константами, что и радиус орбиты электрона, численно равна $E \cong -13,6$ эВ; эта величина также хорошо согласуется с данными эксперимента.

3.8. *Химическая связь* — это связь атомов в молекуле, обусловленная либо переходом электрона от одного атома к другому, либо обобществлением электронов ряда атомов, образующих молекулу.

3.9. В *таблице Менделеева* речь идет о столбцах Ia и VIIa.

3.10. Слово *газ* вошло в научный язык как производное от греческого слова *хаос*, которое качественно хорошо отражает состояние микрочастиц, составляющих газ.

3.11. *Статистическая физика* — это раздел физики, посвященный изучению свойств систем, состоящих из очень большого числа одинаковых микрочастиц (электронов, атомов, молекул).

3.12. *Текучесть жидкости* — величина, обратная вязкости жидкости; на микроскопическом уровне текучесть обусловлена возникновением преобладающего направления в процессе диффузии молекул, т.е. изменением взаимного расположения моле-

кул, составляющих жидкость; направление диффузии соответствует направлению действия напряжения в макроскопическом объеме жидкости.

3.13. *Изотопы гелия* различаются числом нейтронов в ядре атома, равным 1 или 2; тем самым число нуклонов в атоме равно 3 или 4; эти последние цифры и приводятся в стандартных символах изотопов гелия — He^3 и He^4 .

3.14. *Эффект Джоуля–Томсона* заключается в изменении температуры газа при его прохождении через дроссель (т.е. через замедлитель течения); пример классического дросселя — пористая перегородка; дросселирование газа приводит к уменьшению кинетической энергии молекул и тем самым к увеличению их потенциальной (т.е. внутренней) энергии.

3.15. *Бозе–эйнштейновская конденсация вещества* — квантовое явление, заключающееся в том, что при достаточно низкой температуре (так называемой температуре вырождения) подавляющая часть частиц, составляющих данное вещество, оказывается в состоянии с нулевым импульсом; для большинства газов температура вырождения столь мала, что раньше, чем она достигается, вещество переходит в твердое состояние; гелий — исключение, он при нормальном давлении остается жидким вплоть до температур, очень близких к абсолютному нулю.

3.16. *Термин “гораздо больше”* на практике означает гигантские величины масштаба 10^{15} – 10^{20} межатомных расстояний.

3.17. *Ван-дер-ваальсовы силы* — это силы межмолекулярного взаимодействия; эти силы складываются из сил отталкивания, действующих на малых расстояниях, и сил притяжения, действующих при увеличении этого расстояния.

3.18. *В основе туннельного эффекта* лежит соотношение неопределенности Гейзенберга; фиксация положения электрона в пространстве внутри барьера увеличивает неопределенность импульса частицы, а тем самым и ее энергии; если энергия частицы превышает высоту барьера, ее можно обнаружить и в пространстве за барьером.

3.19. *Большая ширина энергетического распределения $2S$ -электронов* определяется большой радиальной протяженностью их волновой функции (см. выше, рис. 3.9).

ЛИТЕРАТУРА

Литература к части 1

1. Вигнер Э. Этюды о симметрии — М. Мир, 1971
2. Александров П.С. Что такое неевклидова геометрия. — М., 1950.
3. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. — М., 1961.
4. Полак Л.С. Вариационные принципы механики и их применение в физике. — М., 1960.
5. Перрен Ж. Атомы. — М., 1930.
6. Блохинцев Д.И. Принципиальные вопросы квантовой механики. — М., 1987.

Литература к части 2

7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. I–V. — М., 2002.
8. Эйнштейн А. // Ann. Phys. 1905. V. 17. P. 132; Собрание научных трудов. Т. 3. С. 92. — М., 1966
9. Фабрикант В.А. Работы Лебедева по световому давлению // УФН. 1950 Т. 42. С. 282.
10. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 1. — М.: Наука, 1974. С. 31, 123.
11. Эйнштейн А. // Ann. Phys. 1909. V. 10. P.185; Собрание научных трудов. Т. 3. М.: Наука, 1966. С. 164.
12. де Бройль Л. // Compt. Rend. 1923. V. 177. P. 503, 548; УФН. 1967. Т. 93. С. 178, 180.
13. Эйнштейн А. // Ann. Phys. 1905. V. 18. P. 639; Собрание научных трудов. Т.1 — М.: Наука, 1966. С. 36.
14. де Бройль Л. Революция в физике. — М.: Атомиздат, 1965.
15. Шредингер Э. Лекции по физике. — Москва–Ижевск, 2001.
16. Крауфорд Ф. Волны. Берклевский курс физики. Т.3. Гл.6. — М.. Наука, 1984
17. Борн М. // Z. Phys. 1926 V. 37. P. 863; V. 38; P. 803; УФН. 1977 Т. 122. С. 632.
18. Ландсберг Г.С. Оптика — М. Наука, 1976
19. Тейлор Г. // Proc. Cambr Phil. Soc. 1909 V. 15 P 114.

20. Биберман Л.М., Сушкин Н.Г., Фабрикант В.А. // ДАН 1949. Т. 66. С. 185
21. Тономура А. и др // Am. J. Phys. 1989 V. 57, № 2. Р. 117.
22. Гейзенберг В. // Z. Phys. 1927. V. 43. Р. 172; // УФН. 1977. Т. 122. С. 651.
23. Вильф Ф.Ж. Логическая структура квантовой механики — М., 2003.
24. Шредингер Э. // Ann. der Phys. 1926. V. 70. Р. 361, 489, 734; Избранные труды. 1945. С. 9, 21, 56.
25. Менский М.Б. Квантовые измерения и декогеренция. Гл.1. — М.: Физматлит, 2001.
26. Кадоццев Б.Б. Динамика и информация. Гл. 3. // УФН. 1999.
27. Садбери А. Квантовая механика и физика элементарных частиц. — М.: Мир, 1989
28. Бор Н. // Phyl. Mag. 1913. V. 26, № 1. Р. 476, 857; Собр. соч. 1945. Т. 1. С. 84, 107, 132.

Литература к части 3

29. Гейзенберг В. Философские проблемы атомной физики. — М.: УРСС, 2004.
30. Кедров Б.М. Атомистика Дальтона. — М.-Л., 1949.
31. Зубов В.П. Развитие атомистических представлений до начала XIX века. — М., 1965.
32. Кондратьев В.Н. Структура атомов и молекул. М. Физматгиз, 1959.
33. Ферми Э. Молекулы и кристаллы Ч. 1. — М., 1947.
34. Мякишев Г.Я., Синяков А.З. Физика (для 10 кл.). Гл 4 — М., 2002.
35. Иванов Б.Н. Законы физики..— М., 2004.
36. Кеезом В. Гелий. — М.: ИЛ, 1949
37. Мендельсон К. Физика низких температур. — М., 1963.
38. Капица П.Л. // УФН. 1967. Т 98. С 481
39. Корнелл Э. Бозе–Эйнштейновская конденсация в газе // УФН. 2003 Т. 173. С. 1320.
40. Кеттерле В. Когда атомы ведут себя как волны // УФН 2003. Т 173. С. 1339.
41. Холден А. Что такое ФТТ. — М.: Мир, 1971. С. 23.
42. Кобеко П.П. Аморфные вещества. — М.-Л., 1952.

ПЕРСОНАЛИИ

Авогадро, Амедео, 1776–1856 гг. Итальянский физик и химик, заведовал кафедрой математической физики Туринского университета. Открыл знаменитый закон равного числа молекул в равных объемах газов при одинаковом давлении — ныне *закон Авогадро*. Написал и издал первое руководство по молекулярной физике в четырех томах.

Аллен, Джон, 1908–2001 гг. Английский физик-экспериментатор, работал в Канаде и Англии. В 1938 г. в Кембридже, работая в лаборатории Монда, обнаружил экстремально малую вязкость гелия II при температуре около 2 К. В то же время тот же результат был независимо получен П.Л. Капицей, который назвал это явление “сверхтекучестью”.

Аристотель, 384–322 гг. до нашей эры. Древнегреческий философ и ученый, учился в академии Платона в Афинах, в дальнейшем основал там же свою философскую школу. Его взгляды на мир господствовали среди ученых до средних веков нашей эры.

Архимед, 287–212 гг. до нашей эры. Древнегреческий ученый, труды которого относятся к математике, механике, физике и астрономии. Сформулировал основы гидростатики, в том числе и ее основной закон — *закон Архимеда*.

Бальмер, Иоганн, 1825–1898 гг. Швейцарский физик и математик, учитель средней школы, в конце жизни преподаватель Базельского университета. Обнаружил простую численную закономерность в величинах длин волн видимой части спектра излучения атома водорода. Этот результат инициировал аналогичные исследования других авторов, впоследствии вошедшие в фундамент модели атома Бора.

Блохинцев, Димитрий Иванович, 1908–1979 гг. Широко известный советский физик-теоретик, профессор МГУ и член-корр. АН СССР. Работы посвящены широкому спектру современной физики, от квантовой теории поля до физики цепных ядерных реакций. Автор одного из лучших учебников по квантовой механике.

Бозе, Шатьендранат, 1894–1974 гг. Индийский физик-теоретик. Окончил Калькуттский университет. Один из создателей квантовой статистики частиц с целыми спинами — бозонов, ныне называемой статистикой Бозе–Эйнштейна. Применил эту статистику при описании фотонов. Член Лондонского Королевского общества.

Больцман, Людвиг, 1844–1906 гг. Австрийский физик-теоретик, учился в Австрии, преподавал в австрийских университетах, профессор, член Австрийской академии наук. Один из основоположников классической статистической физики; впервые применил к излучению принципы термодинамики; вывел закон распределения молекул газа по скоростям, именуемый ныне *статистикой Больцмана*.

Бор, Нильс, 1885–1962 гг. Выдающийся датский физик-теоретик, один из создателей квантовой физики. Учился в Дании, стажировался в Англии, работал в Дании, создал Международный центр теоретической физики в Копенгагене, почетный член многих академий разных стран, в том числе АН СССР. Лауреат Нобелевской премии. Наиболее знаменит как создатель квантовой модели атома; совместно с рядом сотрудников разработал капельную модель атомного ядра, описал процесс деления атомных ядер, предсказал явление спонтанного деления ядра атома урана.

Борн, Макс, 1882–1970 гг. Немецкий физик-теоретик. Учился в Германии, окончил Геттингенский университет; в дальнейшем профессор ряда университетов Германии, Англии и Шотландии; создал знаменитую Геттингенскую школу теоретической физики; член многих академий наук, в том числе АН СССР. Лауреат Нобелевской премии. Дал статистическую интерпретацию волновой функции, создал с рядом учеников матричную форму уравнений квантовой механики, разработал метод решения квантовых задач о столкновении частиц, основанный на теории возмущений, ныне именуемый *борновским приближением*. Написал ряд книг, из которых наиболее известна *“Атомная физика”*, переведенная на многие языки (в том числе и на русский).

Боте, Вальтер, 1891–1957 гг. Немецкий физик-экспериментатор, один из пионеров ядерной физики. Учился в Германии, работал там же, в конце жизни — директор Института физики Гейдельбергского университета. Работал в области атомной и ядерной физики, исследования космических лучей, создания первых ускорителей микрочастиц, физики нейтронов. Разработка метода совпадений и внедрение его в экспериментальную физику были отмечены Нобелевской премией.

Бройль, де, Луи, 1892–1980 гг. Французский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Учился во Франции, окончил Парижский университет, в котором в дальнейшем много лет был профессором. Распространил идею Эйнштейна о корпускулярно-волновом дуализме свойств излучения на вещество, имеющее массу покоя. После экспериментального подтверждения существования волновых свойств частиц, имеющих массу покоя, полученного рядом исследователей, так называемые *волны де Бройля* вошли в основу квантовой механики. Лауреат Нобелевской премии.

Броун, Роберт, 1773–1858 гг. Английский ботаник, сделавший много экспериментальных открытий, существенных для построения морфологической системы растений. Экспериментально открыл существование *броуновского движения* микрочастиц (цветочной пыльцы, взвешенной в жидкости) и дал первое качественно правильное объяснение этого явления как проявления внутренних свойств самой жидкости.

Брэгг, Генри, 1862–1942 гг. Английский физик, окончил Кембриджский университет, в дальнейшем профессор ряда университетов Англии и Австралии, директор Королевского института в Лондоне, член и президент Лондонского Королевского общества, лауреат Нобелевской премии. Основные работы посвящены изучению рентгеновских лучей и их использованию для спектроскопии кристаллов. Общеизвестный классик рентгеноструктурного анализа вещества.

Бутлеров, Александр Михайлович, 1828–1886 гг. Российский химик, создатель теории химического строения вещества, глава русской школы химиков-органиков. Профессор, председатель отделения химии Русского физико-химического общества. В основу теории химического строения вещества заложил его атомное строение и зависимость химических сил от индивидуальных свойств атомов.

Ван-дер-Ваальс, Иоханнес, 1837–1923 гг. Нидерландский физик, член Нидерландской академии наук, профессор Амстердамского университета. Работы посвящены молекулярной физике и низкотемпературным процессам; вывел уравнение состояния реального газа, учитывающее силы взаимодействия между молекулами (ныне *уравнение Ван-дер-Ваальса*); предложил общую теорию, объясняющую природу критических явлений. Лауреат Нобелевской премии.

Вигнер, Юджин, 1902–1988 гг. Американский физик-теоретик, учился в Германии, работал в Принстонском и Чикагском университетах, профессор. Идеолог использования теории групп и законов симметрии в квантовой механике; предложил основную формулу, описывающую процессы взаимодействия нейтронов с атомными ядрами (ныне *формула Брейта-Вигнера*); принимал участие в создании первого атомного реактора в США. Почетный член многих академий наук, президент американского Физического общества. Лауреат Нобелевской премии.

Вильсон, Чарльз, 1869–1959 гг. Английский физик, окончил Кембриджский университет, в котором работал в дальнейшем в качестве профессора, член Лондонского Королевского общества. Создал прибор для наблюдения и фотографирования следов заряженных частиц, сыгравший исключительную роль в развитии экспериментальной ядерной физики (ныне *камера Вильсона*). Лауреат Нобелевской премии.

Вин, Вильгельм, 1864–1928 гг. Немецкий физик, чл.-корр. Берлинской академии наук, профессор ряда университетов. Работы относятся к теории теплового излучения, оптике, термодинамике, физике разряда в газах. Предложил модель о реализации абсолютно черного тела и сформулировал закон распределения излучения в спектре абсолютно черного тела.

Галилей, Галилео, 1564–1642 гг. Выдающийся итальянский физик и астроном, один из основателей точного естествознания. Родился и учился в Италии, профессор Пизанского и Падуанского университетов. Именно от него начинается физика в форме точной науки, широко использующей математику. Установил два основополагающих принципа механики — *принцип относительности для прямолинейного равномерного движения* и *принцип постоянства ускорения силы тяжести*. Сконструировал первую подзорную трубу и начал систематические астрономические наблюдения, убедительно показавшие справедливость учения Коперника.

Гамильтон, Уильям, 1805–1865 гг. Ирландский математик и физик, окончил Дублинский университет. В дальнейшем профессор этого университета, директор астрономической обсерватории, член Ирландской академии наук, ее президент. Установил аналогию между классической механикой и геометрической оптикой, сформулировал вариационный принцип в механике, впервые ввел понятие групповой скорости в рамках волновой оптики.

Гейгер, Ханс, 1882–1945 гг. Немецкий физик-экспериментатор, учился и в дальнейшем работал в Германии, профессор ряда университетов, директор Физического института Кильского университета. Работы посвящены атомной и ядерной физике и исследованию космических лучей. Совместно с *Резерфордом* создал первый прибор для регистрации отдельных заряженных частиц, в дальнейшем усовершенствовал этот прибор, ныне широко известный как *гейгеровский счетчик*. Совместно с *Боте* провел принципиальный опыт, доказавший справедливость законов сохранения энергии и импульса в элементарном атомном акте при комптоновском рассеянии электронов.

Гейзенберг, Вернер, 1901–1976 гг. Немецкий физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Учился и в дальнейшем работал в Германии, в различных крупных университетах, профессор и директор ряда физических институтов при университетах. В 1925 г. разработал первый вариант квантовой механики — так называемую матричную механику, сформулировал принцип неопределенности для канонически сопряженных пар физических величин, позволивший дать объяснение многим явлениям, в первую очередь стабильности атомов. Почетный член многих академий наук. Лауреат Нобелевской премии.

Гей-Люссак, Жозеф, 1778–1850 гг. Французский физик и химик, учился во Франции, работал там же в Эколь Политекник и Парижском университете в качестве профессора. Работы посвящены физике газов, молекулярной физике и теплофизике. Установил закон объемных отношений для соединения газов друг с другом. Разработал ряд физических приборов. Редактировал основной физико-химический журнал того времени — *Анналы физики и химии*. Состоял членом Петербургской академии наук.

Герц, Генрих, 1857–1894 гг. Немецкий физик, учился и работал в Германии, профессор Высшей технической школы и Боннского университета. Один из основоположников классической электродинамики. Экспериментально доказал существование электромагнитных волн, распространяющихся в пространстве, ранее предсказанных Максвеллом. Экспериментально доказал единство природы электромагнитных волн и видимого света. Придал уравнениям Максвелла симметричную форму, которая однозначно показала взаимосвязь между электрическими и магнитными явлениями. Исследуя природу катодных лучей, положил начало экспериментальному обнаружению явления фотоэффекта, на примере которого в дальнейшем Эйнштейн сформулировал существование квантов света.

Герц, Густав, 1887–1975 гг. Немецкий физик, учился в Германии, работал в Германии и ряд лет в СССР, профессор ряда университетов и директор Физического института Лейпцигского университета. Основные исследования относятся к области спектроскопии. Разработал метод разделения изотопов путем термодиффузии. Член академий наук ряда стран, в том числе АН СССР. Совместно с *Франком* провел ряд опытов по столкновению электронов с атомами, подтвердивших модель атома Бора. Лауреат Нобелевской премии.

Гиббс, Джозайя, 1839–1903 гг. Американский физик-теоретик, окончил Йельский университет, продолжил образование в ряде ведущих университетов Европы, в дальнейшем — профессор Йельского университета. Основал и развил новый раздел механики — статистическую механику. Впервые развил общий подход к термодинамике любой химической системы на основе микроскопических механических свойств молекул, эту систему составляющих. К концу жизни завершил создание классической статистической физики. Член Лондонского Королевского общества.

Гюи, Луи, 1854–1926 гг. Французский физик, член Парижской академии наук, профессор Лионского университета. Основные работы относятся к оптике, спектроскопии, молекулярной физике. Доказал тепловую природу броуновского движения.

Гюйгенс, Христиан, 1629–1695 гг. Голландский физик, математик и астроном. Учился в Голландии, жил в дальнейшем в Париже, состоял членом Парижской академии наук. Работы в области физики относятся в основном к оптике и молекулярной физике. Разработал волновую теорию света, в основу которой положил принцип вторичных волн (ныне — известный как *принцип Гюйгенса*). Открыл явление поляризации света. Сделал ряд открытий в области астрономии: кольца Сатурна и его спутник Титан.

Дальтон, Джон, 1766–1844 гг. Английский физик и химик, учился дома, преподавал математику в школе. Научные исследования относятся в основном к молекулярной физике. Внес большой вклад в развитие атомистических представлений в физике и химии. Ввел понятие атомного веса и составил первую таблицу атомных весов элементов. Открыл закон парциальных давлений газов и закон зависимости растворимости газов от их парциальных давлений.

Демокрит, ≈ 460 –370 гг. до нашей эры. Древнегреческий ученый, основатель атомистики. Утверждал, что вещество состоит из бесчисленного множества мельчайших неделимых частиц — атомов, которые, соединяясь друг с другом, образуют все разнообразие предметов, составляющих Природу; атомы неизменны, они отличаются по форме и размеру.

Джинс, Джеймс, 1877–1947 гг. Английский физик и астрофизик, учился в Кембриджском университете, работал там же, в дальнейшем профессор Принстонского университета, США, и научный сотрудник обсерватории Маунт Вильсон, США; профессор Королевского института в Лондоне, член Лондонского Королевского общества. В области физики наиболее известен исследованиями теплового излучения. В области астрофизики наиболее известен своей моделью образования Солнечной системы за счет отрыва части солнечного вещества при столкновении Солнца с другой звездой.

Джоуль, Джеймс, 1818–1889 гг. Английский физик, один из первооткрывателей закона сохранения энергии, член Лондонского Королевского общества. Учился дома, университетского образования не получил. Установил закон *Джоуля–Ленца* о количестве тепла, выделяемого в проводнике при прохождении по нему электрического тока; показал экспериментально, что тепло можно получать за счет механической работы, высчитал механический эквивалент тепла и дал тем самым доказательство закона сохранения энергии; открыл эффект *Джоуля–Томсона* — охлаждение газа при его протекании через пористую перегородку; открыл явление магнитоstriction.

Дирак, Поль, 1902–1984 гг. Знаменитый английский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Учился в ряде

университетов Англии, в дальнейшем профессор Кембриджского университета. Разработал теорию математического аппарата квантовой механики — теорию преобразований. Применил принципы квантовой механики к электромагнитному полю, положив тем самым начало квантовой электродинамике. Заложил основы релятивистской квантовой механики. Предсказал существование положительного электрона — позитрона, обнаруженного экспериментально в тридцатых годах XX века. Высказал гипотезу об изменении гравитации со временем. Почетный член ряда академий наук. Лауреат Нобелевской премии.

Дуэн, Ульман, 1872–1935 гг. Американский физик, учился в ряде университетов США, профессор Гарвардского университета, член национальной академии наук. Работы посвящены атомной физике, исследованию рентгеновских лучей и радиоактивности. Экспериментально установил закон, определяющий коротковолновую границу непрерывного спектра рентгеновских лучей — *пределы Дуэна*.

Дьюар, Джеймс, 1842–1923 гг. Английский физик-химик, окончил Эдинбургский университет. Работал в основном в Кембриджском университете и Лондонском Королевском институте. Член Лондонского Королевского общества. Наиболее известен работами в области физики низких температур. В 1898 г. впервые получил жидкий водород и измерил различные константы, его характеризующие. Исследовал изменения электропроводности металлов при понижении их температуры. Сконструировал ныне всем известный сосуд для хранения сжиженных газов — сосуд Дьюара.

Дюлонг, Пьер, 1785–1838 гг. Французский физик и химик, окончил Политехническую школу, работал в Эколь Нормаль, профессор Парижского университета и Эколь Нормаль, член Парижской академии наук, ее президент. Работы в области физики посвящены теплоте. Экспериментально установил, что произведение удельной теплоемкости и атомного веса для вещества в кристаллическом состоянии является величиной практически постоянной — *закон Дюлонга и Пти*. Исследовал тепловое расширение твердых тел и упругость газов.

Евклид, III век до нашей эры. Древнегреческий ученый, жил и работал в Александрии. Создатель геометрической системы — *евклидовой геометрии*, — лежащей в основе всей классической физики. Сформулировал законы прямолинейного распространения света и отражения света от зеркал, что дает основание считать Евклида основоположником геометрической оптики. Изучал образование тени и построение изображений при помощи малых отверстий.

Зоммерфельд, Арнольд, 1868–1951 гг. Немецкий физик-теоретик, окончил Кенигсбергский университет, работал в ряде крупных уни-

верситетов Германии, профессор, член Берлинской академии наук, а также многих академий других стран Основные работы посвящены квантовой теории атома, атомной спектроскопии, квантовой теории металлов, математической физике Разработал квантовую теорию эллиптических орбит электронов в атомах Является автором квантовой модели электронного газа в металлах Основатель Мюнхенской школы теоретической физики

Каммерлинг-Оннес, Гейке, 1853-1926 гг Нидерландский физик, учился на родине и в Германии В дальнейшем — профессор Лейденского университета, основатель и бессменный руководитель криогенной лаборатории этого университета Основные работы относятся к физике низких температур и сверхпроводимости Первым в мире реализовал температуры, близкие к абсолютному нулю Первый получил жидкий гелий и исследовал его основные свойства Открыл явление сверхпроводимости ряда металлов при их охлаждении до сверхнизких температур, а так же разрушение сверхпроводимости внешним магнитным полем и током Лауреат Нобелевской премии

Капица, Петр Леонидович, 1894–1984 гг Знаменитый советский физик, родился в Кронштадте, окончил Петроградский политехнический институт В течении 15 лет жил и работал в Англии, в Кавендишской лаборатории и Лаборатории Монда В 1935 г вернулся в Россию и основал в Москве новый институт Академии наук — Институт физических проблем С 1939 г профессор МГУ, с 1947 г — профессор МФТИ, с 1929 г чл -корр АН СССР, с 1939 г — академик АН СССР, член многих академий и научных обществ различных стран Основные работы посвящены ядерной физике, физике низких температур, сверхсильных магнитных полей, плазмы, электронике больших мощностей Открыл явление сверхтекучести жидкого гелия при сверхнизких температурах Лауреат Нобелевской премии

Карно, Николя, 1796–1832 гг Французский физик, один из основных создателей термодинамики Окончил Эколь Политекник в Париже Ряд лет был военным инженером В 1824 г опубликовал научный труд, посвященный основам термодинамики, в том числе ныне всем известную *теорему Карно* КПД тепловой машины зависит только от разности температур нагревателя и холодильника Ввел понятие механического эквивалента тепла

Кеезом, Виллем, 1876–1956 гг Нидерландский физик, окончил Амстердамский университет, работал в ряде нидерландских университетов, в дальнейшем в качестве профессора Основные работы посвящены физике низких температур Впервые получил гелий в твердом состоянии Реализовал температуры, меньшие одного градуса Кельвина Обнаружил так называемую λ -точку в Р-Т диаграмме, при которой

скачком изменяется теплоемкость жидкого гелия. Написал наиболее полную монографию, посвященную жидкому гелию

Кеплер, Иоганн, 1571–1630 гг. Немецкий ученый, один из создателей небесной механики. Окончил университет в Германии, в дальнейшем работал в ряде центрально-европейских городов. Основные работы в области астрономии, оптики, механики и математики. Открыл три основных закона движения планет, ныне *законы Кеплера*. В оптике сформулировал закон обратной пропорциональности освещенности и квадрата расстояния от источника света. Сконструировал телескоп — *зрительную трубу Кеплера*. Предложил понятие силы как причины ускорения. Последние годы жизни провел в бедности и странствиях.

Кирхгоф, Густав, 1824–1887 гг. Немецкий физик, окончил Кенигсбергский университет, в дальнейшем профессор ряда крупных немецких университетов. Работы посвящены различным разделам физики. Разработал метод спектрального анализа и открыл, таким образом, ряд новых элементов; установил один из основных законов теплового излучения — отношение испускательной и поглощательной способностей тела не зависит от его природы, ныне *закон Кирхгофа*. Развил строгую теорию дифракции. Предложил понятие абсолютно черного тела и его конкретную модель.

Комптон, Артур, 1892–1962 гг. Американский физик, окончил Принстонский университет, в дальнейшем профессор в университете Вашингтона и Чикагском университете. Основные работы посвящены атомной и ядерной физике, космическим лучам. Открыл изменение длины волны рентгеновского излучения при его рассеянии электронами — ныне *эффект Комптона*; тем самым дал прямое доказательство существования фотона. Разработал метод измерения длины волны рентгеновского излучения. Открыл широтный эффект в распределении интенсивности космических лучей и доказал наличие в их составе заряженных частиц. Нобелевский лауреат.

Кулон, Шарль, 1736–1806 гг. Французский физик, окончил школу военных инженеров и всю жизнь состоял в армии. Работы относятся к электричеству, магнетизму и механике. Изобрел конструкцию и построил крутильные весы, с помощью которых установил основной закон электростатики (ныне *закон Кулона*), сконструировал магнитометр. Заложил основы магнитостатики.

Лагранж, Жозеф, 1736–1813 гг. Французский математик и механик. Самоучка. С 19 лет — профессор в различных учебных заведениях Франции и Германии. Член Парижской академии наук. Кроме собственно математики (вариационное исчисление, математический анализ) занимался гидромеханикой и общей механикой, в которую внес существенный вклад (общие формулы статики и динамики, обобщен-

ные координаты, уравнения движения — ныне *уравнения Лагранжа*).

Лайман, Теодор, 1874–1954 гг. Американский физик-экспериментатор. Окончил Гарвардский университет, затем там же работал; профессор, директор Джефферсоновской физической лаборатории. Работы посвящены оптике и спектроскопии. Открыл серию линий в ультрафиолетовой части спектра излучения атома водорода (ныне *серия Лаймана*), вошедшую в фундамент модели атома Бора. Впервые измерил длины волн в области вакуумного ультрафиолета. Был президентом Американского физического общества.

Ландау, Лев Давидович, 1908–1968 гг. Знаменитый советский физик-теоретик. Родился в Баку, окончил Ленинградский университет и аспирантуру Ленинградского физтеха. Работал сначала в Харькове, а с 1937 г. — в Москве в качестве заведующего теоретическим отделом Института физических проблем АН СССР. Профессор МГУ с 1943 г. и физтеха с 1947 г. Действительный член АН СССР, член многих академий и научных обществ других стран. Основные работы посвящены квантовой механике, физике твердого тела, элементарных частиц, плазмы, сверхтекучей жидкости. Впервые получил соотношение между плотностью уровней атомного ядра и энергией его возбуждения, построил теорию сверхпроводимости, теорию сверхтекучести жидкого гелия, теорию диамагнетизма свободных электронов. Написал (совместно с Е. М. Лифшицем) широко известный во всем мире многотомный курс теоретической физики. Создал большую школу физиков-теоретиков. Лауреат Нобелевской премии.

Лаплас, Пьер, 1749–1827 гг. Французский астроном, физик и математик, окончил католическую школу, стал профессором военной школы в Париже, председателем Палаты мер и весов. Член Парижской академии наук. Основные работы посвящены небесной механике. Создал общую теорию движения тел Солнечной системы исходя из закона всемирного тяготения. В области физики его исследования относятся к теплоте, акустике, оптике, электричеству и молекулярной физике. В математике является одним из создателей теории вероятности.

Лауэ, Макс, 1879–1960 гг. Немецкий физик-теоретик, окончил Берлинский университет, в дальнейшем работал в ряде немецких университетов, профессор, директор ряда физических институтов, член Берлинской академии наук. Основные работы относятся к оптике, атомной физике, квантовой физике, физике твердого тела. Обнаружил явление дифракции рентгеновских лучей на кристаллах, обосновал и развил метод рентгеноструктурного анализа вещества. Лауреат Нобелевской премии.

Лебедев, Петр Николаевич, 1866–1912 гг. Российский физик-экспериментатор, учился в Москве и Германии, работал в Московском университете, профессор. Экспериментально показал существование явления светового давления на освещаемые тела, как твердые, так и находящиеся в газообразном состоянии. Эти результаты явились прямым подтверждением электромагнитной теории света. Создал большую Московскую школу физиков из числа своих учеников и сотрудников. Имя Лебедева носит Физический институт РАН.

Ленард, Филипп, 1862–1947 гг. Немецкий физик, учился в ряде европейских университетов. В дальнейшем работал в ряде немецких университетов, в основном в Гейдельбергском университете, профессор, член Берлинской академии наук. Основные работы в области оптики, атомной физики и молекулярной физики. Наиболее известен экспериментальным доказательством факта образования электронов в процессе фотоэффекта, а также того, что кинетическая энергия электронов определяется частотой излучения. Эти экспериментальные факты легли в основу квантовой теории фотоэффекта, созданной Эйнштейном. Лауреат Нобелевской премии.

Левкипп, V век до нашей эры. Древнегреческий философ, один из создателей древней атомистики. Выдвинул идею о множественности элементов — атомов, — образующих все вещество в природе. Труды Левкиппа не сохранились.

Лобачевский, Николай Иванович, 1792–1856 гг. Великий российский математик, создатель неевклидовой геометрии. Учился, жил и работал в Казани. Окончил Казанский университет, в котором был оставлен для научной работы. В дальнейшем профессор и ректор этого университета. Геометрия Лобачевского нашла свое место в физике как в рамках специальной теории относительности, так и в рамках теории тяготения. Ряд астрофизических экспериментов, выполненных во второй половине XX века, однозначно подтверждает основные положения геометрии Лобачевского.

Локьер, Джозеф, 1836–1920 гг. Английский астрофизик, директор обсерватории в Юж. Кенсингтоне (Англия). Специалист по физике Солнца. В 1868 г. в спектре хромосферы Солнца им была найдена спектральная линия гипотетического по тем временам элемента — гелия (на земле гелий был обнаружен лишь в 1895 г. английским химиком У. Рамзаем). В 1860 г. основал в Лондоне журнал "Nature" и в дальнейшем был его главным редактором в течение 50 лет.

Лоренц, Хендрик, 1853–1928 гг. Нидерландский физик-теоретик, создатель классической электронной теории. Учился в Лейденском университете, в дальнейшем профессор и заведующий кафедрой физики этого университета. Основные работы в различных разделах

теоретической физики. Ввел в электромагнитную теорию Максвелла–Герца атомистику и создал классическую электронную теорию, описывающую электрические, магнитные и оптические свойства вещества. Разработал теорию эффекта Зеемана — расщепления спектральных линий в магнитном поле. Дал выражение для силы, действующей на движущийся заряд в электромагнитном поле (ныне *сила Лоренца*). Вывел формулы, связывающие координаты и моменты времени события в различных инерциальных системах отсчета (ныне *преобразования Лоренца*). Член многих академий наук и научных обществ. Лауреат Нобелевской премии.

Лукреций, I век до нашей эры. Римский философ-материалист. В первой и второй книгах философской поэмы *“О природе вещей”* излагается атомистическая теория мироздания. Этим своим трудом Лукреций продолжил, оживил и сделал более убедительным учение Эпикура (третье-второе столетие до нашей эры), главным образом физику в этом учении.

Максвелл, Джеймс, 1831–1879 гг. Английский физик, учился в Эдинбургском и Кембриджском университетах, в дальнейшем преподавал, в основном, в Кембриджском университете, профессор. Работы посвящены широкому спектру различных разделов теоретической физики. Наиболее важные результаты были получены в теории электромагнитного поля (ныне *уравнения Максвелла*), предсказал существование электромагнитных волн в пространстве и электромагнитную природу света. Член Лондонского Королевского общества.

Менделеев, Дмитрий Иванович, 1834–1907 гг. Российский ученый, окончил педагогический институт в Петербурге, преподавал в Петербургском университете, профессор. Основные работы в области химии и физики. Установил существование периодического закона изменения свойств химических элементов, исходя из которого составил Периодическую таблицу элементов (ныне *таблица Менделеева*). Предсказал существование и свойства ряда новых элементов, в дальнейшем подтвержденные экспериментом. Член-корреспондент Петербургской академии наук, а также член многих иностранных академий и научных обществ.

Милликен, Роберт, 1868–1953 гг. Американский физик-экспериментатор, учился в Колумбийском и Чикагском университетах, в дальнейшем работал в Чикагском университете и Калифорнийском технологическом институте, профессор. Основные работы в атомной физике, спектроскопии и физике космических лучей. Разработал специальный метод для измерения заряда электрона и в многочисленных опытах получил весьма точные данные. Получил количественное экспериментальное подтверждение справедливости соотношения

Эйнштейна для внешнего фотоэффекта, что сняло все возражения против квантовой природы света. Лауреат Нобелевской премии.

Мопертюи, Пьер, 1698–1759 гг. Французский ученый, учился и работал в ряде европейских государств, член Парижской академии наук. Автор трудов по математике, астрономии, географии. Экспериментально доказал, что земля представляет собой сфероид, сплюснутый в направлении север–юг. Впервые сформулировал принцип наименьшего действия в механике.

Нётер, Эмми, 1882–1935 гг. Немецкий математик, профессор в Геттингенском университете. Основные работы лежат в основе абстрактной алгебры. В 1918 г. доказала теорему, связывающую законы сохранения различных физических величин с исходной симметрией системы. Эта теорема дает наиболее простой и универсальный метод получения законов сохранения в классической и квантовой физике.

Ньютон, Исаак, 1643–1727 гг. Великий английский ученый, создатель классической физики. Закончил Кембриджский университет, в дальнейшем возглавил в нем кафедру. Член Парижской академии наук. Основные работы относятся к астрономии, оптике, механике, математике. Сформулировал основные законы классической механики, утвердил корпускулярную модель света, сформулировал закон всемирного тяготения и объяснил исходя из него движение небесных тел, разработал дифференциальное и интегральное исчисления. Научное творчество Ньютона определило развитие физики на два века вперед.

Паули, Вольфганг, 1900–1958 гг. Физик-теоретик, родился в Вене, окончил Мюнхенский университет, работал в Геттингенском университете у М. Борна, потом в Копенгагене у Н. Бора и далее с перерывами в Цюрихе (Швейцария) и Принстоне (США). Работы относятся в основном к квантовой механике и квантовой электродинамике. В 1924 г. сформулировал один из важнейших постулатов квантовой механики (ныне *принцип запрета Паули*), согласно которому две тождественные частицы с полуцелыми спинами не могут находиться в одном состоянии. Этот принцип позволил объяснить физику многоэлектронных атомов. Нобелевский лауреат.

Пашен, Фридрих, 1865–1947 гг. Немецкий физик-экспериментатор, окончил Берлинский университет, в дальнейшем преподавал в ряде немецких университетов, директор Имперского физико-технического института. Работы посвящены атомной спектроскопии и квантовым свойствам излучения. В 1908 г. обнаружил линейчатый спектр излучения водорода в инфракрасном диапазоне частот (ныне *серия Пашена*), вошедший в фундамент модели атома Бора. Экспериментально под-

твердил предсказания теории Зоммерфельда для спектра атома гелия.

Перрен, Жан, 1870–1942 гг. Французский физик, окончил Эколь Нормаль, далее в Парижском университете, с 1910 г. — профессор. Член Парижской академии наук. В 1908 г. осуществил цикл экспериментов, которые качественно и количественно подтвердили, что броуновское движение цветочной пыльцы в капле жидкости является следствием теплового движения молекул среды, что представляло собой первое прямое доказательство существования молекул. Из данных своих опытов впервые определил численное значение числа Авогадро.

Пифагор, ≈ 570 –500 гг. до нашей эры. Древнегреческий ученый, ввел понятие математического доказательства в геометрию, развил планиметрию, привел доказательство знаменитой теоремы, устанавливающей связь между сторонами прямоугольного треугольника (ныне *теорема Пифагора*). Ввел понятия четных и нечетных, простых и составных чисел, арифметических и геометрических пропорций и средних. Основал *пифагоризм* — философское учение о числах как основном принципе всего сущего.

Планк, Макс, 1858–1947 гг. Знаменитый немецкий физик-теоретик, основоположник квантовой физики. Окончил Мюнхенский университет, далее работал и преподавал там же, а впоследствии — в Кильском и Берлинском университетах. Основные работы относятся к термодинамике, теории теплового излучения, квантовой физике. В 1900 г. математически установил, что экспериментальному закону распределения энергии теплового излучения соответствует лишь совершенно чуждое классической физике предположение о дискретном характере энергии излучения. Впервые в физике ввел понятия квантов (дискретных значений) действия и энергии теплового излучения. Тем самым был сделан первый шаг в квантовой физике. Нобелевский лауреат.

Прингсгейм, Эрнст, 1859–1917 гг. Немецкий физик, окончил Берлинский университет, в дальнейшем работал в нем, а затем был профессором университета в Бреслау. Основные работы посвящены изучению спектров теплового излучения. Установил отклонения от закона Вина экспериментальных данных для длинных волн.

Пти, Алексис, 1791–1820 гг. Французский физик, окончил Эколь Политекник, в дальнейшем был в ней профессором. Работы посвящены теплоте и молекулярной физике. Разработал ряд методов определения тепловых свойств газов и твердых тел. Эмпирически установил отсутствие зависимости теплоемкости твердых тел от их температуры (ныне *закон Дюлонга–Пти*).

Птоломей, Клавдий, II век нашей эры. Древнегреческий ученый, наиболее известный своими исследованиями в области астрономии, в том числе составил каталог более тысячи звезд. В области физики занимался оптикой, а именно преломлением света.

Резерфорд, Эрнест, 1871–1937 гг. Знаменитый английский физик, основоположник атомной и ядерной физики. С 1919 г. профессор Кембриджского университета и директор Кавендишской лаборатории. Своими работами заложил основы теории атома. Обнаружил положительно заряженное ядро атома, имеющее размер, на пять порядков величины меньший размера электронной оболочки. Предложил планетарную модель атома, вскоре подтвержденную опытами Франка и Герца. Открыл и исследовал α - и β -лучи, ввел понятие периода полураспада возбужденного атома, разработал теорию радиоактивного распада. Совместно с Гейгером создал универсальный прибор для регистрации заряженных частиц — гейгеровский счетчик. Осуществил первую искусственную ядерную реакцию, превратив азот в кислород. Создал большую школу физиков. Лауреат Нобелевской премии.

Рамзай, Уильям, 1852–1916 гг. Английский физико-химик. Получил высшее образование в Англии, в дальнейшем профессор Бристольского университета и университетского колледжа в Лондоне. В период 1894–1898 гг. последовательно открыл существование всех благородных газов. Лауреат Нобелевской премии.

Риман, Георг, 1826–1866 гг. Немецкий математик, ученик Гаусса. Окончил Геттингенский университет, в дальнейшем там же доцент и профессор. Наиболее знаменит созданием одного из вариантов неевклидовой геометрии (ныне — *геометрия Римана*). Эта геометрия предварила ряд выводов общей теории относительности и теории тяготения относительно возможной метрики пространства в природе.

Рэлей, Джон, 1842–1919 гг. Английский физик, окончил Кембриджский университет, в дальнейшем профессор и президент этого университета, член и президент Лондонского Королевского общества. Является одним из основоположников теории колебаний. Заложил основы молекулярного рассеяния света (ныне *релеевское рассеяние*). Вывел один из законов распределения энергии теплового излучения, показавший принципиальную невозможность использования классической физики для описания этого явления (ныне *ультрафиолетовая катастрофа Рэля–Джинса*). Лауреат Нобелевской премии.

Стокс, Джордж, 1819–1903 гг. Английский физик, окончил Кембриджский университет, в дальнейшем профессор этого университета, член Королевского общества и его президент. Основные работы посвящены гидродинамике, оптике и спектроскопии. Заложил основы теории гидродинамики, сформулировав закон движения вязкой жидкости

(ныне закон *Навье–Стокса*). Установил, что длина волны излучения фотолюминесценции всегда больше длины волны возбуждающего излучения (ныне *правило Стокса*).

Столетов, Александр Григорьевич, 1839–1896 гг. Российский физик, окончил Московский университет, где в дальнейшем и работал в должности профессора. Основные работы посвящены электромагнетизму, оптике, молекулярной физике. Наиболее известен экспериментальными исследованиями фотоэффекта. Открыл прямую пропорциональность зависимости силы фототока от интенсивности падающего излучения при внешнем фотоэффекте, что показало невозможность описания фотоэффекта на языке классической физики. Разработал первые фотоэлементы и измерил величину запаздывания сигнала на выходе по отношению к моменту освещения.

Смолуховский, Мариан, 1872–1917. Польский физик. Окончил Венский университет, в дальнейшем профессор Львовского и Краковского университетов. Основные работы посвящены молекулярной и статистической физике, теории газов и жидкостей. Создал теорию броуновского движения.

Тейлор, Джеффри, 1886–1975 гг. Английский физик, член Лондонского Королевского общества. Окончил Кембриджский университет, где в дальнейшем и работал в Тринити колледж и Кавендишской лаборатории. Основные работы посвящены механике сплошной среды, динамике жидкостей и кристаллов. Выполнил знаменитый опыт, доказавший волновые свойства одиночного кванта света.

Томсон, Джозеф, 1856–1940 гг. Знаменитый английский физик, окончил Кембриджский университет, где затем и работал, профессор, директор Кавендишской лаборатории, член многих иностранных академий наук. Работы посвящены физике газового разряда, катодных и рентгеновских лучей, атомной физике. Наиболее известен экспериментальным открытием существования электрона. Предложил одну из первых моделей атома, так называемую пуддинговую модель. Получил первые экспериментальные доказательства существования изотопов. Лауреат Нобелевской премии.

Фабрикант, Валентин Александрович, 1907–1991 гг. Советский физик, окончил МГУ, профессор Московского Энергетического института. Работы посвящены физической электронике, оптике и плазме. Показал возможность усиления света за счет вынужденного испускания в среде с инверсией заселенности энергетических уровней. Выполнил эксперимент, доказавший, что отдельные электроны проявляют свои волновые свойства.

Фарадей, Майкл, 1791–1867 гг. Английский физик, учился дома, работал в Лондонском Королевском институте, в дальнейшем профессор кафедры химии, член Лондонского Королевского общества. Выполнил большое количество исследований в области электричества, магнетизма, электрохимии. Открыл явление электромагнитной индукции, законы электролиза, диа- и парамагнетизм, вращение плоскости поляризации света в магнитном поле (ныне *эффект Фарадея*). Это был первый шаг в создании магнитооптики. Ввел в физику такие ныне общеизвестные понятия, как электроды, катод, анод, ионы, электролиты, подвижность ионов, диэлектрическая проницаемость. Экспериментально доказал существование закона сохранения электрического заряда.

Фейнман, Ричард, 1918–1988 гг. Американский физик-теоретик, один из создателей квантовой электродинамики. Окончил Массачусетский технологический институт. Работал в Лос-Аламосской лаборатории, в Корнельском университете и Калифорнийском технологическом институте, профессор, член Национальной академии наук. Работы посвящены квантовой механике, квантовой электродинамике, физике элементарных частиц. В квантовой механике предложил и разработал новый метод интегрирования по траекториям. Автор широко известного курса лекций по современной физике — *Фейнмановские лекции по физике*.

Ферма, Пьер, 1601–1661 гг. Французский физик и математик. Физические работы относятся к оптике. Установил основной принцип геометрической оптики: свет между двумя точками распространяется по пути, для прохождения которого необходимо минимальное время (ныне *принцип Ферма*). Аналогии между принципом Ферма и вариационными принципами классической механики играли определяющую роль в развитии как оптики, так и механики.

Ферми, Энрико, 1901–1954 гг. Итальянский физик, окончил Пизанский университет, работал в ряде университетов Европы, в 1938 г. переехал в США, где был профессором в ряде университетов. Работы в области атомной и ядерной физики, физики высоких энергий и астрофизики. Положил совместно с рядом своих сотрудников начало нейтронной физике. Обнаружил и предсказал ряд основных явлений, возникающих при делении атомных ядер нейтронами. Построил первый ядерный реактор, получил на нем цепную реакцию деления ядер урана. В области физики больших энергий предложил и развил статистическую теорию множественного рождения мезонов. Член многих академий наук, Нобелевский лауреат.

Франк, Джеймс, 1882–1964 гг. Немецкий физик, окончил Берлинский университет, работал там же, получил звание профессора,

был директором Физического института Геттингенского университета, в 1935 г. переехал в США, где был профессором в ряде университетов. Основные работы посвящены атомной и ядерной физике, а также применениям молекулярной спектроскопии в химии, фотосинтезу. Наиболее известен рядом экспериментов по возбуждению и ионизации атомов ртути электронами (проведенных совместно с Г. Герцем), указавших на дискретность уровней энергии атомов и подтвердивших квантовую модель атома Бора. Объяснил механизм процесса фотохимической диссоциации молекул (ныне известный как *принцип Франка–Кондона*). Член ряда академий наук и научных обществ. Нобелевский лауреат.

Френель, Огюст, 1788–1827 гг. Французский физик, окончил Эколь Политеchnik, в которой и работал в дальнейшем. Работы посвящены физической оптике. Дополнил принцип Гюйгенса, учтя когерентность волн и их интерференцию. Детально разработал теорию дифракции световых волн, в том числе и на краю круглого отверстия. Доказал поперечность световых волн, открыл эллиптическую и круговую поляризацию света. Установил законы прохождения и отражения световых волн на поверхности раздела двух сред (ныне *формулы Френеля*). Член Парижской академии наук и Лондонского Королевского общества.

Шредингер, Эрвин, 1887–1961 гг. Австрийский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Окончил Венский университет, работал в университетах ряда европейских стран, в конце жизни — профессор Венского университета. Основные работы в области квантовой физики. В 1926 г. разработал волновую механику как теорию движения микрочастиц, в основу которой положил *уравнение Шредингера*, играющее такую же роль в квантовой механике, как уравнения Ньютона в классической механике. Член многих академий наук, лауреат Нобелевской премии.

Эйнштейн, Альберт, 1879–1955 гг. Великий физик-теоретик, один из основных создателей современной физики. Окончил Цюрихский университет в Швейцарии, в дальнейшем был профессором в ряде университетов, в том числе Берлинском, а в 1933 г. переехал в США, где до конца жизни работал в Принстонском институте перспективных исследований. Член многих академий наук различных стран, лауреат Нобелевской премии. Создатель специальной и общей теории относительности, квантовой теории света, корпускулярно-волновой модели излучения. Предсказал явление индуцированного излучения. Разработал первую квантовую теорию твердых тел — квантовую теорию теплоемкости. Создал квантовую статистику частиц с целым спином. Создал теорию всемирного тяготения, предсказал ряд астрофизических явлений, следующих из нее и обнаруженных экспериментально в даль-

нейшем. Работы Эйнштейна оказали чрезвычайно большое влияние на развитие физики в XX веке.

Юнг, Томас, 1773–1829 гг. Знаменитый английский физик, создатель волновой модели света и волновой оптики. Учился в Лондонском, Эдинбургском и Геттингенском университетах. Наиболее известен своими работами в области оптики. Подверг убедительной критике корпускулярную модель света Ньютона, ввел понятие интерференции волн, выполнил в 1802 г. свой знаменитый опыт с наблюдением результата прохождения света через два отверстия в экране, однозначно указывающий на волновую природу света. Измерил длины волн света различного цвета. Труды Юнга на два века утвердили в науке волновую модель света. Занимался также теорией упругости твердых тел, ввел основную характеристику упругости — модуль растяжения (ныне *модуль Юнга*). Член Парижской академии наук.

Якоби, Карл, 1804–1851 гг. Немецкий математик, один из создателей теории эллиптических функций. Работы в области теории чисел, алгебры, интегрального исчисления, дифференциальных уравнений.

Учебное издание

ДЕЛОНЕ Николай Борисович

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ВЕЩЕСТВА

Редактор *Н.Б. Бартошевич-Жагель*

Оригинал-макет *Е.А. Королева*

Оформление переплета *Н.В. Гришина*

Подписано в печать 17.06.08. Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная №1.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 13,0. Уч.-изд. л. 14,3. Тираж 750 экз.
Заказ № 6436.

Издательская фирма «Физико-математическая литература»

МАИК «Наука/Интерпериодика»

117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90

E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru,

<http://www.fml.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ФГУП «Производственно-издательский комбинат ВИНТИ»
140010, г. Люберцы, Московская обл., Октябрьский пр-т 403

ISBN 978-5-9221-0867-6



9 785922 108676