

Федеральное агентство по образованию

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования

«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

С.И. Кузнецов

**КВАНТОВАЯ ОПТИКА.
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Учебное пособие

2-е издание, переработанное, дополненное

Издательство

Томского политехнического университета

2007

УДК 530

К 89

Кузнецов С. И.

К 89

Квантовая оптика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 154 с.

В учебном пособии обсуждаются квантовые свойства излучения, основы квантовой оптики, элементы квантовой механики, атомной и ядерной физики и физики элементарных частиц. Основное внимание уделено разъяснению основополагающих законов, явлений и понятий, связанных с данным разделом курса физики.

Пособие подготовлено на кафедре общей физики ТПУ, соответствует программе курса физики высших технических учебных заведений и направлено на активизацию научного мышления и познавательной деятельности студентов.

Предназначено для межвузовского использования студентами технических специальностей очной и дистанционной форм обучения.

УДК 530

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета

Рецензенты

Доктор физико-математических наук, профессор ТГУ

А.В. Шаповалов

Доктор физико-математических наук, профессор ТГПУ

А.Г. Парфенов

© Томский политехнический университет, 2007

© Оформление. Издательство ТПУ, 2007

© С.И. Кузнецов, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшая задача курса физики – формирование у студентов представлений о современной физической картине мира. В классической физике, описывающей макромир, материя представлена в виде вещества и поля. Вещество состоит из атомов и молекул. Атомы и молекулы хотя и малы, но принадлежат к числу наиболее крупных по размеру представителей микромира, объекты которого имеют характерные размеры – меньше 10^{-9} м. Следующие, более мелкие по размерам объекты микромира – составные части атомов: электроны и атомные ядра. Электроны и нуклоны (протоны и нейтроны, входящие в состав ядра) считаются по традиции элементарными частицами. Причем электроны относятся к так называемым фундаментальным элементарным частицам (неделимым), а протоны и нейтроны – составные частицы, они образованы из более мелких частиц, называемых кварками. Какие мощные силы заставляют одноименно заряженные протоны притягиваться друг к другу в ядре, почему отрицательный электрон не падает на положительное ядро? Какие сильные и слабые взаимодействия осуществляются между элементарными частицами. Как связать их с гравитационным взаимодействием, присущим всем телам и частицам? Эти и другие вопросы мы будем обсуждать в данном разделе общего курса физики. От решения этих вопросов во многом зависит ускорение развития науки и техники.

В последние десятилетия мир переживает невиданный по своим масштабам научно-технический прогресс, который базируется на фундаментальных физических исследованиях. Достижение нового теоретического и экспериментального понимания физических процессов и явлений послужит основой создания новейших технических решений, технологий, приборов и устройств.

Совершенно очевидно, что быстро ориентироваться и успешно работать в современном мире могут только те выпускники вузов, которые получили в процессе обучения достаточно широкую и глубокую фундаментальную подготовку и навыки самостоятельной исследовательской работы.

Для удобства работы с данным пособием в приложении приведены фундаментальные физические константы, таблицы физических величин и некоторые справочные данные.

Для настоящего курса физики реализовано его мультимедийное сопровождение.

Цель данного издания не «патентная чистота», а практическая польза для студентов – в рамках краткого курса освоить основные законы и понятия физики.

Тема 1. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

1.1. Тепловое излучение и люминесценция

1.2. Закон Кирхгофа

1.3. Закон Стефана–Больцмана

1.4. Закон смещения Вина

1.5. Формула Рэлея–Джинса

1.6. Формула Планка. Гипотеза о квантах

1.1. Люминесценция и тепловое излучение

Тепловое излучение – электромагнитное излучение, испускаемое веществом, возникающее за счет его внутренней энергии. Все другие виды свечения (излучения света), возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, кроме теплового, называются **люминесценцией**.

По определению С.И. Вавилова, **люминесценция** – излучение избыточное над тепловым и имеющее длительность, значительно превышающую период световых колебаний.

Окисляющийся в воздухе фосфор, гнилушки, светлячки – светятся за счет энергии химической реакции окисления – **хемилюминесценции**.

Свечение при протекании тока в газе, жидкости или в твердых телах – **электролюминесценция**.

Свечение под действием света – фотолюминесценция и т.д. Светящееся вещество называется **люминофором**.

Тепловое излучение бывает при любой температуре, человек только не ощущает его при меньшей температуре, чем температура тела, а при $\lambda > 0,8$ мкм мы его не видим. Опыт показывает, что *единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающими телами, является тепловое излучение*. Равновесное излучение устанавливается в адиабатически замкнутой системе. Допустим, что равновесие нарушено, и тело излучает больше, чем поглощает. Тогда внутренняя энергия будет убывать, это уменьшит температуру тела, что противоречит адиабатичности системы. Следовательно, и излучение не будет равновесным.

Все виды люминесценции оказываются неравновесными. Например, электролюминесценция будет продолжаться до тех пор, пока есть рекомбинирующие частицы, т.е. происходит процесс ионизации. Обычные температуры практически не влияют на этот процесс, т.е. неважно, сколько энергии поглощает тело от окружающей среды.

Итак, *равновесным может быть только тепловое излучение*. Только к нему могут быть применены законы термодинамики.

1.2. Закон Кирхгофа

Введем некоторые характеристики теплового излучения.

Поток энергии (любой частот), испускаемый единицей поверхности излучающего тела в единицу времени во всех направлениях (в пределах телесного угла 4π), называется энергетической светимостью тела (R) [R] = Вт/м².

Излучение состоит из волн различной частоты (ν). Обозначим поток энергии, испускаемой единицей поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, через dR_ν . Тогда при данной температуре

$$dR_{\nu,T} = r_{\nu,T} d\nu,$$

где $r_{\nu,T}$ – *спектральная плотность* энергетической светимости, или *лучеиспускательная способность тела*.

Опыт показывает, что лучеиспускательная способность тела $r_{\nu,T}$ зависит от температуры тела (для каждой температуры максимум излучения лежит в своей области частот). Размерность [$r_{\nu,T}$] = Дж/м².

Зная лучеиспускательную способность, можно вычислить энергетическую светимость:

$$R = \int_0^\infty dR_{\nu,T} = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu. \quad (1.2.1)$$

Пусть на элементарную площадку поверхности тела падает поток лучистой энергии $d\Phi_\nu$, обусловленный электромагнитными волнами, частоты которых заключены в интервале $d\nu$. Часть этого потока $d\Phi'_\nu$ будет поглощаться телом. Безразмерная величина

$$\alpha_{\nu,T} = \frac{d\Phi'_\nu}{d\Phi_\nu} \quad (1.2.2)$$

называется *поглощательной способностью тела*. Она также сильно зависит от температуры.

По определению $\alpha_{\nu,T}$ не может быть больше единицы. Для тела, полностью поглощающего излучения всех частот, $\alpha_{\nu,T} = 1$. Такое тело называется *абсолютно черным* (это идеализация).

Тело, для которого $\alpha_T = \text{const}$ и меньше единицы для всех частот, называется серым телом (это тоже идеализация).

Между испускательной и поглощательной способностью тела существует определенная связь. Мысленно проведем следующий эксперимент (рис. 1.1).

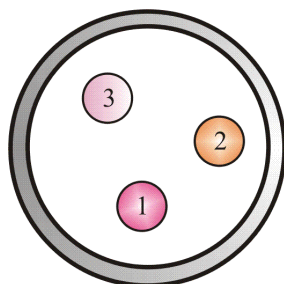
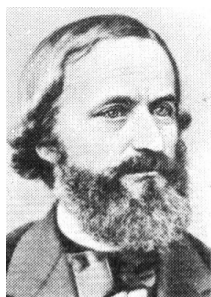


Рис. 1.1

Пусть внутри замкнутой оболочки находятся три тела. Тела находятся в вакууме, следовательно обмен энергией может происходить только за счет излучения. Опыт показывает, что такая система через некоторое время придет в состояние теплового равновесия (все тела и оболочка будут иметь одну и ту же температуру).

В таком состоянии тело, обладающее большей лучеиспускательной способностью, теряет в единицу времени и больше энергии, но $T = \text{const}$, следовательно это тело должно обладать и большей поглощающей способностью:

$$\left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_3 = \dots = \text{const}.$$



Кирхгоф Густав Роберт (1824–1887) – немецкий физик. Работы посвящены электричеству, механике, гидродинамике, математической физике, оптике, гидродинамике. Построил общую теорию движения тока в проводниках. Развил строгую теорию дифракции. Установил один из основных законов теплового излучения, согласно которому отношение испускательной способности тела к поглощательной не зависит от природы излучающего тела (закон Кирхгофа).

Густав Кирхгоф в 1856 году сформулировал **закон** и предложил **модель абсолютно черного тела**.

Отношение лучеиспускательной к поглощательной способности не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты и температуры.

$$\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} = f(\nu, T), \quad (1.2.3)$$

где $f(\nu, T)$ – **универсальная функция Кирхгофа**.

Эта функция имеет универсальный, или абсолютный, характер.

Сами величины $r_{\nu,T}$ и $\alpha_{\nu,T}$, взятые отдельно, могут изменяться чрезвычайно сильно при переходе от одного тела к другому, но их отношение *постоянно* для всех тел (при данной частоте и температуре).

Для абсолютно черного тела $\alpha_{\nu,T} \equiv 1$, следовательно, для него $r_{\nu,T} = f(\nu, T)$, т.е. **универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как лучеиспускательная способность абсолютно черного тела.**

Абсолютно черных тел в природе не существует. Сажа или платиновая чернь имеют поглощающую способность $\alpha_{\nu,T} \approx 1$, но только в ограниченном интервале частот. Однако полость с малым отверстием очень близка по своим свойствам к абсолютно черному телу. Луч, попавший внутрь, после многократных отражений обязательно поглощается, причём луч любой частоты (рис. 1.2).

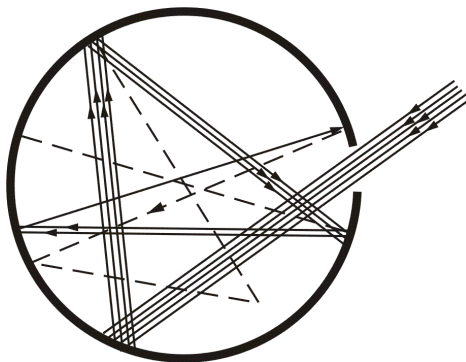


Рис. 1.2

Лучеиспускательная способность такого устройства (полости) очень близка к $f(\nu, T)$. Таким образом, если стенки полости поддерживаются при температуре T , то из отверстия выходит излучение весьма близкое по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре.

Разлагая это излучение в спектр, можно найти экспериментальный вид функции $f(\nu, T)$ (рис. 1.3), при разных температурах $T_3 > T_2 > T_1$.

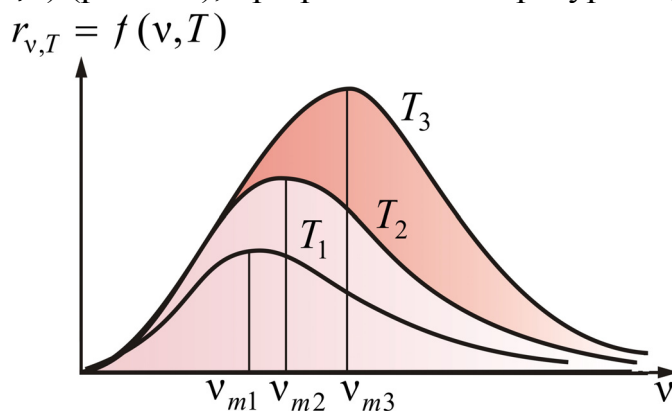


Рис. 1.3

Площадь, охватываемая кривой, дает энергетическую светимость абсолютно черного тела при соответствующей температуре.

Эти кривые одинаковы для всех тел.

Кривые похожи на функцию распределения молекул по скоростям. Но там площади, охватываемые кривыми, постоянны, а здесь с увеличением температуры площадь существенно увеличивается. Это говорит о том, что энергетическая совместимость сильно зависит от температуры. *Максимум излучения (излучательной способности) с увеличением температуры смещается в сторону больших частот.*

1.3. Закон Стефана–Больцмана

Теоретическое объяснение излучения абсолютно черного тела имело огромное значение в истории физики – оно привело к понятию квантования энергии.

Австрийский физик И. Стефан в 1879 году, анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что *энергетическая светимость любого тела пропорциональна T^4* .

Позднее Л. Больцман, применив термодинамический метод к исследованию черного излучения, показал, что это справедливо только для *абсолютно черного тела*.



Больцман Людвиг (1844–1906) – австрийский физик-теоретик, один из основоположников классической статистической физики. Основные работы в области кинетической теории газов, термодинамики и теории излучения. Вывел основное кинетическое уравнение газов, являющееся основой физической кинетики. Впервые применил к излучению принципы термодинамики.

Площадь под кривой $r_{\nu,T} = f(T)$ (рис. 1.3) равна энергетической светимости абсолютно черного тела:

$$R = \sigma T^4 \quad (1.3.1)$$

– **закон Стефана–Больцмана**.

Здесь $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана–Больцмана.

1.4. Закон смещения Вина

В 1893 году немецкий ученый Вильгельм Вин рассмотрел задачу об *адиабатическом* сжатии излучения в цилиндрическом сосуде с зеркальными стенками и подвижным зеркальным поршнем. При движении поршня энергия излучения единицы объема (плотность энергии) будет возрастать по двум причинам:

- за счёт уменьшения объема (общая величина энергии постоянна);
- за счёт работы, совершаемой поршнем против давления излучения.

Однако, в силу эффекта Доплера (увеличение частоты излучения, отраженного от движущегося поршня) движение поршня приводит к изменению частоты излучения. Окончательно Вин получил:

$$r_{\nu,T} = C_1 \nu^3 e^{-\frac{C_2 \nu}{T}}, \quad (1.4.1)$$

где C_1 и C_2 – постоянные, которые Вин не расшифровал.

Эта формула дает хорошее согласие с опытом в коротковолновой части спектра и не годится для длинноволновой (рис.1.4).

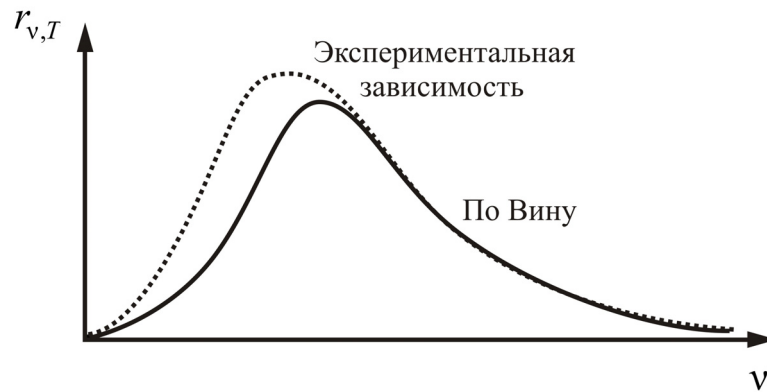


Рис. 1.4

Выражение (1.4.1) имеет сейчас лишь историческую ценность. Но Вин нашел зависимость $\nu_{\max} = f(T)$ ($\nu_{\max}$ – частота соответствующая максимальному значению $r_{\nu,T}$ абсолютно черного тела). Найдём максимум функции (1.4.1), то есть производную по ν и приравняем к нулю.

$$\frac{\partial r_{\nu,T}}{\partial \nu} = C_1 3\nu_{\max}^2 e^{-\frac{C_2 \nu_{\max}}{T}} + C_1 \nu_{\max}^3 e^{-\frac{C_2 \nu_{\max}}{T}} \left(-\frac{C_2}{T} \right) = 0,$$

тогда

$$\begin{aligned} \frac{\nu_{\max}}{T} &= \frac{3}{C_2} = \text{const.} \\ \frac{\nu_{\max}}{T} &= \text{const.} \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

Это и есть **закон смещения Вина**. Смещение частоты в зависимости от температуры хорошо иллюстрируется экспериментальными кривыми, изображенными на рис. 1.3.

Чаще **закон смещения Вина** записывают в виде $\lambda_{\max} = b/T$, где постоянная Вина $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м · К. (За работы по тепловому излучению Вин в 1910 году получил Нобелевскую премию).

1.5. Формула Рэля–Джинса

В 1900 году Рэлей подошёл к изучению спектральных закономерностей излучения черного тела с позиции статистической физики воспользовавшись **классическим законом** равномерного распределения энергии по степеням свободы.



Рэлей (Стретт) Джон Уильям (1842–1919) – английский физик. Работы посвящены теории колебаний, одним из основоположников которой он является, акустике, теории теплового излучения, молекулярной физике, гидродинамике, электромагнетизму, оптике. Исследовал колебания упругих тел, первый обратил внимание на автоколебания. Заложил основы теории молекулярного рассеяния света, объяснил голубой цвет неба. Сконструировал рефрактометр (рефрактометр Рэля).

Он рассмотрел *равновесное излучение в замкнутой полости с зеркальными стенками как совокупность стоячих электромагнитных волн (осцилляторов)*.

К стоячим волнам, образующимся в промежутке между двумя стенками, Рэлей применил один из основных законов статистической физики – закон о равномерном распределении энергии между степенями свободы системы, находящейся в равновесии. Каждой стоячей волне со своей собственной частотой соответствует своя колебательная степень свободы (на одну колебательную степень свободы приходится $E = kT$, то есть сумма потенциальной $1/2kT$ и кинетической тоже $1/2kT$ (в среднем)). То есть *каждый осциллятор в среднем имеет энергию, равную kT : $\langle \varepsilon \rangle = kT$* .



Джинс Джеймс Хопвуд (1877–1946) – английский физик и астрофизик. Основные физические исследования посвящены кинетической теории газов и теории теплового излучения. Вывел в 1905 году формулу плотности энергии (закон Рэля–Джинса). Работы Джинса посвящены также квантовой теории, математической теории электричества и магнетизма, теоретической механике, теории относительности.

В 1905 году Джинс уточнил расчеты Рэля и окончательно получил:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (1.5.1)$$

Это и есть **формула Рэля–Джинса**.

Из формулы (1.5.1) видно, что $r_{\nu,T}$ монотонно возрастает с ростом ν^2 в отличие от экспериментальной, кривой которая имеет максимум (рис. 1.5).

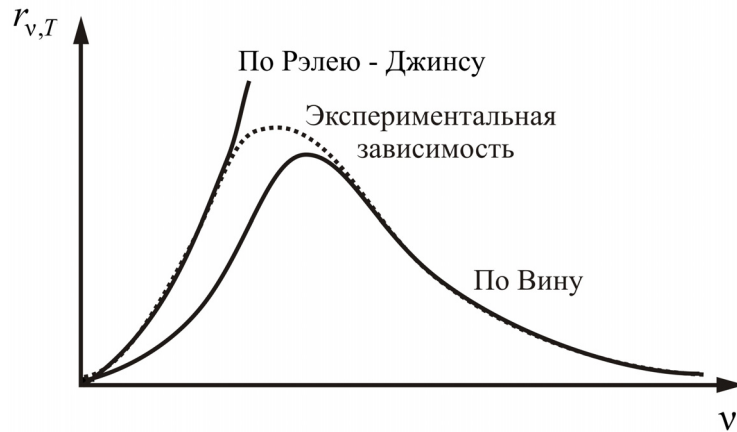


Рис. 1.5

Формула (1.5.1) справедлива только в области *малых* частот и *не согласуется с законом Вина*. Попытка получить из формулы Рэлея–Джинса закон Стефана–Больцмана ($R \sim T^4$) приводит к абсурду:

$$R = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

Этот результат получил название «**ультрафиолетовой катастрофы**», так как с точки зрения классической физики вывод Рэлея–Джинса был сделан безупречно.

Итак, было получено две формулы, описывающие излучение абсолютно черного тела: одна для коротковолновой части спектра (формула Вина), другая – для длинноволновой (формула Рэлея–Джинса). Задача состояла в том, чтобы получить выражение, описывающее тепловое излучение во всем диапазоне частот.

1.6. Формула Планка. Гипотеза о квантах.



Планк Макс (1858–1947) – немецкий физик-теоретик, основоположник квантовой теории. Работы относятся к термодинамике, теории теплового излучения, теории относительности, квантовой теории, истории и методологии физики, философии науки. Вывел закон распределения энергии в спектре абсолютно черного тела. Ввел фундаментальную постоянную с размерностью действия. Формула Планка для теплового излучения сразу же получила экспериментальное подтверждение.

В своих расчетах Планк выбрал наиболее простую модель излучающей системы (стенок полости) в виде гармонических осцилляторов (электрических диполей) со всевозможными собственными частотами. Здесь Планк следовал Рэлею. Но Планку пришла мысль связать с энергией осциллятора не его температуру, а его *энтропию*. Оказалось, что полученное выражение хорошо описывает экспе-

риментальные данные (октябрь 1900 г.). Однако обосновать свою формулу Планк смог только в декабре 1900 года, после того, как *более глубоко понял вероятностный смысл энтропии*, на которую указал Больцман ($S = k \cdot \ln \Omega$).

Термодинамическая вероятность Ω – число возможных микроскопических комбинаций, совместимое с данным состоянием в целом.

В данном случае это число возможных способов распределения энергии между осцилляторами. Однако, такой процесс подсчета возможен, если энергия будет принимать **не любые непрерывные значения, а лишь дискретные значения**, кратные некоторой *единичной энергии*. Эта энергия колебательного движения должна быть пропорциональна частоте.

Итак, *энергия осциллятора должна быть целым кратным некоторой единицы энергии, пропорциональной его частоте.*

$$E_n = nh\nu,$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$

Минимальная порция энергии

$$E = h\nu = \hbar\omega,$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ – постоянная Планка; $\hbar = h/2\pi$ и $\omega = 2\pi\nu$.

То, что $E = h\nu$ – это гениальная догадка Макса Планка.

Принципиальное отличие вывода Планка от выводов Рэля и других в том, что «не может быть и речи о равномерном распределении энергии между осцилляторами».

Окончательный вид формулы Планка:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \text{ или} \quad (1.6.1)$$

$$r_{\lambda,T} = \frac{4\pi^2\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi\hbar c/kT\lambda} - 1}. \quad (1.6.2)$$

Из формулы Планка можно получить и формулу Рэля–Джинса, и формулу Вина, и закон Стефана–Больцмана.

- В области малых частот, т.е. при $h\nu \ll kT$,

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots, \text{ поэтому } e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx \frac{h\nu}{kT},$$

отсюда получается *формула Рэля–Джинса*:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT.$$

- В области больших частот, при $h\nu \gg kT$, единицей в знаменателе можно пренебречь, и получается *формула Вина*:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}.$$

- Из (1.6.1) можно получить закон Стефана–Больцмана:

$$R = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu. \quad (1.6.3)$$

Введем безразмерную переменную $x = \frac{h\nu}{kT}$, тогда

$$\nu = \left(\frac{kT}{h}\right)x, \quad d\nu = \left(\frac{kT}{h}\right)dx.$$

Подставив в (1.6.3) эти величины и проинтегрировав, получим:

$$R = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4.$$

То есть получили закон Стефана–Больцмана: $R = \sigma T^4$.

Таким образом, формула Планка полностью объясняла законы излучения абсолютно черного тела. Следовательно, гипотеза о квантах энергии была подтверждена экспериментально, хотя сам Планк не слишком благосклонно относился к гипотезе о квантовании энергии. Тогда было совершенно не ясно, почему *волны* должны излучаться порциями.

Для универсальной функции Кирхгофа Планк вывел формулу:

$$f(\nu,T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (1.6.4)$$

где c – скорость света.

Формула блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела во всем интервале частот и температур (рис. 1.3). Теоретически вывод этой формулы М. Планк представил **14 декабря 1900 г.** на заседании Немецкого физического общества. Этот **день стал датой рождения квантовой физики**.

Из формулы Планка, зная универсальные постоянные h , k и c , можно вычислить постоянную Стефана–Больцмана σ и Вина b . С другой стороны, зная экспериментальные значения σ и b , можно вычислить h и k (именно так было впервые найдено числовое значение постоянной Планка).

Таким образом, формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения. Следовательно, формула Планка является полным решением основной задачи теплового излучения, поставленной Кирх-

гофом. Ее решение стало возможным лишь благодаря революционной квантовой гипотезе Планка.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие теплового излучения от люминесценции?
2. Какие из видов излучения являются равновесными?
3. Что такое энергетическая светимость тока?
4. Дайте определение лучеиспускательной способности тела.
5. Чем отличается серое тело от черного?
6. В чем заключается физический смысл универсальной функции Кирхгофа?
7. Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость черного тела, если его термодинамическая температура уменьшится вдвое?
8. Как сместится максимум спектральной плотности энергетической светимости $r_{\nu,T}$ черного тела с повышением температуры?
9. Нарисуйте и сопоставьте кривые $r_{\nu,T}$ и $r_{\lambda,T}$.
10. Какова связь энергии светимости тока и температуры?
11. Чему равна постоянная Стефана–Больцмана?
12. Напишите формулу Вина. В какой части спектра эта формула согласуется с экспериментальными данными?
13. В чем смысл закона смещения Вина?
14. Приведите формулу Рэлея–Джинса. В какой части спектра эта формула согласуется с экспериментальными данными?
15. В чем смысл ультрафиолетовой катастрофы?
16. Как связана термодинамическая вероятность и энтропия?
17. В чем физический смысл гипотезы о квантах?
18. Приведите формулу Планка
19. Как используя формулу Планка, найти постоянную Стефана–Больцмана?
20. При каких условиях из формулы Планка получаются закон смещения Вина и формула Рэлея–Джинса?
21. Какой вид имеет формула Планка для универсальной функции Киргоффа?

Тема 2. КВАНТОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОПТИКЕ

2.1. Фотозффект и его виды

2.2. Законы внешнего фотозффекта

2.3. Фотонная теория света. Масса, энергия и импульс фотона

2.4. Эффект Комптона

2.5. Тормозное рентгеновское излучение

2.6. Характеристическое рентгеновское излучение

2.7. Давление света

2.8. Двойственная природа света

2.1. Фотозффект и его виды

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотозффекта – явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории. В 1887 году Г. Герц обнаружил, что при освещении отрицательного электрода ультрафиолетовыми лучами разряд между электродами происходит при меньшем напряжении. Это явление, как показали опыты В. Гальвакса (1888 г.) и А.Г. Столетова (1888–1890 гг.), обусловлено выбиванием под действием света отрицательных зарядов из электрода. Электрон еще не был открыт. Лишь в 1898 году Дж.Дж. Томпсон и Ф. Леонард, измерив удельный заряд испускаемых телом частиц, установили, что это электроны.

Различают фотозффект внешний, внутренний, вентильный и многофотонный фотозффект.

Внешним фотозффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. *Внешний фотозффект* наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Внутренний фотозффект – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению фотопроводимости (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению электродвижущей силы (ЭДС).

Вентильный фотоэффект является разновидностью внутреннего фотоэффекта, – это возникновение ЭДС (фото ЭДС) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффект открывает пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

Многофотонный фотоэффект возможен, если интенсивность света очень большая (например, при использовании лазерных пучков). При этом электрон, испускаемый металлом, может одновременно получить энергию не от одного, а от нескольких фотонов.

Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены русским ученым А.Г. Столетовым. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис. 2.1.

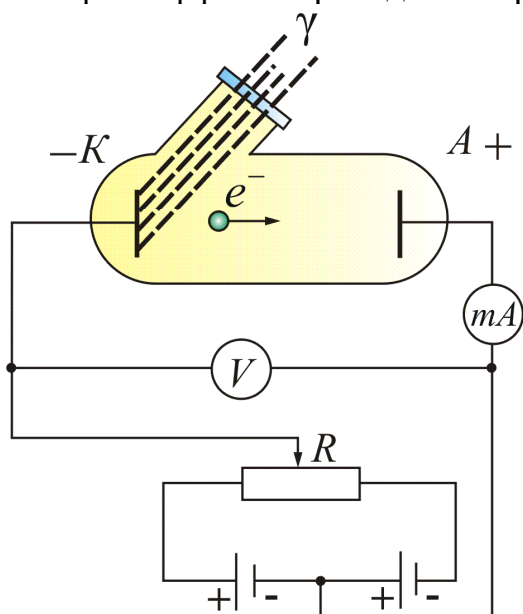


Рис. 2.1

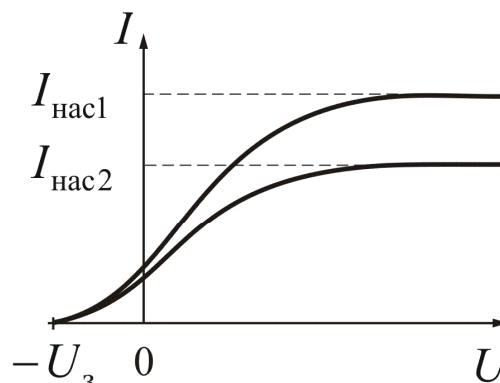


Рис. 2.2

Два электрода (катод K из исследуемого материала и анод A , в качестве которого Столетов применял металлическую сетку) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое стекло), измеряется включенным в цепь миллиамперметром.

В 1899 г. Дж. Дж. Томпсон и Ф. Ленард доказали, что при фотоэффекте свет выбивает из вещества электроны.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) фотоэффекта – *зависимость фототока I , образуемого потоком электронов, от напряжения*, – приведена на рис. 2.2.

Такая зависимость соответствует двум различным энергетическим освещенностям катода (частота света в обоих случаях одинакова). По мере увеличения U фототок постепенно возрастает, т.е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с различными скоростями.

Максимальное значение *фототока насыщения $I_{\text{нас}}$* определяется таким значением напряжения U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{нас}} = ne,$$

где n – число электронов, испускаемых катодом в 1 с.

Из ВАХ следует, при $U = 0$ фототок не исчезает. Следовательно, электроны, выбитые из катода, обладают некоторой начальной скоростью v , а значит и отличной от нуля кинетической энергией, поэтому они могут достигнуть катода без внешнего поля. Для того, чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить **задерживающее напряжение U_3** . При $U = U_3$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью v_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно,

$$\frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = eU_3, \quad (2.1.1)$$

т.е. замерив задерживающее напряжение U_3 , можно определить максимальные значения скорости и кинетической энергии фотоэлектрона.

При изучении ВАХ разнообразных материалов при разных частотах падающего на катод излучения и разных энергетических освещенностях катода и обобщении полученных данных были установлены три закона внешнего фотоэффекта.

2.2. Законы внешнего фотоэффекта

А.Г. Столетов установил три закона фотоэффекта, не утратившие своего значения и в настоящее время. В современном виде законы внешнего фотоэффекта формулируются следующим образом:

I. При фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила тока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) **фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .**

III. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота $\nu_{кр}$ света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения на первый взгляд не должно было бы представлять трудностей. Действительно, под действием поля световой волны, в металле возникают колебания электронов, амплитуда которых (например, при резонансе) может быть достаточной для того, чтобы электроны покинули металл, – тогда и наблюдается фотоэффект. Кинетическая энергия вырываемого электрона из металла должна была бы зависеть от интенсивности падающего света, т.к. с увеличением последней электрону передавалась бы большая энергия. Однако этот вывод противоречит II закону фотоэффекта. Т.к., по волновой теории, энергия, передаваемая электроном, пропорциональна интенсивности света, то свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности должен был бы вырывать электроны из металла; иными словами, красной границы фотоэффекта не должно быть, что противоречит III закону фотоэффекта. Кроме того, волновая теория фотоэффекта не смогла объяснить безынерционность фотоэффекта, установленную опытами. Таким образом, фотоэффект необъясним с точки зрения волновой теории света.

2.3. Фотонная теория света. Масса, энергия и импульс фотона

В современной трактовке гипотеза квантов утверждает, что энергия E колебаний атома или молекулы может быть равна $h\nu$, $2h\nu$, $3h\nu$ и т.д., но не существует колебаний с энергией в промежутке между двумя последовательными целыми, кратными $h\nu$. Это означает, что энергия не непрерывна, как полагали на протяжении столетий, а **квантуется**, т.е. существует лишь в строго определенных дискретных порциях. Наименьшая порция $h\nu$ называется **квантом энергии**. Гипотезу квантов можно сформулировать и как утверждение о том, что на атомно-молекулярном уровне колебания происходят не с любыми амплитудами. Допустимые значения амплитуды связаны с частотой колебания ν .

В 1905 г. Эйнштейн выдвинул смелую идею, обобщавшую гипотезу квантов, и положил ее в основу новой теории света (квантовой теории фотоэффекта). Согласно теории Эйнштейна, *свет с частотой ν не*

только *испускается*, как это предполагал Планк, но и *распространяется и поглощается веществом отдельными порциями (квантами)*, энергия которых $E_0 = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью распространения света в вакууме (c). Квант электромагнитного излучения получил название **фотон**.

Как мы уже говорили, испускание электронов с поверхности металла под действием падающего на него излучения соответствует представлению о свете как об электромагнитной волне, т.к. электрическое поле электромагнитной волны воздействует на электроны в металле и вырывает некоторые из них. Но Эйнштейн обратил внимание на то, что предсказываемые волновой теорией и фотонной (квантовой корпускулярной) теорией света детали фотоэффекта существенно расходятся.

Итак, мы можем измерить энергию вылетевшего электрона, исходя из волновой и фотонной теории. Чтобы ответить на вопрос, какая теория предпочтительней, рассмотрим некоторые детали фотоэффекта.

Начнем с волновой теории, и предположим, что *пластина освещается монохроматическим светом*. Световая волна характеризуется параметрами: *интенсивностью и частотой (или длиной волны)*. Волновая теория предсказывает, что при изменении этих характеристик происходят следующие явления:

- при увеличении интенсивности света число выбитых электронов и их максимальная энергия должны возрасти, т.к. более высокая интенсивность света означает большую амплитуду электрического поля, а более сильное электрическое поле вырывает электроны с большей энергией;
- частота света не должна влиять на кинетическую энергию выбитых электронов; кинетическая энергия зависит только от интенсивности падающего света.

Совершенно иное предсказывает фотонная (корпускулярная) теория. Прежде всего, заметим, что в монохроматическом пучке все фотоны имеют одинаковую энергию (равную $h\nu$). Увеличение интенсивности светового пучка означает увеличение числа фотонов в пучке, но не сказывается на их энергии, если частота остается неизменной. Согласно теории Эйнштейна, электрон выбивается с поверхности металла при соударении с ним отдельного фотона. При этом вся энергия фотона передается электрону, а фотон перестает существовать. Т.к. электроны удерживаются в металле силами притяжения, для выбивания электрона с поверхности металла требуется минимальная энергия A (которая на-

зывается работой выхода и составляет, для большинства металлов, величину порядка нескольких электронвольт). Если частота ν падающего света мала, то энергии $h\nu < A_0$ и энергии фотона недостаточно для того, чтобы выбить электрон с поверхности металла. Если же $h\nu \geq A_0$, то электроны вылетают с поверхности металла, причем *энергия в таком процессе сохраняется*, т.е. энергия фотона ($h\nu$) равна кинетической энергии вылетевшего электрона плюс работе по выбиванию электрона из металла:

$$h\nu = \frac{m\nu^2}{2} + A. \quad (2.3.1)$$

Уравнение (2.3.1) называется **уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта**.

На основе этих соображений, фотонная (корпускулярная) теория света предсказывает следующее.

1. Увеличение интенсивности света означает увеличение числа налетающих фотонов, которые выбивают с поверхности металла больше электронов. Но так как энергия фотонов одна и та же, максимальная кинетическая энергия электрона не изменится (*подтверждается I закон фотоэффекта*).

2. При увеличении частоты падающего света максимальная кинетическая энергия электронов линейно возрастает в соответствии с формулой Эйнштейна (2.3.1). (*Подтверждение II закона фотоэффекта*). График этой зависимости представлен на рис. 2.3.

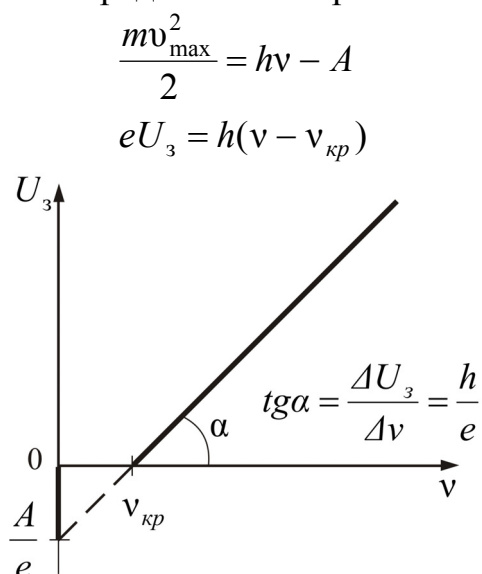


Рис. 2.3

3. Если частота ν меньше критической частоты $\nu_{кр}$, то выбивание электронов с поверхности не происходит (**III закон**).

Итак, мы видим, что предсказания корпускулярной (фотонной) теории сильно отличаются от предсказаний волновой теории, но очень хорошо совпадают с тремя экспериментально установленными законами фотоэффекта.

Уравнение Эйнштейна было подтверждено опытами Милликена, выполненными в 1913–1914 гг. Основное отличие от опыта Столетова в том, что поверхность металла подвергалась очистке в вакууме. Исследовалась зависимость максимальной кинетической энергии от частоты и определялась постоянная Планка h .

В 1926 г. российские физики П.И. Лукирский и С.С. Прилежаев для исследования фотоэффекта применили метод вакуумного сферического конденсатора. Анодом служили посеребренные стенки стеклянного сферического баллона, а катодом – шарик ($R \approx 1,5$ см) из исследуемого металла, помещенного в центр сферы. Такая форма электродов позволяла увеличить наклон ВАХ и тем самым более точно определить задерживающее напряжение U_z (а следовательно, и h). Значение постоянной Планка h , полученное из этих опытов, согласуется со значениями, найденными другими методами (по излучению черного тела и по коротковолновой границе сплошного рентгеновского спектра). Все это является доказательством правильности уравнения Эйнштейна, а вместе с тем и его квантовой теории фотоэффекта.

Для объяснения теплового излучения Планк предположил, что свет испускается квантами. Эйнштейн при объяснении фотоэффекта предположил, что свет поглощается квантами. Также Эйнштейн предположил, что свет и распространяется квантами, т.е. порциями. Квант световой энергии получил название **фотон**. Т.е. опять пришли к понятию корпускула (частица).

Наиболее непосредственное подтверждение гипотезы Эйнштейна дал опыт Боте, в котором использовался метод совпадения (рис. 2.4).

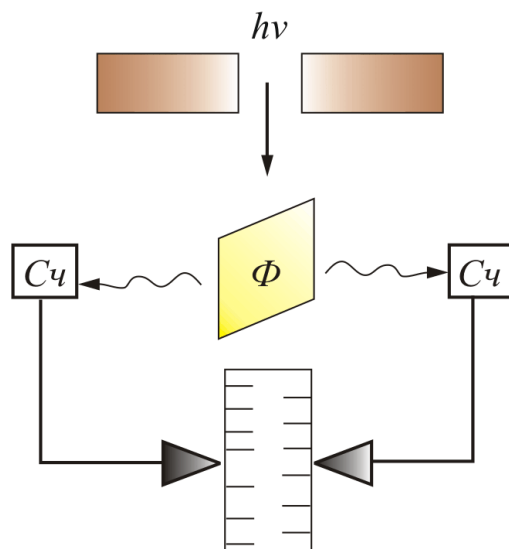


Рис. 2.4

Тонкая металлическая фольга Φ помещалась между двумя газоразрядными счетчиками $Cч$. Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей, под действием которых она сама становилась источником рентгеновских лучей (это явление называется рентгеновской флуоресценцией). Вследствие малой интенсивности первичного пучка, количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании квантов на счетчик механизм срабатывал и на движущейся бумажной ленте делалась отметка. Если бы излучаемая энергия распространялась равномерно во все стороны, как это следует из волновых представлений, оба счетчика должны были срабатывать одновременно и отметки на ленте приходились бы одна против другой. В действительности же наблюдалось совершенно беспорядочное расположение отметок. Это можно объяснить лишь тем, что в отдельных актах испускания возникают световые частицы, летящие то в одном, то в другом направлении. Так было экспериментально доказано существование особых световых частиц – фотонов.

Фотон обладает энергией $E = h\nu = h(c/\lambda)$. Для видимого света длина волны $\lambda = 0,5$ мкм и энергия $E = 2,2$ эВ, для рентгеновских лучей $\lambda = 10^{-6}$ мкм и $E = 0,5$ эВ.

Фотон обладает инертной массой, которую можно найти из соотношения $E = mc^2$:

$$m_{\phi} = E/c^2 = hc/\lambda c^2 = h/c\lambda;$$

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (2.3.2)$$

Фотон движется со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Подставим это значение скорости в выражение для релятивистской массы:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - 1}} = \frac{m_0}{0} \rightarrow \infty.$$

Но масса фотона m_0 – конечна, т.е. получено абсурдное заключение.

Фотон – частица, не обладающая массой покоя. Она может существовать, только двигаясь со скоростью света c .

Найдем связь энергии с импульсом фотона.

Мы знаем релятивистское выражение для импульса:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2.3.3)$$

И для энергии:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2.3.4)$$

Из (2.3.3) найдем v^2 :

$$\begin{aligned} p \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} &= m_0 v; \quad p^2 - \frac{p^2 v^2}{c^2} = m_0^2 v^2; \\ p^2 &= v^2 \left(\frac{p^2}{c^2} + m_0^2 \right) = v^2 \left(\frac{p^2 + m_0^2 c^2}{c^2} \right); \\ v^2 &= \frac{p^2 c^2}{p^2 + m_0^2 c^2}. \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

Подставив выражение (2.3.5) в выражение для энергии (2.3.4), получим **связь между энергией и импульсом**:

$$\begin{aligned} E &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{p^2 c^2}{(p^2 + m_0^2 c^2) c^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\frac{p^2 + m_0^2 c^2 - p^2}{p^2 + m_0^2 c^2}}}; \\ E^2 &= \frac{m_0^2 c^4 (p^2 + m_0^2 c^2)}{m_0^2 c^2} = c^2 (p^2 + m_0^2 c^2); \\ E &= c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}. \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

Или

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2.$$

Но т. к. для покоящегося фотона $m_0 = 0$, $m_0^2 c^2 = 0$. Окончательно получим:

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2, \text{ или } p = \frac{E}{c}. \quad (2.3.7)$$

Т.к. $E = h\nu$, то можно записать:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}. \quad (2.3.8)$$

Обозначим $k = \frac{\omega}{c}$, где k – **волновое число**. Теперь выразим импульс через **волновой вектор** $\vec{k}$:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}. \quad (2.3.9)$$

2.4. Эффект Комптона

Серия экспериментов, выполненных в начале 20-х годов XX века, подтвердила фотонную теорию. В одном из этих экспериментов (1923 г.) был обнаружен эффект, названный в честь его открывателя эффектом Комптона. А.Г. Комптон занимался изучением рассеяния коротковолнового света (в действительности рентгеновского излучения) различными веществами и обнаружил, что частота рассеянного света ν' меньше частоты падающего света ν (рис. 2.5). Уменьшение частоты указывало на потерю энергии. Комптон показал, что обнаруженный им эффект можно объяснить на основе фотонной теории света, т.е. соударением налетающих фотонов с электронами вещества.

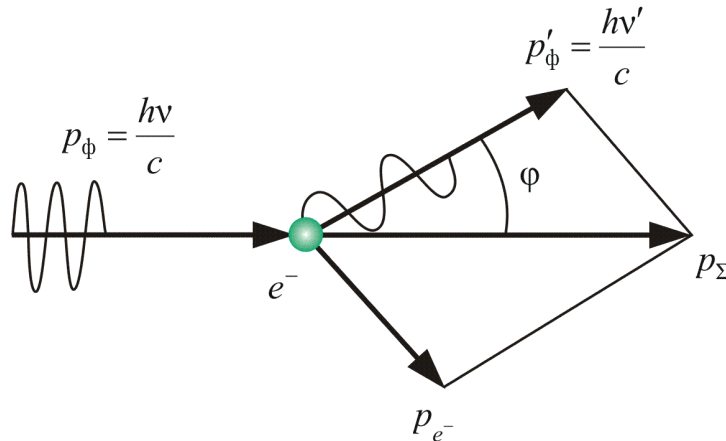


Рис. 2.5

Применив к столкновениям фотонов и электронов законы сохранения энергии и импульса, как показано на (рис. 2.5), Комптон установил, что энергии рассеянных фотонов, предсказываемые фотонной теорией, полностью согласуются с экспериментальными данными.

Опыты показали, что разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния φ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (2.4.1)$$

где λ' – длина волны рассеянного излучения, λ_c – комптоновская длина волны (при рассеянии фотона на электроне $\lambda_c = 2,426$ пм).

2.5. Тормозное рентгеновское излучение

Для объяснения свойств теплового излучения пришлось ввести представление об испускании электромагнитного излучения порциями (квантами). Квантовая природа излучения подтверждается также существованием *коротковолновой границы тормозного рентгеновского спектра*.

Рентгеновское излучение возникает при бомбардировке твердых мишеней быстрыми электронами (рис. 2.6) Здесь анод выполнен из W, Mo, Cu, Pt – тяжелых тугоплавких или с высоким коэффициентом теплопроводности металлов.

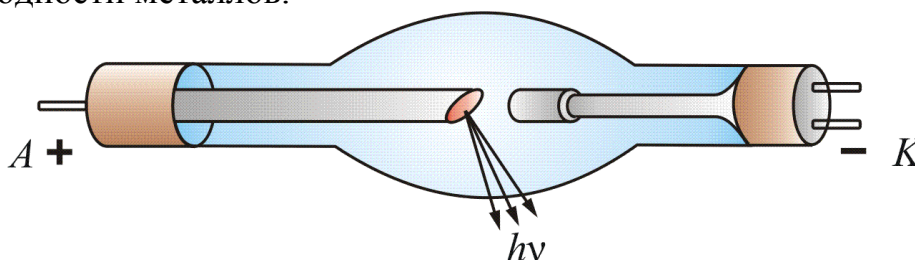


Рис. 2.6

Только 1–3 % энергии электронов идет на излучение, остальная часть выделяется на аноде в виде тепла, поэтому аноды охлаждают водой.

Попав в вещество анода, электроны испытывают сильное торможение и становятся источником электромагнитных волн (рентгеновских лучей).

Начальная скорость электрона v_0 при попадании на анод определяется по формуле:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eU}{m}},$$

где U – ускоряющее напряжение.

Заметное излучение наблюдается лишь при резком торможении быстрых электронов, начиная с $U \sim 50$ кВ, при этом $v_0 \approx 0,4c$ (c – скорость света). В индукционных ускорителях электронов – бетатронах,

электроны приобретают энергию до 50 МэВ, $v_0 = 0,99995 c$. Направив такие электроны на твердую мишень, получим рентгеновское излучение с малой длиной волны. Это излучение обладает большой проникающей способностью.

Согласно классической электродинамике при торможении электронов должны возникать излучения всех длин волн от нуля до бесконечности. Длина волны, на которую приходится максимум мощности излучения, должна уменьшиться по мере увеличения скорости электронов, что в основном подтверждается на опыте (рис. 2.7).

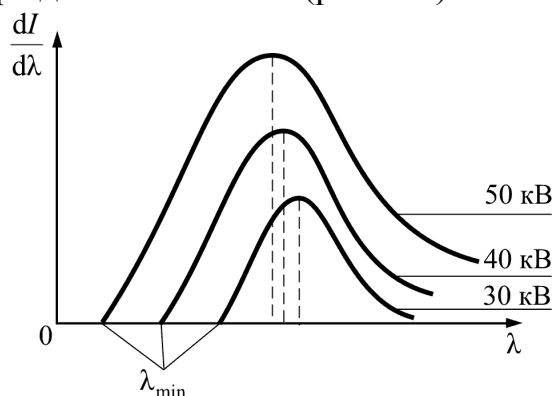


Рис. 2.7

Однако есть принципиальное отличие от классической теории: нулевые распределения мощности не идут к началу координат, а обрываются при конечных значениях $\lambda_{\min}$ — это и есть **коротковолновая граница рентгеновского спектра**.

Экспериментально установлено, что $\lambda_{\min}(\text{Å}) = \frac{12390}{U(B)} = \frac{\text{const}}{U}$.

Существование коротковолновой границы непосредственно вытекает из квантовой природы излучения. Действительно, если излучение возникает за счёт энергии, теряемой электроном при торможении, то энергия кванта $h\nu$ не может превысить энергию электрона eU , т.е.

$$h\nu \leq eU, \text{ отсюда } \nu = \frac{eU}{h} \text{ или } \lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{ch}{eU}.$$

В данном эксперименте можно определить постоянную Планка h . Из всех методов определения постоянной Планка метод, основанный на измерении коротковолновой границы тормозного рентгеновского спектра, является самым точным.

2.6. Характеристическое рентгеновское излучение

Когда энергия бомбардирующих анод электронов становится достаточной для вырывания электронов из внутренних оболочек атома, на

фоне тормозного излучения появляются резкие линии *характеристического* излучения. Частоты этих линий зависят от природы вещества анода, поэтому их и называли характеристическими.

Состояние атома с вакансией во внутренней оболочке неустойчиво. Электрон одной из внешних оболочек может заполнить эту вакансию, и атом при этом испускает избыток энергии в виде фотона характеристического излучения:

$$\nu = \frac{W_1 - W_2}{h}.$$

Все переходы на k -оболочку образуют K -серию, соответственно, на l - и m -оболочки – L - и M -серии (рис. 2.8).

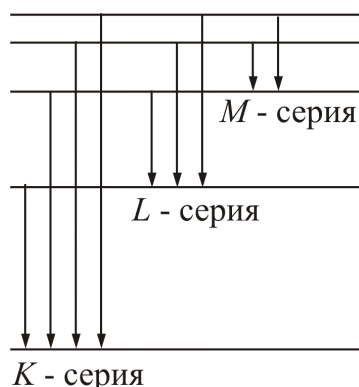


Рис. 2.8

Английский физик Генри Мозли в 1913 году установил **закон**, названный его именем, *связывающий частоты линий рентгеновского спектра ν с атомным номером испускающего их элемента Z* :

$$\nu = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } k = 3, 4, 5 \dots; n = k+1, k+2, k+3 \dots$$

Здесь $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, постоянная Ридберга; σ – постоянная, учитывающая экранирующую роль окружающих ядро электронов. Чем дальше электрон от ядра, тем σ больше.

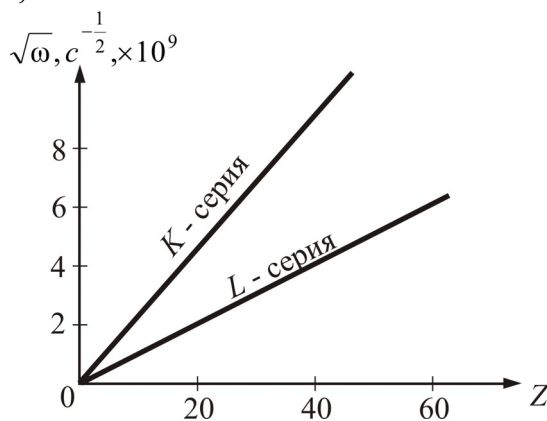


Рис. 2.9

На рис. 2.9 показана графическая зависимость закона.

Закон Мозли позволил по измерению длин волн λ рентгеновских лучей *точно* установить атомный номер элемента. Он сыграл большую роль при размещении элементов в таблице Менделеева.

2.7. Давление света

Основной постулат корпускулярной теории электромагнитного излучения звучит так: электромагнитное излучение (и в частности свет) – это поток частиц, называемых фотонами. Фотоны распространяются в вакууме со скоростью, равной *предельной скорости распространения взаимодействия*, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, *масса и энергия покоя* любого фотона *равны нулю*, *энергия фотона E* связана с частотой электромагнитного излучения ν и длиной волны λ формулой

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.7.1)$$

Обратите внимание: формула (2.7.1) связывает *корпускулярную* характеристику электромагнитного излучения, энергию фотона, с *волновыми* характеристиками – частотой и длиной волны. Она представляет собой мостик между корпускулярной и волновой теориями. Существование этого мостика неизбежно, так как и фотон, и *электромагнитная волна* – это всего-навсего *две модели одного и того же реально существующего объекта – электромагнитного излучения.*

Всякая движущаяся частица (*корпускула*) обладает импульсом, причём согласно теории относительности энергия частицы E и ее импульс p связаны формулой

$$E = \sqrt{E_0^2 + (cp)^2}, \quad (2.7.2)$$

где E_0 – энергия покоя частицы. Так как энергия покоя фотона равна нулю, то из (2.7.2) и (2.7.1) следуют две очень важные формулы:

$$E = cp, \quad (2.7.3)$$

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (2.7.4)$$

Обратимся теперь к явлению светового давления.

Давление света открыто русским ученым П.Н. Лебедевым в 1901 году. В своих опытах он установил, что давление света зависит от интенсивности света и от отражающей способности тела. В опытах была использована вертушка, имеющая черные и зеркальные лепестки, помещенная в вакуумированную колбу (рис. 2.10).

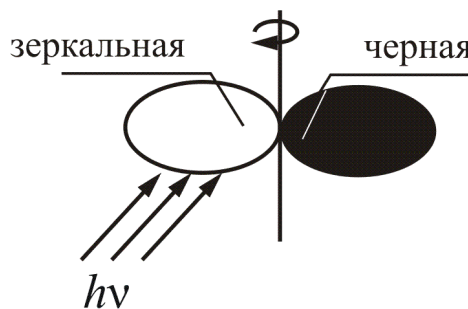
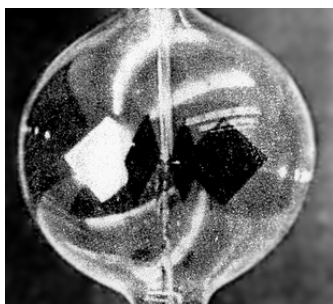


Рис. 2.10

Вычислим величину светового давления.

На тело площадью S падает световой поток с энергией $E = N h \nu$, где N – число квантов (рис. 2.11).

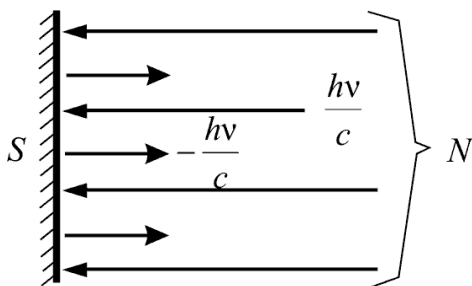


Рис. 2.11

KN квантов отразится от поверхности; $(1 - K)N$ – поглотится (рис. 2.10), K – коэффициент отражения.

Каждый поглощенный фотон передаст телу импульс:

$$p_{\text{погл}} = \frac{h\nu}{c}. \quad (2.7.5)$$

Каждый отраженный фотон передаст телу импульс:

$$p_{\text{отр}} = \frac{2h\nu}{c}, \quad (2.7.6)$$

т.к. $\frac{h\nu}{c} - \left(-\frac{h\nu}{c}\right) = \frac{2h\nu}{c}.$

В единицу времени все N квантов сообщают телу импульс p :

$$p_{\text{отр}} = (1 - K)N \frac{h\nu}{c} + \frac{2h\nu}{c} NK. \quad (2.7.7)$$

Т.к. фотон обладает импульсом, то импульс, переданный телу за одну секунду, есть сила давления – сила, отнесенная к единице поверхности.

Тогда давление $P = F / S$, или

$$P = \frac{\frac{2h\nu}{c} KN + \frac{h\nu}{c} N(1 - K)}{S} = \frac{h\nu N}{cS} (1 + K) = J \frac{(1 + K)}{c},$$

где J – интенсивность излучения. Т. е. давление света можно рассчитать:

$$P = J \frac{1 + K}{c}, \quad (2.7.8)$$

- если тело зеркально отражает, то $K = 1$ и $P = \frac{2J}{c}$,
- если полностью поглощает (абсолютно черное тело), то $K = 0$ и $P = \frac{J}{c}$, т.е. *световое давление на абсолютно черное тело в два раза меньше, чем на зеркальное.*

Итак, следующее из корпускулярной теории заключение, что **световое излучение оказывает давление на материальные предметы, причем величина давления пропорциональна интенсивности излучения**, прекрасно подтверждается в экспериментах.

Одним из следствий давления солнечного света, является то, что кометы, пролетающие вблизи Солнца, имеют «хвосты» (рис. 2.12).

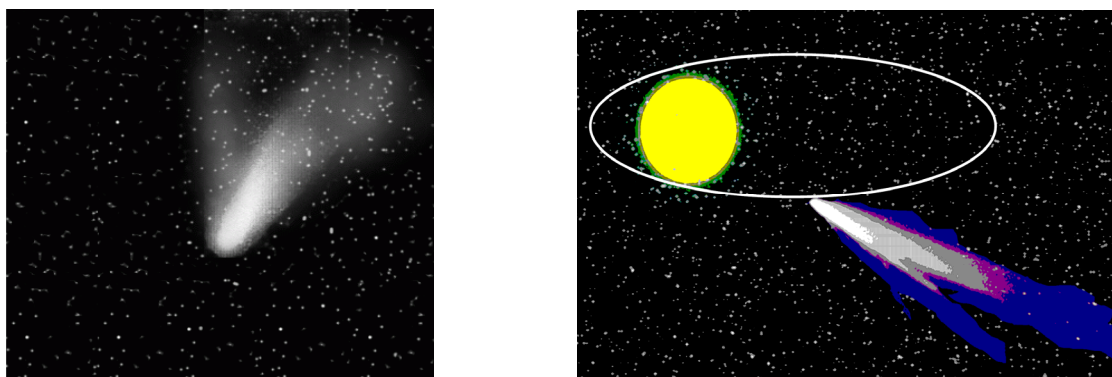


Рис. 2.12

2.8. Двойственная природа света

Впервые проблема корпускулярно-волнового дуализма проявила себя при исследовании природы света. В XVII веке Исаак Ньютон предложил считать свет *потокм мельчайших корпускул*. Это позволяло просто объяснить ряд наиболее характерных свойств света – например, *прямолинейность световых лучей* и *закон отражения*, согласно которому угол отражения света равен углу падения. Вообще, вся *геометрическая оптика* прекрасно согласуется с *корпускулярной теорией света*. Но явления интерференции и дифракции света никак в эту теорию не вписывались. Объяснить их ученым удалось лишь в XIX веке создателям *волновой теории света*. А *теория электромагнитного поля* и знаменитые уравнения Максвелла, казалось бы, вообще поставили точку в этой проблеме. Оказалось, что свет – это просто *частный случай элек-*

тромагнитных волн, то есть процесса распространения в пространстве электромагнитного поля. Мало того, волновая оптика объяснила не только те явления, которые не объяснялись с помощью корпускулярной теории, но и вообще все известные к XIX веку световые эффекты. И все законы геометрической оптики тоже оказалось возможным доказать в рамках волновой оптики.

Однако уже в самом начале XX века опять возродилась корпускулярная теория света, так как были обнаружены явления, которые с помощью волновой теории объяснить не удавалось. Это – *давление света, фотоэффект, Комpton-эффект и законы теплового излучения*. В рамках корпускулярной теории эти явления прекрасно объяснялись, и корпускулы (частицы) света даже получили специальное название. Макс Планк назвал их *световыми квантами* (по-русски – *порциями*), а Альберт Эйнштейн – *фотонами*. Оба этих названия прижились и употребляются до сих пор.

В итоге сложилась удивительная ситуация – сосуществование двух серьезных научных теорий, каждая из которых объясняла одни свойства света, но не могла объяснить другие. Вместе же эти две теории полностью дополняли друг друга. Только что мы рассмотрели ряд явлений, где свет ведет себя как поток частиц. Но явление интерференции и дифракции могут быть объяснены только с позиции волновой теории. Что же такое свет? В. Брегг писал: «неужели мы должны считать свет состоящим из корпускулов в понедельник, вторник и среду, когда проводим опыты с фотоэффектом и эффектом Комптона, и представлять себе его волнами в четверг, пятницу и субботу, когда работаем с явлениями дифракции и интерференции?» Выход из этой ситуации был найден следующий. Во-первых, электромагнитное излучение и его разновидность свет – это *более сложный* объект нашего мира, чем волна или корпускула. Во-вторых, нужна *синтезированная теория*, объединяющая в себе и волновую, и корпускулярную теории. Она была создана и получила название *квантовой физики*.

Очень важно, что квантовая физика не отвергает ни корпускулярную, ни волновую теории. Каждая из них имеет свои преимущества и свой, достаточно развитый математический аппарат.

Свет – диалектическое единство противоположных свойств: он одновременно обладает свойствами непрерывных электромагнитных волн и дискретных фотонов.

При уменьшении длины волны все явственнее проявляются корпускулярные свойства. Волновые свойства коротковолнового излучения проявляются слабо (например, рентгеновское излучение). Наоборот, у

длинноволнового (инфракрасного) излучения квантовые свойства проявляются слабо.

Взаимосвязь между корпускулярными и волновыми свойствами света находит простое толкование при статистическом подходе к распространению света.

Взаимодействие фотонов с веществом (например, при прохождении света через дифракционную решетку) приводит к *перераспределению* фотонов в пространстве и возникновению дифракционной картины на экране. Очевидно, что освещенность в различных точках экрана прямо пропорциональна вероятности попадания фотонов в эти точки экрана. Но, с другой стороны, из волновых представлений видно, что *освещенность пропорциональна интенсивности света J , а та, в свою очередь, пропорциональна квадрату амплитуды A^2* . Отсюда вывод: ***квадрат амплитуды световой волны в какой-либо точке есть мера вероятности попадания фотонов в эту точку.***

Контрольные вопросы

1. Почему фотоэлектрические измерения весьма чувствительны к природе и состоянию поверхности фотокатода?
2. Как при заданной частоте света изменится фототок насыщения с уменьшением освещенности катода?
3. Как из опытов по фотоэффекту определяется постоянная Планка?
4. При замене одного металла другим длина волны, соответствующая красной границе, уменьшается. Что можно сказать о работе выхода этих металлов?
5. Как с помощью уравнения Эйнштейна объяснить I и II законы фотоэффекта?
6. Нарисуйте и объясните вольт-амперные характеристики, соответствующие двум различным освещенностям катода при заданной частоте света и двум различным частотам при заданной освещенности.
7. Чему равно отношение давлений света на зеркальную и зачерненную поверхности?
8. В чем отличие характера взаимодействия фотона и электрона при фотоэффекте и эффекте Комптона?
9. Как объяснить происхождение коротковолновой границы спектра тормозного рентгеновского излучения?
10. Почему тормозное рентгеновское излучение имеет сплошной спектр, а характеристическое – линейчатый?

Тема 3. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА МИКРОЧАСТИЦ ВЕЩЕСТВА

3.1. Гипотеза де Бройля

3.2. Дифракция частиц

3.3. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества

3.1. Гипотеза де Бройля

Недостатки теории Бора указывали на необходимость пересмотра основ квантовой теории и представлений о природе микрочастиц (электронов, протонов и т.п.). Возник вопрос о том, насколько исчерпывающим является представление электрона в виде малой механической частицы, характеризующейся определенными координатами и определенной скоростью.

Мы уже знаем, что в оптических явлениях наблюдается своеобразный дуализм. Наряду с явлениями дифракции, интерференции (волновыми явлениями) наблюдаются и явления, характеризующие корпускулярную природу света (фотоэффект, эффект Комптона).

В 1924 г. Луи де Бройль выдвинул гипотезу, что *дуализм не является особенностью только оптических явлений, а имеет универсальный характер. Частицы вещества также обладают волновыми свойствами.*



Луи де Бройль (1892–1987), французский физик, удостоенный Нобелевской премии (1929 г.) по физике за открытие волновой природы электрона. В 1923 г., развив идею А. Эйнштейна о двойственной природе, предположил, что поток материальных частиц должен обладать и волновыми свойствами, связанными с их массой и энергией (волны де Бройля). Экспериментальное подтверждение этой идеи было получено в 1927 г. в опытах по дифракции электронов в кристаллах, а позже она получила практическое применение при разработке магнитных линз для электронного микроскопа. Концепцию Луи де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме использовал Э. Шредингер при создании волновой механики.

«В оптике, – писал Луи де Бройль, – в течение столетия слишком пренебрегали корпускулярным способом рассмотрения по сравнению с волновым; не делалась ли в теории вещества обратная ошибка?» Допуская, что частицы вещества наряду с корпускулярными свойствами имеют также и волновые, де Бройль перенес на случай частиц вещества те же правила перехода от одной картины к другой, какие справедливы в случае света.

Если фотон обладает энергией $E = h\nu$ и импульсом $p = h/\lambda$, то и частица (например электрон), движущаяся с некоторой скоростью, обладает волновыми свойствами, т.е. *движение частицы можно рассматривать как движение волны*.

Согласно квантовой механике, свободное движение частицы с массой m и импульсом $p = mv$ (где v – скорость частицы) можно представить как плоскую монохроматическую волну Ψ_0 (волну де Бройля) с длиной волны

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (3.1.1)$$

распространяющуюся в том же направлении (например в направлении оси x), в котором движется частица (рис. 3.1).

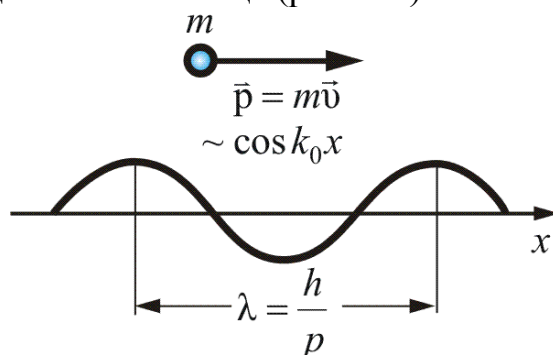


Рис. 3.1

Зависимость волновой функции Ψ_0 от координаты x даётся формулой

$$\Psi_0 \sim \cos(k_0 x), \quad (3.1.2)$$

где k_0 – **волновое число**, а **волновой вектор** $\vec{k}_0$ направлен в сторону распространения волны или вдоль движения частицы:

$$\vec{k}_0 = \frac{2\pi}{h} \vec{p}. \quad (3.1.3)$$

Таким образом, *волновой вектор монохроматической волны, связанной со свободно движущейся микрочастицей, пропорционален её импульсу или обратно пропорционален длине волны*.

Поскольку кинетическая энергия сравнительно медленно движущейся частицы $K = mv^2/2$, то длину волны можно выразить и через энергию:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mK}}. \quad (3.1.4)$$

При взаимодействии частицы с некоторым объектом – с кристаллом, молекулой и т.п. – её энергия меняется: к ней добавляется потенциальная энергия этого взаимодействия, что приводит к изменению движения

частицы. Соответственно, меняется характер распространения связанной с частицей волны, причём это происходит согласно принципам, общим для всех волновых явлений. Поэтому основные геометрические закономерности дифракции частиц ничем не отличаются от закономерностей дифракции любых волн. *Общим условием дифракции волн любой природы является соизмеримость длины падающей волны λ с расстоянием d между рассеивающими центрами: $\lambda \leq d$.*

Гипотеза Луи де Бройля была революционной, даже для того революционного в науке времени. Однако, она вскоре была подтверждена многими экспериментами.

3.2. Дифракция частиц

Дифракция частиц – рассеяние микрочастиц (электронов, нейтронов, атомов и т.п.) кристаллами или молекулами жидкостей и газов, при котором из начального пучка частиц данного типа возникают дополнительно отклонённые пучки этих частиц. Направление и интенсивность таких отклонённых пучков зависят от строения рассеивающего объекта.

Дифракция частиц может быть понята лишь на основе квантовой теории. Дифракция – явление волновое, оно наблюдается при распространении волн различной природы: дифракция света, звуковых волн, волн на поверхности жидкости и т.д. Дифракция при рассеянии частиц, с точки зрения классической физики, невозможна.

Квантовая механика устранила абсолютную грань между волной и частицей. *Основным положением квантовой механики, описывающей поведение микрообъектов, является корпускулярно-волновой дуализм*, т.е. двойственная природа микрочастиц. Так, поведение электронов в одних явлениях, например при наблюдении их движения в камере Вильсона или при измерении электрического заряда в *фотоэффекте*, может быть описано на основе представлений о частицах. В других же, особенно в явлениях дифракции, – только на основе представления о волнах. Идея «волн материи», высказанная французским физиком Л. де Бройлем, получила блестящее подтверждение в опытах по дифракции частиц.

Опыты по дифракции частиц и их квантово-механическая интерпретация

Первым опытом по дифракции частиц, блестяще подтвердившим исходную идею квантовой механики – корпускулярно-волновой дуализм, явился опыт американских физиков К. Дэвиссона и Л. Джермера, проведенный в 1927 году по дифракции электронов на монокристаллах

никеля. На рис. 3.2 изображена схема опыта (A – электронная пушка, B – детектор излучения) и на рис. 3.3 – динамика дифракционного отражения электронов при изменении ускоряющей разности потенциалов.

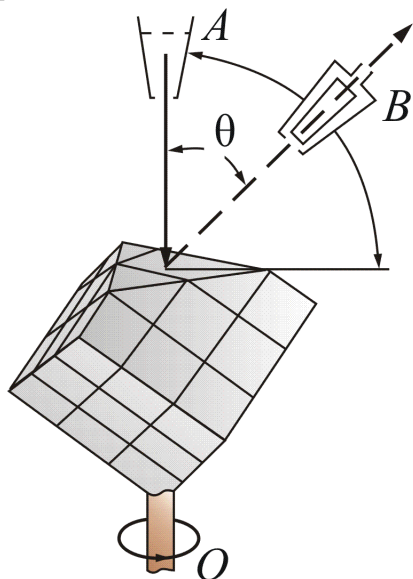


Рис. 3.2

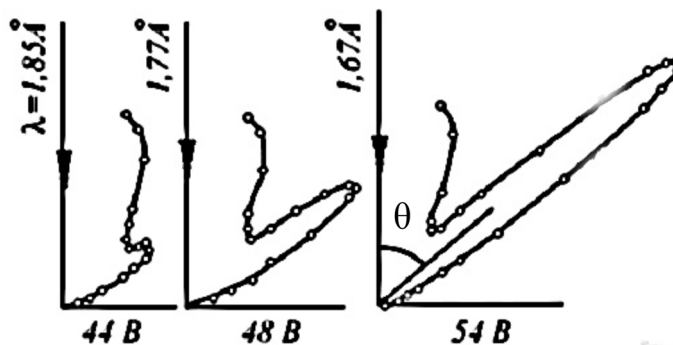


Рис. 3.3

Если ускорять электроны электрическим полем с напряжением U , то они приобретут кинетическую энергию $K = eU$ (e – заряд электрона), что после подстановки в равенство (3.1.4) числовых значений даёт

$$\lambda = \frac{12,26}{\sqrt{U}}. \quad (3.2.1)$$

Здесь U выражено в В, а λ – в Å ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$).

При напряжениях U порядка 100 В, которые использовались в этих опытах, получаются так называемые «медленные» электроны с λ порядка 1 Å. Эта величина близка к межатомным расстояниям d в кристаллах, которые составляют несколько Å и менее, и соотношение $\lambda \leq d$, необходимое для возникновения дифракции, выполняется.

Кристаллы обладают высокой степенью упорядоченности. Атомы в них располагаются в трёхмерно-периодической кристаллической решётке, т.е. образуют пространственную дифракционную решётку для соответствующих длин волн. Дифракция волн на такой решётке происходит в результате рассеяния на системах параллельных кристаллографических плоскостей, на которых в строгом порядке расположены рассеивающие центры. Условием наблюдения дифракционного максимума при отражении от кристалла является условие Вульфа–Брэггов:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (3.2.2)$$

здесь θ – угол, под которым падает пучок электронов на данную кристаллографическую плоскость (угол скольжения), а d – расстояние между соответствующими кристаллографическими плоскостями.

В опыте Дэвиссона и Джермера при «отражении» электронов от поверхности кристалла никеля при определённых углах отражения возникали максимумы. Как видно из рис. 3.3, экспериментальная кривая зависимости интенсивности от ускоряющего напряжения имеет несколько максимумов, равностоящих друг от друга.

Эти максимумы отражённых пучков электронов соответствовали формуле (3.2.2), и их появление не могло быть объяснено никаким другим путём, кроме как на основе представлений о волнах и их дифракции. Таким образом, волновые свойства частиц – электронов – были доказаны экспериментом.

При более высоких ускоряющих электрических напряжениях (десятках кВ) электроны приобретают достаточную кинетическую энергию, чтобы проникать сквозь тонкие плёнки вещества (толщиной порядка 10^{-5} см, т. е. тысячи Å). Тогда возникает так называемая дифракция быстрых электронов на прохождении, которую на поликристаллических плёнках алюминия и золота впервые в 1927 г. исследовали английский учёный Дж. Дж. Томсон и, независимо от него, советский физик П. С. Тартаковский.

В 1949 г. советские ученые Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин, В.А. Фабрикант поставили такой же опыт, но интенсивность электронного пучка была настолько слабой, что электроны проходили через прибор практически поодиночке. Однако картина после длительной экспозиции была точно такой же. Т.е. было доказано, что ***волновыми свойствами обладает каждый отдельный электрон.***

Вскоре после этого удалось наблюдать и явления дифракции атомов и молекул. Атомам с массой M , находящимся в газообразном состоянии в сосуде при абсолютной температуре T , соответствует, по формуле (3.1.4), длина волны

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3MkT}}, \quad (3.2.3)$$

т.к. средняя кинетическая энергия атома $K = 2/3kT$.

Для лёгких атомов и молекул (H , H_2 , He), и температур в сотни градусов Кельвина, длина волны λ составляет около 1 Å. Дифрагирующие атомы или молекулы практически не проникают в глубь кристалла.

Сформированный с помощью диафрагм молекулярный или атомный пучок направляют на кристалл и тем или иным способом фиксируют «отражённые» дифракционные пучки. Таким путём немецкие учёные О. Штерн и И. Эстерман, а также другие исследователи на рубеже 30-х гг. наблюдали дифракцию атомных и молекулярных пучков (рис. 3.4).

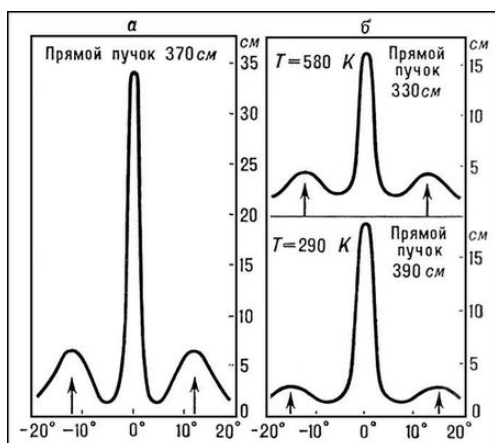


Рис. 3.4

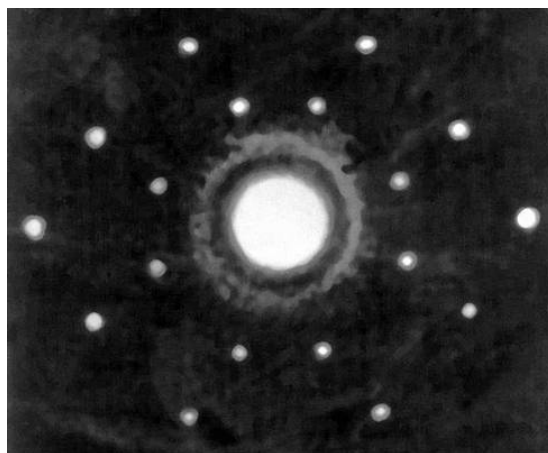


Рис. 3.5

Позже наблюдалась дифракция протонов, а также дифракция нейтронов (рис. 3.5), получившая широкое распространение как один из методов исследования структуры вещества.

Так, было доказано экспериментально, что волновые свойства присущи всем без исключения микрочастицам.

Дифракция частиц, сыгравшая в своё время столь большую роль в установлении двойственной природы материи – корпускулярно-волнового дуализма (и тем самым послужившая экспериментальным обоснованием квантовой механики), давно уже стала одним из главных рабочих методов для изучения строения вещества. На дифракции частиц основаны два важных современных метода анализа атомной структуры вещества – электронография и нейтронография.

3.3. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества

Итак, микрочастицы обладают необычайными свойствами. **Микрочастицы** – это элементарные частицы (электроны, протоны, нейтроны и т.д.), а также сложные частицы, образованные из небольшого числа элементарных (пока неделимых) частиц (атомы, молекулы, ядра атомов). Называя эти микрочастицы частицами, мы подчеркиваем только одну сторону, правильнее было бы назвать «частица-волна».

Микрочастицы не способны непосредственно воздействовать на наши органы чувств – ни видеть, ни осязать их нельзя. Мы знаем, что будет с большим предметом; но именно так микрочастицы не поступают! Поэтому, изучая их, приходится прибегать к различного рода абстракциям, напрягать воображение и не пытаться связывать их с нашим непосредственным опытом.

В доквантовой физике понять – значить составить себе наглядный образ объекта или процесса. В квантовой физике так рассуждать нельзя. Всякая наглядная модель будет действовать по классическим законам, и поэтому не пригодна для представления квантовых процессов. Например, вращение электрона по орбите вокруг атома – такое представление. Это дань классической физике и не соответствует истинному положению вещей, не соответствует квантовым законам.

Рассмотренные нами волны Луи де Бройля не являются *электромагнитными*, это волны особой природы.

Вычислим дебройлевскую длину волны мячика массой 0,20 кг, движущегося со скоростью 15 м/с.

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{0,2 \cdot 15} = 2,2 \cdot 10^{-34} \text{ м.} \quad (3.3.1)$$

Это чрезвычайно малая длина волны. Даже при крайне низких скоростях, скажем 10^{-4} м/с, дебройлевская длина волны составляла бы примерно 10^{-29} м. Дебройлевская длина волны обычного тела слишком мала, чтобы ее можно было обнаружить и измерить. Дело в том, что типичные волновые свойства – интерференция и дифракция – проявляются только тогда, когда размеры предметов или щелей сравнимы по своей величине с длиной волны. Но нам не известны предметы и щели, на которых могли бы дифрагировать волны с длиной волны 10^{-30} м, поэтому волновые свойства обычных тел обнаружить не удастся.

Другое дело, если речь идет об элементарных частицах типа электронов. Т.к. масса входит в знаменатель формулы 3.3.1, определяющей дебройлевскую длину волны, очень малой массе соответствует большая длина волны.

Определим дебройлевскую длину волны электрона, ускоренного разностью потенциалов 100 В.

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = 5,9 \cdot 10^6 \text{ м/с,}$$

откуда $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 5,9 \cdot 10^6} = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$

Из приведенного примера видно, что электрон может соответствовать длине волны порядка 10^{-10} м. Хотя это очень короткие волны, их можно обнаружить экспериментально: межатомные расстояния в кристалле того же порядка величины (10^{-10} м) и регулярно расположенные атомы кристалла можно использовать в качестве дифракционной решетки, как в случае рентгеновского излучения. Итак, если гипотеза Луи

де Бройля справедлива, то, как указал Эйнштейн, для электронов должно наблюдаться явление дифракции.

Отвлечемся на время и поставим мысленный эксперимент. Направим на преграду с двумя узкими щелями параллельный пучок моноэнергетических (т.е. обладающих одинаковой кинетической энергией) электронов (рис. 3.6), за преградой поставим фотопластину (Фп).

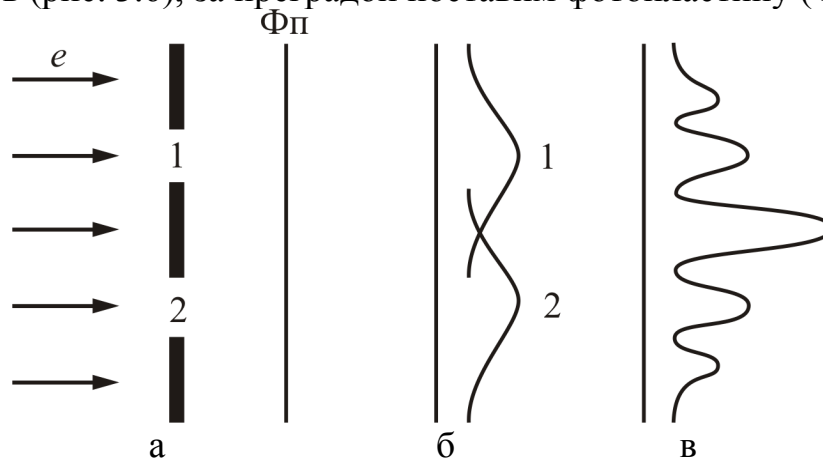


Рис. 3.6

Сначала закроем вторую щель и произведем экспонирование в течение времени t . Почернение на обработанной Фп будет характеризоваться кривой 1, рис. 3.6, б. Затем закроем первую щель и произведем экспонирование второй фотопластины. Характер почернения передается в этом случае кривой 2 (рис. 3.6, б). Наконец, откроем обе щели и подвергнем экспонированию в течение времени t третью пластину. Картина почернения, получающаяся в последнем случае, изображена на рис. 3.6, в. Эта картина отнюдь не эквивалентна положению первых двух. Каким образом открывание второй щели может повлиять на те электроны, которые, казалось бы, прошли через другую щель? Полученная картина (рис. 3.6, в) оказывается аналогичной картине, получающейся при интерференции двух когерентных световых волн. Характер картины свидетельствует о том, что на движение каждого электрона оказывают влияние оба отверстия. Такой вывод несовместим с представлением о траекториях. Если бы электрон находился в каждый момент в определенной точке пространства и двигался по траектории, он проходил бы через определенное отверстие – первое или второе. Явление же дифракции доказывает, что в прохождении каждого электрона участвуют оба отверстия – и первое, и второе.

Таким образом, **дифракция электронов и других микрочастиц доказывает справедливость гипотезы Луи де Бройля и подтверждает корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества.**

Тема 4. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

4.1. Физический смысл волн де Бройля

4.2. Соотношение неопределенности Гейзенберга

4.3. Понятие о волновой функции

4.4. Уравнение Шредингера

4.1. Физический смысл волн де Бройля

Из содержания темы 3 видно, что идея де Бройля о наличии у частиц вещества волновых свойств получила экспериментальное подтверждение, как для заряженных частиц (электронов), так и для нейтральных – нейтронов, атомов и молекул. Также было показано, что обнаружить волновые свойства у макроскопических тел не представляется возможным из-за присущей им малой длины волны.

В настоящем разделе постараемся выяснить физический смысл волн де Бройля.

Вернемся вновь к свету. Вспомним соотношение между корпускулярными и волновыми свойствами света. Было выяснено, что *квадрат амплитуды световой волны в какой-либо точке пространства пропорционален числу фотонов, попадающих в эту точку*. До сих пор речь шла о длине волны, соответствующей частице, движущейся с определенной скоростью. Можно, очевидно, говорить и об амплитуде этих волн. Вопрос о природе волн, связанных с движущимися частицами вещества, можно сформулировать как вопрос о физическом смысле амплитуды, или интенсивности этих волн.

Как известно, *интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды*. Эксперименты по отражению электронов и других частиц от поверхности показывают, что по некоторым направлениям обнаруживаются максимумы числа отраженных частиц. Это означает, что в указанных направлениях отражается большее число частиц, чем в других направлениях. С волновой точки зрения наличие максимумов в некоторых направлениях означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн, связанных с отражающимися частицами. *Интенсивность дебройлевской волны оказывается большей там, где имеется большее число частиц*. Другими словами, *интенсивность волн де Бройля в данной области пространства определяет число частиц, попавших в эту область*. В этом заключается статистическое, вероятностное толкование волн, связанных с движущимися частицами. *Квадрат амплитуды дебройлевской волны в данной точке пространства является мерой вероятности того, что частица находится в этой об-*

ласти. Вероятностная трактовка волн де Бройля принадлежит Макс Борну.

Подчеркнем еще раз, что волны, связанные с движущимися частицами, не имеют никакого отношения к распространению какого-либо электромагнитного поля, к электромагнитным волнам. Среди известных в физике электромагнитных, акустических и других волн нет аналога «волнам вероятности», связанным с движущимися частицами вещества.

Можно показать, что *фазовая скорость волн де Бройля превышает скорость света в вакууме*, что не противоречит теории относительности.

Групповая скорость волн де Бройля меньше скорости света, что указывает на неразрывную связь дебройлевских волн с движущимися частицами. Групповая скорость волны де Бройля равна скорости движения частицы.

Открытие волновых свойств движущихся частиц вещества явилось величайшим достижением современной физики. Вместе с твердо установленным экспериментально квантовым характером законов, описывающих внутриатомные процессы, обнаружение волновых свойств частиц вещества послужило фундаментом для создания квантовой механики. Так называемые пути современной теоретической физики, изучающей законы движения частиц в области микромира, имеют масштабы длины $10^{-10} - 10^{-15}$ м. *Объектами изучения квантовой механики являются атомы, молекулы, кристаллы, атомные ядра и элементарные частицы* (электроны, позитроны, протоны, нейтроны и др.).

4.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

Согласно двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества, для описания микрочастиц используются то волновые, то корпускулярные представления. Поэтому приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. Естественно, что необходимо внести некоторые ограничения в применении к объектам микромира понятий классической механики.

В классической механике состояние материальной точки (классической частицы) определяется заданием значений координат, импульса, энергии и т.д. (перечисленные величины называются динамическими переменными). Строго говоря, микрообъекту не могут быть приписаны указанные динамические переменные. Однако, информацию о микрочастицах мы получаем, наблюдая их взаимодействие с приборами, представляющими собой макроскопические тела. Поэтому результаты измерений поневоле выражаются в терминах, разработанных для харак-

теристики макротел, т.е. через значения динамических характеристик. В соответствии с этим измеренные значения динамических переменных приписываются микрочастицам. Например, говорят о состоянии электрона, в котором он имеет такое-то значение энергии, и т.д.

Волновые свойства частиц и возможность задать для частицы лишь вероятность *ее пребывания в данной точке пространства* приводят к тому, что сами понятия *координаты частицы и ее скорости (или импульса)* могут применяться в квантовой механике в ограниченной мере. В этом, вообще говоря, нет ничего удивительного. В классической физике понятие координаты в ряде случаев тоже непригодно для определения положения объекта в пространстве. Например, не имеет смысла говорить о том, что электромагнитная волна находится в данной точке пространства или что положение фронта волновой поверхности на воде характеризуется координатами x, y, z .

Корпускулярно-волновая двойственность свойств частиц, изучаемых в квантовой механике, приводит к тому, что в ряде случаев **оказывается невозможным**, в классическом смысле, одновременно **характеризовать частицу ее положением в пространстве (координатами) и скоростью (или импульсом)**. Так, например, электрон (и любая другая микрочастица) не может иметь одновременно точных значений координаты x и компоненты импульса p_x . Неопределенности значений x и p_x удовлетворяют соотношению:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h. \quad (4.2.1)$$

Из (4.2.1) следует, что чем меньше неопределенность одной величины (x или p_x), тем больше неопределенность другой. Возможно, такое состояние, в котором одна из переменных имеет точное значение ($\Delta x = 0$), другая переменная при этом оказывается совершенно неопределенной ($\Delta p \rightarrow \infty$ — ее неопределенность равна бесконечности), и наоборот. Таким образом, для микрочастицы не существует состояний, в которых ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения. Отсюда вытекает и фактическая невозможность одновременного измерения координаты и импульса микрообъекта с любой наперед заданной точностью.

Соотношение, аналогичное (4.2.1), имеет место для y и p_y , для z и p_z , а также для других пар величин (в классической механике такие пары называются **канонически сопряженными**). Обозначив канонически сопряженные величины буквами A и B , можно записать:

$$\Delta A \Delta B \geq h. \quad (4.2.2)$$

Соотношение (4.2.2) называется *соотношением неопределенностей* для величин A и B . Это соотношение ввёл в 1927 году Вернер Гейзенберг.



Вернер Гейзенберг (1901–1976) – всемирно известный немецкий физик, создатель «матричной квантовой механики», лауреат Нобелевской премии (1932 г.) за создание квантовой механики. Работы относятся к квантовой механике, квантовой электродинамике, релятивистской квантовой теории поля, теории ядра, магнетизму, физике космических лучей, теории элементарных частиц, философии естествознания.

Утверждение о том, что *произведение неопределенностей значений двух сопряженных переменных не может быть по порядку меньше постоянной Планка h* , называется *соотношением неопределенностей Гейзенберга*.

Энергия и время являются канонически сопряженными величинами. Поэтому для них также справедливо соотношение неопределенностей:

$$\Delta E \Delta t \geq h. \quad (4.2.3)$$

Это соотношение означает, что определение энергии с точностью ΔE должно занять интервал времени, равный, по меньшей мере,

$$\Delta t \sim \frac{h}{\Delta E}.$$

Соотношение неопределенностей получено при одновременном использовании классических характеристик движения частицы (координаты, импульса) и наличии у нее волновых свойств. Т.к. в классической механике принимается, что измерение координаты и импульса может быть произведено с любой точностью, то *соотношение неопределенностей* является, таким образом, *квантовым ограничением применимости классической механики к микрообъектам*.

Соотношение неопределенностей указывает, в какой мере возможно пользоваться понятиями классической механики применительно к микрочастицам, в частности с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц. Движение по траектории характеризуется вполне определенными значениями координат и скорости в каждый момент времени. Подставив в (4.2.1) вместо p_x произведение mv_x , получим соотношение:

$$\Delta x \Delta v_x \geq h / m. \quad (4.2.4)$$

Из этого соотношения следует, что *чем больше масса частицы, тем меньше неопределенности ее координаты и скорости, следовательно тем с большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории*. Так, например, уже для пылинки массой 10^{-12} кг и линейными размерами 10^{-6} м, координата которой определена с точ-

ностью до 0,01 ее размеров ($\Delta x = 10^{-8}$ м), неопределенность скорости, по (4.2.4),

$$\Delta v_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} 10^{-12}} \text{ м/с} = 6,62 \cdot 10^{-14} \text{ м/с},$$

т.е. не будет сказываться при всех скоростях, с которыми пылинка может двигаться.

Таким образом, *для макроскопических тел их волновые свойства не играют никакой роли*; координаты и скорости могут быть измерены достаточно точно. Это означает, что для описания движения макротел с абсолютной достоверностью можно пользоваться законами классической механики.

Предположим, что пучок электронов движется вдоль оси x со скоростью $v = 10^8$ м/с, определяемой с точностью до 0,01% ($\Delta v_x \approx 10^4$ м/с). Какова точность определения координаты электрона?

По формуле (4.2.4) получим:

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Таким образом, положение электрона может быть определено с точностью до тысячных долей миллиметра. Такая точность достаточна, чтобы можно было говорить о движении электронов по определенной траектории иными словами, описывать их движения законами классической механики.

Применим соотношение неопределенностей к электрону, двигающемуся в атоме водорода. Допустим, что неопределенность координаты электрона $\Delta x \approx 10^{-10}$ м (порядка размеров самого атома), тогда, согласно (4.2.4),

$$\Delta v_y = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} = 7,27 \cdot 10^7 \text{ м/с}.$$

Используя законы классической физики, можно показать, что при движении электрона вокруг ядра по круговой орбите радиуса приблизительно $0,5 \cdot 10^{-10}$ м его скорость $v \approx 2,3 \cdot 10^6$ м/с. Таким образом, *неопределенность скорости в несколько раз больше самой скорости*. Очевидно, что в данном случае нельзя говорить о движении электронов в атоме по определенной траектории. Иными словами, для описания движения электронов в атоме нельзя пользоваться законами классической физики.

4.3. Понятие о волновой функции

Экспериментальное подтверждение идеи Луи де Бройля об универсальности корпускулярно-волнового дуализма, ограниченность применения классической механики к микрообъектам, диктуемая соотношением неопределенностей, а также противоречия ряда экспериментов с применяемыми в начале XX века теориями привели к новому этапу развития квантовой физики – созданию квантовой механики, описывающей законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств. Ее создание и развитие охватывает период с 1900 г. (формулировка Планком квантовой гипотезы) до 20-х годов XX века и связано, прежде всего, с работами австрийского физика Э. Шредингера, немецкого физика В. Гейзенберга и английского физика П. Дирака.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории. Можно ли волны де Бройля истолковывать как волны вероятности, т.е. считать, что вероятность обнаружить микрочастицу в различных точках пространства меняется по волновому закону? Такое толкование волн де Бройля уже неверно, хотя бы потому, что тогда вероятность обнаружить частицу в некоторых точках пространства может быть отрицательна, что не имеет смысла.

Чтобы устранить эти трудности, немецкий физик М. Борн в 1926 г. предположил, что *по волновому закону меняется не сама вероятность, а величина, названная **амплитудой вероятности*** и обозначаемая $\Psi(x, y, z, t)$. Эту величину называют также ***волновой функцией*** (или Ψ -функцией). Амплитуда вероятности может быть комплексной, и вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:

$$W \sim |\Psi(x, y, z, t)|^2, \quad (4.3.1)$$

где $|\Psi|^2 = \Psi\Psi'$, где Ψ' – функция комплексно-сопряженная с Ψ .

Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет *статистический, вероятностный* характер: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волны де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени в области с координатами x и dx , y и dy , z и dz .

Итак, в квантовой механике состояние частицы описывается принципиально по-новому – с помощью волновой функции, которая является основным носителем информации об их корпускулярных и волновых свойствах. Вероятность нахождения частицы в объеме V равна:

$$dW = |\Psi|^2 dV. \quad (4.3.2)$$

Величина $|\Psi|^2 = dW / dV$ (квадрат модуля Ψ -функции) имеет смысл **плотности вероятности**, т.е. *определяет вероятность нахождения частицы в единице объема в окрестности точки, имеющей координаты x, y, z* . Таким образом, физический смысл имеет не сама Ψ -функция, а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, которым определяется **интенсивность волн де Бройля**.

Вероятность найти частицу в момент времени t в конечном объеме V , согласно теореме о сложении вероятностей, равна:

$$W = \int_V dW = \int_V |\Psi|^2 dV.$$

Т.к. $|\Psi|^2 dV$ определяется как вероятность, то необходимо волновую функцию Ψ представить так, чтобы вероятность достоверного события обращалась в единицу, если за объем V принять бесконечный объем всего пространства. Это означает, что при данном условии частица должна находиться где-то в пространстве. Следовательно, условие нормировки вероятностей:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV = 1, \quad (4.3.3)$$

где данный интеграл вычисляется по всему бесконечному пространству, т.е. по координатам x, y, z от $-\infty$ до ∞ . Таким образом, условие нормировки говорит об объективном существовании частицы во времени и пространстве.

Чтобы волновая функция являлась объективной характеристикой состояния микрочастицы, она должна удовлетворять ряду ограничительных условий. Функция Ψ , характеризующая вероятность обнаружения микрочастицы в элементе объема, должна быть:

- конечной (вероятность не может быть больше единицы);
- однозначной (вероятность не может быть неоднозначной величиной);
- непрерывной (вероятность не может меняться скачком).

Волновая функция удовлетворяет принципу суперпозиции: если система может находиться в различных состояниях, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$, то она может находиться в состоянии, описываемом линейной комбинацией этих функций:

$$\Psi = \sum_n C_n \Psi_n,$$

где C_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) – произвольные, вообще говоря, комплексные числа.

Сложение волновых функций (амплитуд вероятностей, определяемых квадратами модулей волновых функций) *принципиально отличает квантовую теорию от классической статистической теории*, в которой для независимых событий справедлива теорема сложения вероятностей.

Волновая функция Ψ является основной характеристикой состояния микрообъектов. Например, среднее расстояние $\langle r \rangle$ электрона от ядра вычисляется по формуле

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} r |\Psi|^2 dV,$$

где вычисления проводятся, как и в случае (4.3.3).

4.4. Уравнение Шредингера

Толкование волн де Бройля и соотношение неопределенностей Гейзенберга привели к выводу, что уравнением движения в квантовой механике, описывающей движение микрочастиц в различных силовых полях, должно быть уравнение, из которого бы вытекали наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Основное уравнение должно быть уравнением относительно волновой функции $\Psi(x, y, z, t)$, т.к. именно величина $|\Psi|^2$ осуществляет вероятность пребывания частицы в момент времени t в объеме dV , т.е. в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$. Т.к. искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть волновым уравнением, подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны.

Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. Шредингером.



Шредингер Эрвин (1887–1961) – австрийский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Основные работы в области статистической физики, квантовой теории, квантовой механики, общей теории относительности, биофизики. Разработал теорию движения микрочастиц – волновую механику, построил квантовую теорию возмущений – приближенный метод в квантовой механике. За создание волновой механики удостоен Нобелевской премии.

Уравнение Шредингера не выводится, а постулируется. Правильность этого уравнения подтверждается согласием с опытом получаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы.

Уравнение Шредингера в общем виде записывается так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \quad (4.4.1)$$

где m – масса частицы, i^2 – мнимая единица, ∇ – оператор Лапласа $\left(\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right)$, $U(x, y, z, t)$ – потенциальная энергия частицы в силовом поле, в котором она движется, Ψ – искомая волновая функция.

Если силовое поле, в котором движется частица, потенциально, то функция U не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В этом случае решение уравнения Шредингера распадается на два сомножителя, один из которых зависит только от координаты, а другой – только от времени:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i \frac{E}{\hbar} t}. \quad (4.4.2)$$

Здесь E – полная энергия частицы, которая в случае стационарного поля остается постоянной. Чтобы убедиться в справедливости выражения 4.4.2, подставьте его в выражение (4.4.1), и вы получите **уравнение Шредингера для стационарных состояний**:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U \Psi &= E \Psi, \\ \nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi &= 0. \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

Уравнение Шредингера можно записать в виде $\hat{H} \Psi = E \Psi$.

В этом уравнении $\hat{H}$ – оператор Гамильтона, равный сумме операторов $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U = \hat{H}$. Гамильтониан является оператором энергии E .

В квантовой механике другим переменным также и динамическим сопоставляются операторы. Соответственно рассматривают операторы координат, импульса, момента импульса и т.д.

Тема 5. ДВИЖЕНИЕ СВОБОДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ОДНОМЕРНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

5.1. Движение свободной частицы

5.2. Частица в одномерной прямоугольной яме

5.3. Гармонический осциллятор в квантовой механике

5.4. Прохождение частиц сквозь потенциальный барьер.

Туннельный эффект

5.1. Движение свободной частицы

Свободная частица – частица, движущаяся в отсутствие внешних полей. Т.к. на свободную частицу (пусть она движется вдоль оси x) силы не действуют, то потенциальная энергия частицы $U(x) = \text{const}$ и ее можно принять равной нулю. Тогда полная энергия частицы совпадает с ее кинетической энергией. В таком случае **уравнение Шредингера для стационарных состояний** примет вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0. \quad (5.1.1)$$

Прямой подстановкой можно убедиться в том, что частным решением уравнения (5.1.1) является функция $\Psi(x) = A e^{ikx}$, где $A = \text{const}$ и $k = \text{const}$, с собственным значением энергии:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (5.1.2)$$

Функция $\Psi(x) = A e^{ikx} = A e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mEx}}$ представляет собой только координатную часть волновой функции $\Psi(x, t)$. Зависящую от времени волновую функцию можно представить в виде:

$$\Psi(x, t) = A e^{-i\omega t + ikx} = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p_x x)}, \quad (5.1.3)$$

где $\omega = \frac{E}{\hbar}$, $k = \frac{p_x}{\hbar}$.

Функция (5.1.3) представляет собой плоскую монохроматическую волну де Бройля.

Из выражения (5.1.2) следует, что зависимость энергии от импульса

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m} \quad (5.1.4)$$

оказывается обычной для нерелятивистских частиц. Следовательно, энергия свободной частицы может принимать любые значения, т.е. ее энергетический спектр является *непрерывным*.

Таким образом, свободная частица описывается плоской монохроматической волной де Бройля. Этому способствует не зависящая от времени **плотность вероятности** обнаружения частицы в данной точке пространства:

$$|\Psi|^2 = \Psi\Psi^* = |A|^2,$$

т.е. все положения свободной частицы являются равновероятностными.

5.2. Частица в одномерной прямоугольной яме

Проведем качественный анализ решений уравнения Шредингера применительно к частице, находящейся в потенциальной яме с бесконечно высокими «стенками». Такая яма описывается потенциальной энергией $U(x)$ следующего вида:

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq l, \\ \infty, & x > l, \end{cases}$$

где l – ширина ямы, а энергия отсчитывается от ее дна (рис. 5.1).

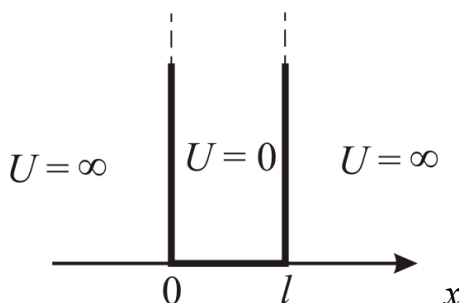


Рис. 5.1

Уравнение Шредингера для стационарных состояний в случае одномерной задачи запишется в виде:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) = 0. \quad (5.2.1)$$

По условию задачи (бесконечно высокие «стенки»), частица не проникает за пределы ямы, поэтому вероятность ее обнаружения за пределами ямы равна нулю. На границах ямы волновая функция также должна обращаться в нуль. Следовательно, граничные условия в таком случае имеют вид:

$$\Psi(0) = \Psi(l) = 0. \quad (5.2.2)$$

В пределах ямы ($0 \leq x \leq l$) уравнение Шредингера (5.2.1) сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0 \text{ или } \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0, \quad (5.2.3)$$

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}. \quad (5.2.4)$$

Общее решение дифференциального уравнения:

$$\Psi(x) = A \sin kx + B \cos kx.$$

А т.к. по (5.2.2) $\Psi(0) = 0$, то $B = 0$. Тогда

$$\Psi(x) = A \sin kx, \quad (5.2.5)$$

уравнение $\Psi(l) = A \sin kl = 0$ выполняется только при $kl = n\pi$, где n – целые числа, т.е. необходимо, чтобы

$$k = \frac{n\pi}{l}. \quad (5.2.6)$$

Из выражений (5.2.4) и (5.2.6) следует, что энергия частицы зависит от n :

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ml^2}, \quad (5.2.7)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$.

Т.е. стационарное уравнение Шредингера, описывающее движение частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, удовлетворяется только при собственных значениях E_n , зависящих от целого числа n . Следовательно, **энергия E_n частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками принимает лишь определенные дискретные значения**, т.е. **квантуется**. Квантовые значения энергии E_n называются **уровнями энергии**, а число n , определяющее энергетические уровни – **главным квантовым числом**.

Таким образом, **микрочастица в «потенциальной яме» с бесконечно высокими стенками может находиться только на определенном энергетическом уровне E_n , или, как говорят, частица находится в квантовом состоянии n** .

Подставив k в (5.2.5), из (5.2.6) найдем собственные функции:

$$\Psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} x.$$

Постоянную интегрирования A найдем из условия нормировки (4.3.3), которое для данного случая запишется в виде

$$A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{\pi n}{l} x dx = 1.$$

В результате интегрирования получим $A = \sqrt{\frac{2}{l}}$, а собственные функции будут иметь вид:

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi}{l}x\right). \quad (5.2.8)$$

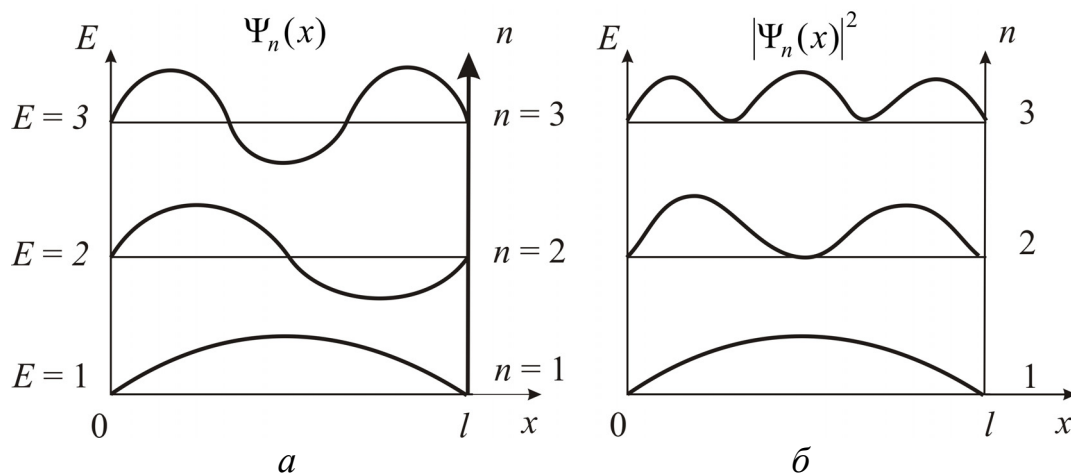


Рис. 5.2

Графики собственных функций (5.2.8), соответствующие уровням энергии (5.2.7) при $n = 1, 2, 3$, приведены на рис. 5.2, а. На рис. 5.2, б изображена плотность вероятности обнаружения частицы на различных расстояниях от «стенок» ямы: $|\Psi(x)|^2 = \Psi_n(x)\Psi'_n(x)$ для $n = 1, 2, 3, \dots$. Из рисунка следует, что, например, в квантовом состоянии с $n = 2$ частица не может находиться в центре ямы, в то время как одинаково может пребывать в ее левой и правой частях. Такое поведение частицы указывает на то, что представления о траекториях частицы в квантовой механике несостоятельны.

Из выражения 5.2.7 следует, что энергетический интервал между двумя соседними уровнями равен:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n. \quad (5.2.9)$$

Например, для электрона при размерах ямы $l = 10^{-1}$ м (свободные электроны в металле) $\Delta E_n \approx 10^{-35} n$ Дж $\approx 10^{-16} n$ эВ, т.е. энергетические уровни расположены столь тесно, что спектр можно считать практически непрерывным. Если же размеры ямы соизмеримы с размерами стенки ($l \approx 10^{-10}$ м), то для электрона $\Delta E_n \approx 10^{-17} n$ Дж $\approx 10^{-2} n$ эВ, т.е. получаются явно дискретные значения энергии (линейчатый спектр). Таким образом, *применение уравнения Шредингера* к частице в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками приводит к **квантовым значениям**

ям энергии и координат, в то время как классическая механика на энергию этой частицы лишних ограничений не накладывает.

Кроме того, квантово-механическое рассмотрение этой задачи приводит к выводу, что частица в потенциальной яме с бесконечно высокими «стенками» *не может иметь энергию меньшую, чем минимальная*

энергия, равная $\frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}$. Наличие отличной от нуля минимальной энергии

не случайно и вытекает из соотношения неопределенностей. Неопределенность координаты Δx частицы в яме шириной l равна: $\Delta x = l$. Тогда согласно соотношению неопределенностей, импульс не может иметь точное, в данном случае нулевое, значение. Неопределенность импульса:

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{l}.$$

Такому разбросу значений импульса соответствует кинетическая энергия $E_{\min} \approx \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2ml^2}$. Все остальные уровни имеют энергию, превышающую это значение.

Из функций (5.2.1) и (5.2.7) следует, что при больших квантовых числах ($n \gg 1$) $\frac{\Delta E_n}{E_n} \approx \frac{2}{n} \ll 1$, т.е. соседние уровни расположены тесно:

тем теснее, чем больше n . Если n очень велико, то можно говорить о *практически непрерывной последовательности уровней*, и характерная особенность квантовых процессов – *дискретность* – *сглаживается*. Этот результат является частным случаем **принципа соответствия Бора**, согласно которому законы квантовой механики должны при больших значениях квантовых чисел переходить в законы классической физики.

Более общая трактовка **принципа соответствия**: *всякая новая, более общая теория, являющаяся развитием классической, не отвергает ее полностью, а включает в себя классическую теорию, указывая границы ее применимости*, причем в определенных предельных условиях новая теория переходит в старую.

5.3. Гармонический осциллятор в квантовой механике

Гармоническим осциллятором называют частицу, совершающую одномерное движение под действием квазиупругой силы $F = kx$.

Потенциальная энергия частицы

$$U = \frac{kx^2}{2}, \quad (5.3.1)$$

$$U = \frac{m\omega^2 x^2}{2}, \quad (5.3.2)$$

где $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

Гармонический осциллятор в квантовой механике описывается уравнением Шредингера:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \Psi = 0. \quad (5.3.3)$$

Значения Ψ -функции мы находить не будем. Нас интересуют значения полной энергии осциллятора:

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega, \quad (5.3.4)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

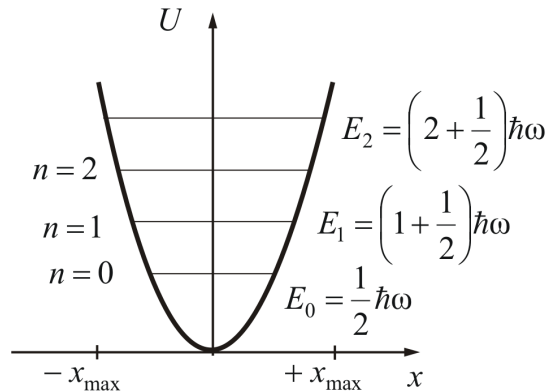


Рис. 5.3

$\Delta E_n = \hbar\omega$ не зависит от n , в отличие от прямоугольной потенциальной ямы, рассмотренной нами в п. 5.2.

Минимальная энергия $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ называется **нулевой энергией**, т.е.

при $T = 0$ колебания атомов K в кристаллической решетке не прекращаются.

В квантовой механике вычисляется вероятность различных переходов квантовой системы из одного состояния в другое. Для гармонического осциллятора возможны лишь переходы между соседними уровнями.

Условия, накладываемые на изменения квантовых чисел при переходах системы из одного состояния в другое, называются **правилами отбора**. Для гармонического осциллятора правило выражено формулой:

$$\Delta n = \pm 1.$$

Из (5.3.4) вытекает, что энергия квантового осциллятора изменяется только порциями, т.е. квантуется. Причем, как и в прямоугольной яме, энергия ограничена снизу минимальным значением

$$E_0 = 1/2 \hbar \omega$$

– **энергия нулевых колебаний** (прямое следствие соотношения неопределенностей). Это означает, что частица не может находиться на дне потенциальной ямы.

Плотность вероятности нахождения частицы $|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi$ изображена на рис. 5.2. Как и в случае прямоугольной потенциальной ямы, при $n = 2$ в середине ямы частица находиться не может. Это совершенно непонятно с классической точки зрения. *Квантуется не только энергия, но и координата частицы.*

5.4. Прохождение частиц сквозь потенциальный барьер. Туннельный эффект

Рассмотрим простейший потенциальный барьер прямоугольной формы (рис. 5.4) для одномерного (по оси x) движения частицы.

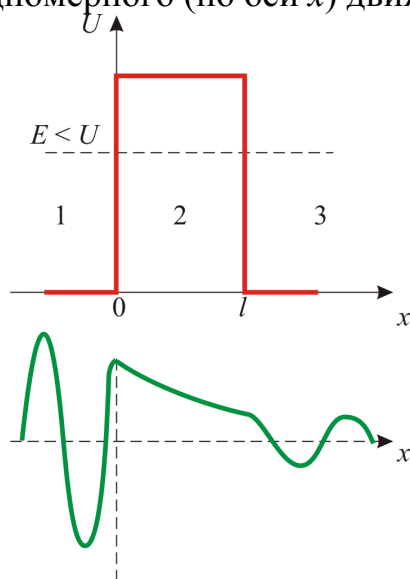


Рис. 5.4

Для потенциального барьера прямоугольной формы высоты U и ширины l можно записать:

$$U(x) = \begin{cases} 0, x < 0, & 1 \text{ обл.} \\ U, 0 < x < l, & 2 \text{ обл.} \\ 0, x > l, & 3 \text{ обл.} \end{cases}$$

При данных условиях задачи классическая частица, обладая энергией E , либо беспрепятственно пройдет над барьером при $E > U$, либо

отразится от него ($E < U$) и будет двигаться в обратную сторону, т.е. она не может проникнуть через барьер.

Для микрочастиц же, даже при $E < U$, имеется отличная от нуля вероятность, что частица отразится от барьера и будет двигаться в обратную сторону. При $E > U$ имеется также отличная от нуля вероятность, что частица окажется в области $x > l$, т.е. проникнет сквозь барьер. Такой вывод следует непосредственно из решения уравнения Шредингера, описывающего движение микрочастицы при данных условиях задачи.

Уравнение Шредингера для состояний каждой из выделенных областей имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \Psi_{1,3} = 0 \quad \left(\text{для } 1, 3 \text{ обл. } k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \right), \quad (5.4.1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + q^2 \Psi_2 = 0 \quad \left(\text{для } 2 \text{ обл. } q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2} \right). \quad (5.4.2)$$

Общее решение этих дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \Psi_1(x) &= A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad \text{для обл. 1,} \\ \Psi_2(x) &= A_2 e^{iqx} + B_2 e^{-iqx} \quad \text{для обл. 2,} \\ \Psi_3(x) &= A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \quad \text{для обл. 3.} \end{aligned} \quad (5.4.3)$$

В данном случае, согласно (5.4.2), $q = i\beta$ – мнимое число, где $\beta = \frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar}$.

Можно показать, что $A_1 = 1$, $B_3 = 0$, тогда, учитывая значение q , получим решение уравнения Шредингера для трех областей в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi_1(x) &= e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad \text{для обл. 1,} \\ \Psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x} \quad \text{для обл. 2,} \\ \Psi_3(x) &= A_3 e^{ikx} \quad \text{для обл. 3.} \end{aligned} \quad (5.4.4)$$

В области 2 функция (5.4.4) уже не соответствует плоским волнам, распространяющимся в обе стороны, поскольку показатели степени не мнимые, а действительные.

Качественный анализ функций $\Psi_1(x)$, $\Psi_2(x)$, $\Psi_3(x)$ показан на рис. 5.4. Из рисунка следует, что **волновая функция не равна нулю и внутри барьера, а в области 3, если барьер не очень широк, будет опять иметь вид волн де Бройля с тем же импульсом, т.е. с той же частотой, но с меньшей амплитудой.**

Таким образом, квантовая механика приводит к принципиально новому квантовому явлению – **туннельному эффекту**, в результате которого микрообъект может пройти через барьер.

Коэффициент прозрачности для барьера прямоугольной формы

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}l\right).$$

Для барьера произвольной формы $D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)}dx\right).$

Прохождение частицы сквозь барьер можно пояснить **соотношением неопределенностей**. Неопределенность импульса на отрезке $\Delta x = l$ составляет $\Delta p > \frac{\hbar}{l}$. Связанная с этим разбросом кинетическая

энергия $\frac{\Delta p^2}{2m}$ может оказаться достаточной для того, чтобы полная энергия оказалась больше потенциальной и частица может пройти через барьер.

С классической точки зрения прохождение частицы сквозь потенциальный барьер при $E < U$ невозможно, так как частица, находясь в области барьера, должна была бы обладать отрицательной кинетической энергией. Туннельный эффект является **специфическим квантовым эффектом**.

Строгое квантово-механическое решение задачи о гармоническом осцилляторе приводит еще к одному существенному отличию от классического рассмотрения. Оказывается, что можно обнаружить частицу за пределами дозированной области $(x_{\min}, x_{\max})$ (рис. 5.5), т.е. за точками 0 и l (рис. 5.1).

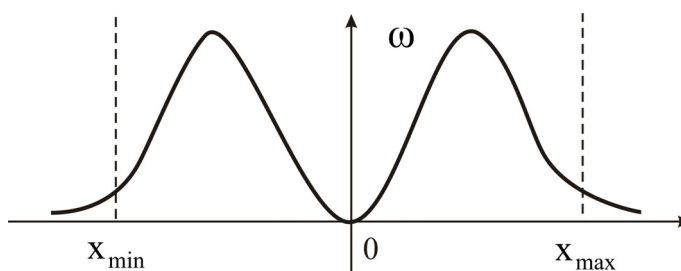


Рис. 5.5

Это означает, что частица может прибывать там, где ее полная энергия меньше потенциальной энергии. Это оказывается возможным вследствие туннельного эффекта.

Основы теории туннельных переходов заложены работами советских ученых Л.И. Мандельштама и М.А. Леонтовича в 1928 г. Туннельное прохождение сквозь потенциальный барьер лежит в основе многих явлений физики твердого тела (например явления в контактном слое на границе двух полупроводников), атомной и ядерной физики (например α -распад, протекание термоядерных реакций).

Контрольные вопросы

1. Каков физический смысл соотношения неопределенностей Гейзенберга? Какие канонически сопряженные величины вы знаете?
2. Чему равны фазовая и групповая скорости фотона?
3. В каком случае и почему можно говорить о движении частицы по определенной траектории?
4. Как, исходя из соотношения неопределенностей, объяснить наличие естественной ширины спектральных линий?
5. Что определяет квадрат модуля волновой функции?
6. В чем отличие понимания причинности в классической и квантовой механике?
7. Какова наименьшая энергия частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками?
8. Больше или меньше энергия частицы, находящейся в потенциальной яме с бесконечно высокими «стенками», в состоянии $n = 3$ по сравнению с состоянием $n = 1$? Во сколько раз?
9. Какими свойствами микрочастиц обусловлен туннельный эффект?
10. В чем отличие поведения классической и квантовой частиц с энергией $E < U$ при их движении к прямоугольному потенциальному барьеру конечной ширины?
11. Как изменится коэффициент прозрачности потенциального барьера с ростом его высоты? с увеличением массы частицы? с увеличением полной энергии частицы?
12. Как изменится коэффициент прозрачности потенциального барьера с увеличением его ширины в два раза?
13. Чему равна разность энергий между четвертым и вторым энергетическими уровнями квантового осциллятора?
14. Может ли частица находиться на дне потенциальной ямы? Определяется ли это формой ямы?
15. В чем отличие квантово-механического и классического описания гармонического осциллятора? В выводах этих описаний?

Тема 6. МОДЕЛИ АТОМОВ. АТОМ ВОДОРОДА ПО ТЕОРИИ БОРА

6.1. Закономерности в атомных спектрах

6.2. Ядерная модель атомов (модель Резерфорда)

6.3. Элементарная теория Бора

6.4. Опыт Франка и Герца

6.1. Закономерности в атомных спектрах

Итак, что же такое атом? Изолированные атомы в виде разреженного газа или паров металлов испускают спектр, состоящий из отдельных спектральных линий (*линейчатый спектр*). Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию строения атомов.

Прежде всего, в экспериментах было замечено, что линии в спектрах расположены не беспорядочно, а сериями. Расстояние между линиями в серии закономерно уменьшается по мере перехода от длинных волн к коротким.

Швейцарский физик Й. Бальмер в 1885 году установил, что *длины волн серии в видимой части спектра водорода* могут быть представлены формулой:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (6.1.1)$$

где $\lambda_0 = \text{const}$, $n = 3, 4, 5, \dots$

В спектроскопии принято характеризовать спектральные линии не частотой, а величиной, обратной длине волны:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}. \quad (6.1.2)$$

Если преобразовать (6.1.1) с учетом (6.1.2), то получим:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.1.3)$$

где $R' = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга, $n = 3, 4, 5, \dots$

В физике *постоянной* Ридберга называют и другую величину:

$$R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Формулу Бальмера (6.1.3) можно переписать в виде

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (6.1.4)$$

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода имеется еще несколько серий:

Серия Лаймона $\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$

Серия Пашена $\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$

Серия Брэкета $\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$

Серия Пфунда $\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 6, 7, 8, \dots$

Обобщенная формула Й. Бальмера:

$$\nu = R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \text{ или } \frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (6.1.5)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ $n = k + 1, k + 2, k + 3, \dots$

Ясно было, что атом – сложная система, имеющая сложные атомные спектры (рис. 6.1).

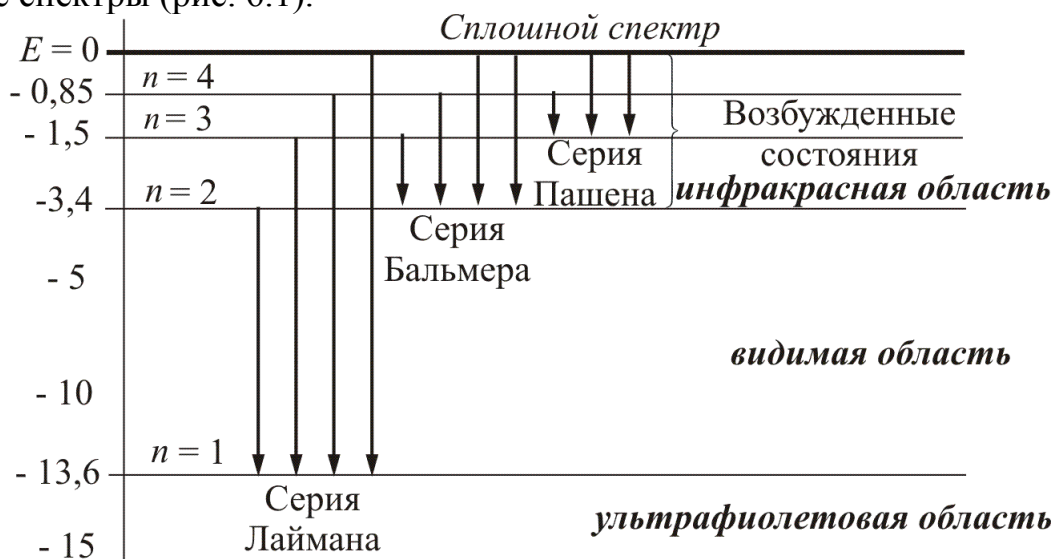


Рис. 6.1

В конце XIX века учеными рассматривались многие модели атомов (рис. 6.2, а, б, в).

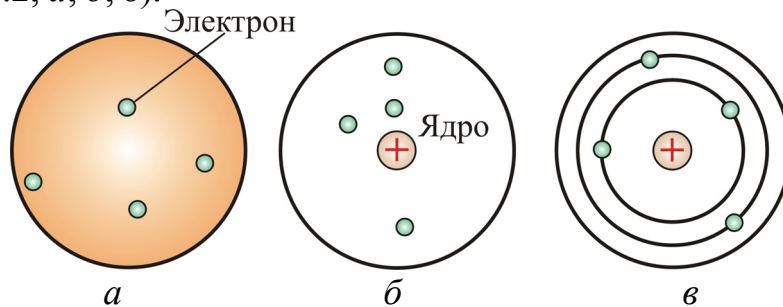
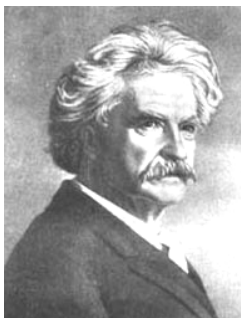


Рис. 6.2

В 1903 году Дж. Дж. Томсон, предложил модель атома: сфера, равномерно заполненная положительным электричеством, внутри которой находятся электроны (рис. 6.2, а). Атом в целом нейтрален: суммарный заряд сферы равен заряду электронов, однако спектр такого атома должен был быть сложным, но никоим образом не линейчатым, что противоречило экспериментам. Модель атома, изображенная на рис. 6.2, б, состояла из сферы, в центре которой находилось положительно заряженное ядро, а вокруг него располагались электроны. Эта модель также не вписывалась в эксперименты. Наиболее известна в то время была планетарная модель атома, предложенная Э. Резерфордом (рис. 6.2, в).

6.2. Ядерная модель атома (модель Резерфорда)

Большую роль в развитии представлений о строении атома сыграли опыты Э. Резерфорда.



Резерфорд Эрнест (1871–1937) – английский физик, основоположник ядерной физики. Исследования посвящены радиоактивности, атомной и ядерной физике. Своими фундаментальными открытиями в этих областях заложил основы современного учения о радиоактивности и теории строения атома. В 1899 г. открыл альфа- и бета-лучи. Вместе с Ф. Содди в 1903 г. разработал теорию радиоактивного распада и установил закон радиоактивных превращений. В 1903 году доказал, что альфа-лучи состоят из положительно заряженных частиц. Предсказал существование трансурановых элементов. В 1908 г. ему была присуждена Нобелевская премия.

Резерфорд и его сотрудники наблюдали прохождение α -частиц через тонкую золотую фольгу. Скорость α -частиц 10^7 м/с.

Экспериментальная установка позволяла наблюдать α -частицы, отклоненные золотой фольгой под разными углами.

В то время было известно, что α -частица имеет положительный заряд, равный $+2e$.

Опыт осуществлялся по схеме, изображенной на рис. 6.3.

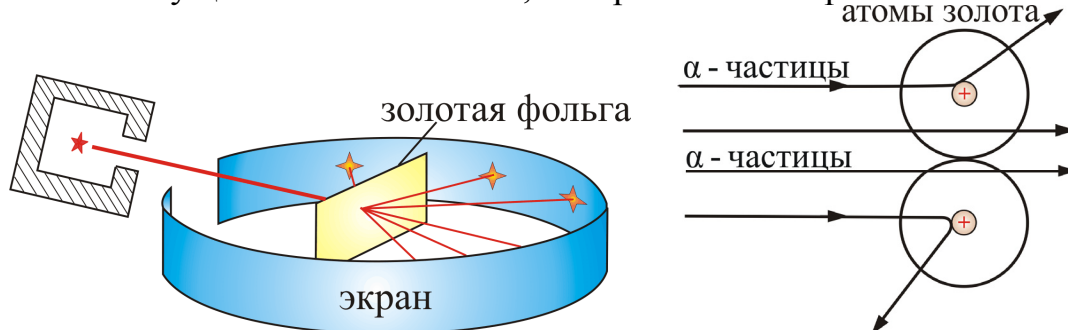


Рис. 6.3

Узкий пучок α -частиц испускался радиоактивным веществом и падал на фольгу. Проходя через фольгу α -частицы отклонялись на различные углы. Рассеянные частицы ударялись об экран, покрытый ZnS, и вызываемые им вспышки света, *сцинтилляции*, наблюдались в микроскопе. Микроскоп и связанный с ним экран можно было вращать вокруг оси, проходящей через центр фольги. Т.е. можно было всегда измерить угол отклонения. Весь прибор помещался в вакуум, чтобы α -частицы не рассеивались при столкновении с молекулами воздуха.

В опыте обнаружилось, что некоторые α -частицы отклонялись на большие углы, до 180° . Резерфорд понял, что такое отклонение возможно лишь при встрече с положительно заряженной частицей большей массы. А малая вероятность отклонения на большие углы говорила, что эта положительная частица имеет малые размеры, порядка 10^{-14} м. Электроны, по мнению Резерфорда, движутся вокруг ядра.

Однако такая модель была в явном противоречии с классической электродинамикой, т.к. электрон, двигаясь по окружности, т.е. с нормальным ускорением, должен был *излучать энергию, следовательно, замедлять скорость и падать на ядро*. Таким образом, *применение классической электродинамики к ядерной модели атома привело к полному противоречию с экспериментальными фактами*. Согласно классической теории, должны иметь место:

- непрерывная потеря электроном энергии в виде излучения электромагнитных волн и неустойчивость атома;
- существование только непрерывного спектра спектральных линий не должно быть.

В действительности оказывается, что:

- атом является устойчивой системой;
- атом излучает энергию лишь при определенных условиях;
- излучение атома имеет линейчатый спектр, связанный со строением и свойствами его электронной оболочки.

Размеры ядер можно определить, используя дифракционное рассеяние при высоких энергиях, а также упругое рассеяние электронов или поглощение нейтронов.

Оказалось, что радиус ядра $R \approx (10^{-14} - 10^{-15})$ м и зависит от числа нуклонов в ядре рис. 6.4

Если электрон, ускоренный разностью потенциалов U «нацелен» в край ядра, имеющего заряд Ze и радиус R , то, согласно классической механике, его угол отклонения определяется соотношением

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = k_0 \frac{Ze^2}{RpU}.$$

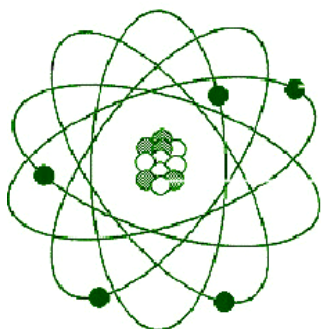


Рис. 6.4

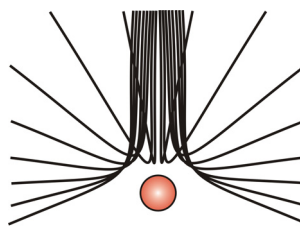


Рис. 6.5

На рис. 6.5 изображена компьютерная модель процесса рассеяния электронов на ядре.

6.3. Элементарная теория Бора

Выход из тупика был найден датским ученым Нильсом Бором в 1913 году, получившим Нобелевскую премию в 1922 году.



БОР Нильс Хендрик Давид (1885–1962) – выдающийся датский физик-теоретик, один из создателей современной физики. Сформулировал идею о дискретности энергетических состояний атомов, в свете новых идей построил атомную модель, открыв условия устойчивости атомов, и объяснил большой круг явлений. Создал первую квантовую модель атома, основанную на двух постулатах, которые прямо противоречили классическим представлениям и законам. Автор теории составного ядра, один из создателей капельной модели ядра и теории деления атомного ядра.

Бор высказал предположения, которые были названы **постулатами Бора**.

- **Первый постулат** (*постулат стационарных состояний*): электроны движутся только по определенным (стационарным) орбитам. При этом, даже двигаясь с ускорением, они не излучают энергию.

- **Второй постулат** (*правило частот*): излучение и поглощение энергии в виде кванта света ($h\nu$) происходит лишь при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое. Величина светового кванта равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается скачок электрона: $h\nu = E_n - E_k$.

Отсюда следует, что изменение энергии атома, связанное с излучением при поглощении фотона, пропорционально частоте ν :

$$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_k}{h} \text{ или } \omega = \frac{E_n}{\hbar} - \frac{E_k}{\hbar}. \quad (6.3.1)$$

Правило квантования орбит: из всех орбит электрона возможны только те, для которых момент импульса равен целому кратному постоянной Планка:

$$m_e v r = n \hbar, \quad (6.3.2)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число.

Получим выражение для энергии электрона в атоме.

Рассмотрим электрон (рис. 6.6,а), движущийся со скоростью v в поле атомного ядра с зарядом Ze (при $Z = 1$ – атом водорода).

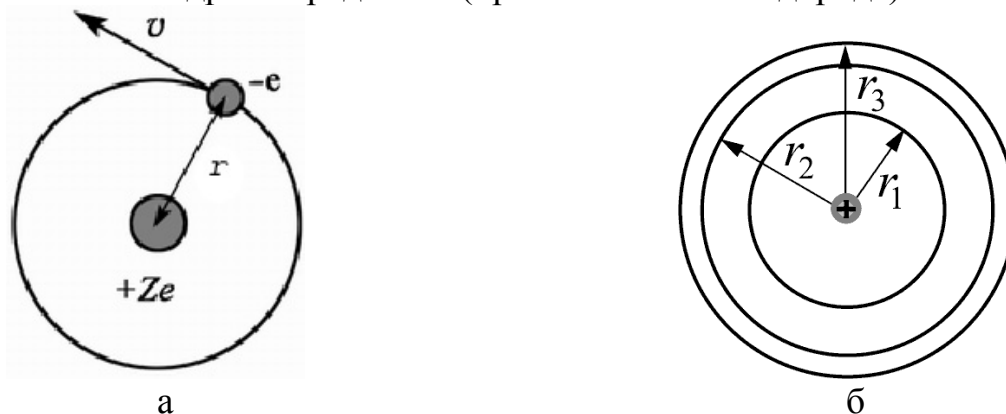


Рис. 6.6

Уравнение движения электрона имеет вид:

$$m_e \frac{v^2}{r} = k_0 \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (6.3.3)$$

Из формулы (6.3.3) видно, что центробежная сила равна кулоновской силе, где $k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$.

Подставим значение v из (6.3.2) в (6.3.3) и получим выражение для радиусов стационарных орбит (рис.6.6,б):

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{k_0 m_e Ze^2}. \quad (6.3.4)$$

Радиус первой орбиты водородного атома называют **боровским радиусом**. При $n = 1$, $Z = 1$ для водорода имеем:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2 k_0} = 0,529 \text{ \AA} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (ядро неподвижно) и потенциальной энергией взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Ze^2}{k_0 r}.$$

Из уравнения движения электрона следует, что $\frac{m_e v^2}{2} = \frac{Ze^2}{k_0 2r}$, т.е. кинетическая энергия равна потенциальной. Тогда можно записать:

$$E_n = -\frac{1}{2} k_0 \frac{Ze^2}{r_1}.$$

Подставим сюда выражение для радиуса первой орбиты и получим:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}. \quad (6.3.5)$$

Здесь учтено, что постоянная Планка $h = 2\pi\hbar$, т.е. $4\pi^2\hbar^2 = h^2$.

Для атома водорода при $Z = 1$ имеем:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n^2}. \quad (6.3.6)$$

Из формулы (6.3.6) видно, что E_n принимает только дискретные значения энергии, т.к. $n = 1, 2, 3, \dots$

Схема энергетических уровней, определяемых уравнением (6.3.6) показана на рис. 6.1 и 6.7.

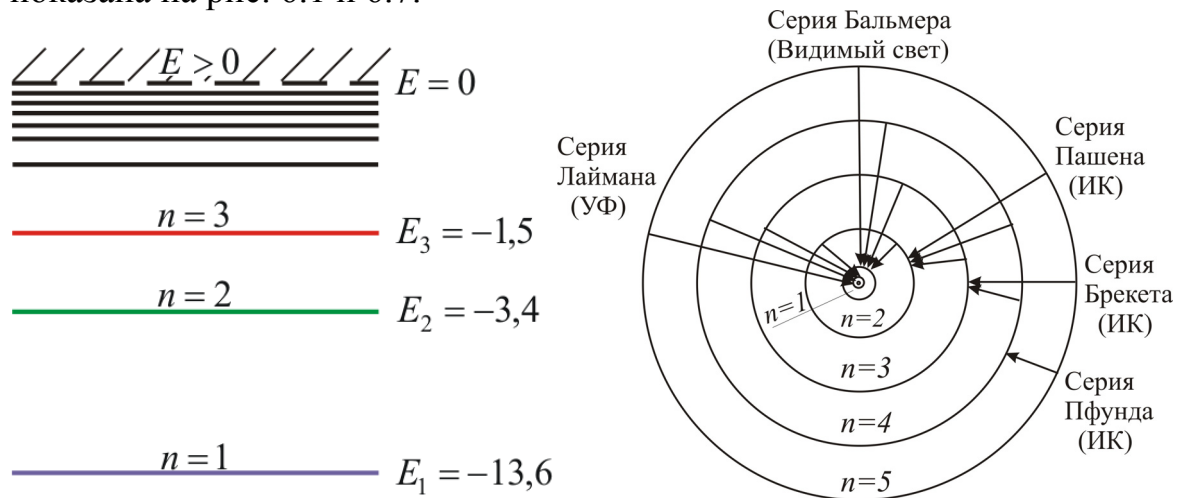


Рис. 6.7

При переходе электрона в атоме водорода из состояния n в состояние k излучается фотон с энергией:

$$\hbar\omega = h\nu = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right).$$

Частота излучения:

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Получена обобщенная формула Бальмера, которая хорошо согласуется с экспериментом. Выражение перед скобками, как уже было сказано, носит название *постоянной Ридберга*:

$$R = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Серьезным успехом теории Бора явилось вычисление постоянной Ридберга для водородоподобных систем и объяснение структуры их линейчатых спектров. Бору удалось объяснить линии спектра *ионизованного* гелия. Он теоретически вычислил отношение массы протона к массе электрона $m_p / m_e = 1847$, что находилось в соответствии с экспериментом, является важным подтверждением основных идей, содержащихся в его теории. Теория Бора сыграла огромную роль в создании атомной физики. В период ее развития (1913–1925) были сделаны важные открытия, навсегда вошедшие в сокровищницу мировой науки. Однако, наряду с успехами, в теории Бора с самого начала обнаружались существенные недостатки. Главнейшим из них была *внутренняя противоречивость* теории: механическое соединение классической физики с квантовыми постулатами. Теория не могла объяснить вопрос об *интенсивностях* спектральных линий. Серьезной неудачей являлась абсолютная невозможность применить теорию для объяснения спектров атома гелия, содержащего два электрона на орбите и тем более для многоэлектронных атомов (рис. 6.8).

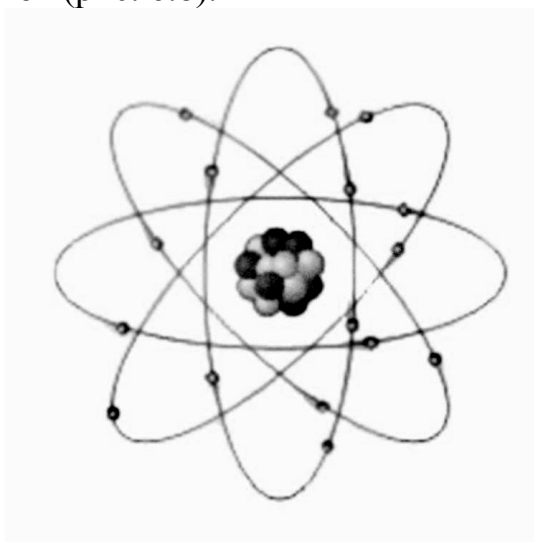


Рис.6.8

Стало ясно, что теория Бора является лишь переходным этапом на пути создания более общей и правильной теории. Такой теорией и явилась квантовая механика.

6.4. Опыт Франка и Герца

Существование дискретных энергетических уровней атома подтверждается опытом Франка и Герца. Немецкие ученые Джеймс Франк и Густав Герц за экспериментальные исследования дискретности энергетических уровней получили Нобелевскую премию в 1925 г.

В опытах использовалась трубка (рис. 6.9), заполненная парами ртути при давлении $p \approx 1$ мм рт. ст. и три электрода: катод, сетка и анод.

Электроны ускорялись разностью потенциалов U между катодом и сеткой. Эту разность потенциалов можно было изменять с помощью потенциометра Π . Между сеткой и анодом тормозящее поле 0,5 В (метод задерживающих потенциалов).

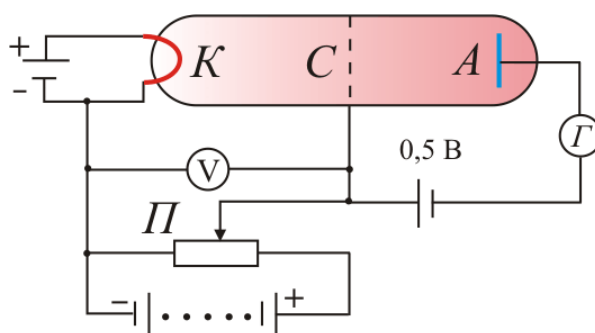


Рис. 6.9

Определялась зависимость тока через гальванометр Γ от разности потенциалов между катодом и сеткой U . В эксперименте была получена зависимость, изображенная на рис. 6.10. Здесь $U = 4,86$ В – соответствует первому потенциалу возбуждения.

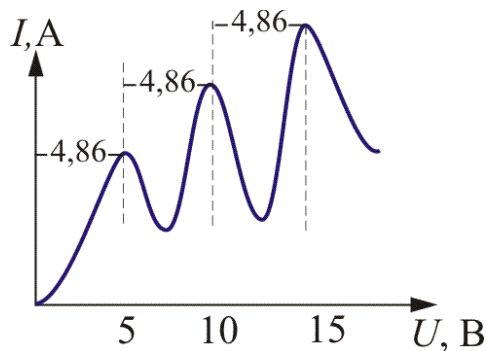


Рис. 6.10

Согласно боровской теории, каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути,

должны терять энергию **дискретно, определенными порциями**, равными разности энергии соответствующих стационарных состояний атома.

Из опыта следует, что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86 В анодный ток *возрастает монотонно*, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при $2 \cdot 4,86$ В и $3 \cdot 4,86$ В.

Ближайшим к основному, невозбужденному состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее по шкале энергий на 4,86 В. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 В, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При $e\varphi = 4,86$ эВ энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором **электрон отдает атому ртути всю кинетическую энергию**, возбуждая переход одного из электронов атома из нормального состояния в возбужденное. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящий потенциал и достигнуть анода. Этим и объясняется резкое падение анодного тока при $e\varphi = 4,86$ эВ. При значениях энергии, кратных 4,86, электроны могут испытывать с атомами ртути 2, 3, ... неупругих соударения. При этом они полностью теряют свою энергию и не достигают анода, т.е. наблюдается резкое падение анодного тока.

Таким образом, опыт показал, что **электроны передают свою энергию атомам ртути порциями**, причем 4,86 эВ – наименьшая возможная порция, которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала проверку экспериментом.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию ΔE , переходят в возбужденное состояние и должны вернуться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, квант света с частотой $\nu = \Delta E / h$. По известному значению $\Delta E = 4,86$ В можно вычислить длину волны светового кванта: $\lambda = hc / \Delta E \approx 255$ нм. Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с $\lambda \approx 255$ нм, что действительно обнаружилось в опытах.

Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только первый, но и второй постулат Бора и сделали большой вклад в развитие атомной физики.

Контрольные вопросы

1. Что такое линейчатый спектр?
2. Приведите формулу Бальмера. Каков ее физический смысл?
3. Почему из различных серий спектральных линий атома водорода первой была изучена серия Бальмера?
4. Какие серии спектральных линий вы знаете?
5. Какой смысл имеют числа n и m в обобщенной формуле Бальмера?
6. Чему равна частота излучения атома водорода, соответствующая коротковолновой границе серии Брэкета?
7. Нарисуйте схему энергетических уровней атома водорода и поясните ее.
8. Какие модели атомов предлагались учеными конца XIX – начала XX века?
9. Приведите схему опыта Резерфорда и поясните ее.
10. Какие положения классической электродинамики противостоят экспериментальным фактам?
11. Что такое постулаты Бора? Каков их физический смысл? Как с их помощью объясняется линейчатый спектр атома?
12. Что такое стационарные орбиты? Как рассчитываются их радиусы?
13. Почему ядерная модель атома оказалась несостоятельной?
14. Получите выражение для постоянной Ридберга. Чему она равна?
15. Приведите схему опыта Франка и Герца и вольтамперную характеристику.
16. Какие постулаты Бора были подтверждены опытами Франка и Герца.
17. Какие основные выводы можно сделать на основании опытов Франка и Герца?
18. Атом водорода находится в состоянии с $n = 5$. Сколько линий содержит его спектр излучения?
19. Пользуясь моделью Бора, укажите спектральные линии, которые могут возникнуть при переходе атома водорода из состояний с $n = 3$ и $n = 4$.
20. Нанесите на шкалу длин волн три линии каждой из первых двух спектральных серий атома водорода.
21. Почему спектр поглощения атома водорода содержит только серию Лаймана?

Тема 7. ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ СИСТЕМЫ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

7.1. Квантово-механическая картина строения атома

7.2. Квантовые числа

7.3. Пространственное квантование

7.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха

7.1. Квантово-механическая картина строения атома

В теме 6 мы обсуждали ограниченность боровской теории строения атома. Рассмотрим теперь квантово-механическую теорию атомов, гораздо более полную, чем старая теория Бора. Она сохраняет некоторые аспекты старой теории. Например, электроны могут находиться в атоме только в дискретных состояниях с определенной энергией; при переходе электрона из одного состояния в другое испускается (или поглощается) фотон. *Но квантовая механика – не просто обобщение теории Бора.* Она представляет собой гораздо более глубокую теорию и рисует совершенно иную картину строения атома. *Согласно квантовой механике, не существует определенных круговых орбит электронов*, как в теории Бора. В силу волновой природы *электрон «размазан» в пространстве, подобно «облаку» отрицательного заряда.*

Размеры и форму электронного облака для основного состояния атома можно вычислить по формуле:

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_1^3}} e^{-\frac{r}{r_1}}, \quad (7.1.1)$$

где $\Psi(r)$ – волновая функция положения, зависящая от расстояния r до центра.

Постоянная r_1 совпадает с радиусом первой боровской орбиты. Следовательно, электронное облако в основном состоянии водорода сферически-симметрично, как показано на рис. 7.1.

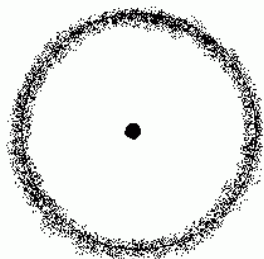


Рис. 7.1

Электронное облако грубо характеризует размеры атома, но поскольку облако может не иметь четко выраженных границ, атомы также не имеют ни точной границы, ни определенного размера.

Как мы увидим в дальнейшем, не все электронные облака сферически-симметричны. Обратите внимание на то, что, хотя функция $\Psi(r)$ при больших радиусах r , как следует из приведенного выше выражения, сильно убывает, она не обращается в нуль на конечных расстояниях. Поэтому квантовая механика утверждает, что основная часть атома не представляет собой пустое пространство. Т.к. $\Psi \rightarrow 0$ только при $r \rightarrow \infty$, мы заключаем, что и во Вселенной **не существует** в подлинном смысле **пустого пространства**.

Электронное облако можно интерпретировать как с корпускулярной, так и с волновой точки зрения. Напомним, что под частицей мы понимаем нечто локализованное в пространстве: в любой момент времени частица занимает вполне определенное положение в пространстве. Следовательно, размытое в пространстве облако является результатом волновой природы электронов. Электронное облако можно также интерпретировать как распределение вероятностей для данной частицы. Мы не можем предсказать траектории, по которой будет двигаться электрон. После измерения его положения точно предсказать, где будет находиться электрон в последующие моменты времени, невозможно. Мы можем лишь вычислить вероятность обнаружения электрона в различных точках. Ясно, что подобная ситуация в корне отличается от классической ньютоновской физики. Как отмечал впоследствии Бор, бессмысленно даже спрашивать, как при испускании атомом светового фотона, электрон переходит из одного состояния в другое.

Решение задачи об энергетических уровнях электрона для водорода (а также водородных систем: атома гелия He^+ , лития Li^{2+} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze (для атома водорода $Z = 1$):

$$U(r) = -k_0 \frac{Ze^2}{r}, \quad (7.1.2)$$

где r — расстояние между электроном и ядром. Графически функция $U(r)$ изображается на рис. 7.2 жирной кривой. $U(r)$ с уменьшением r (при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

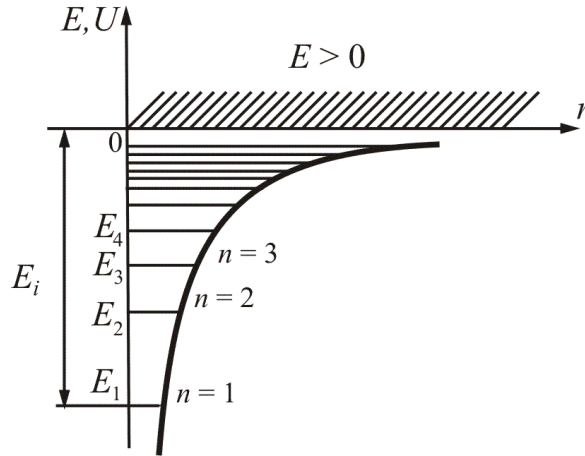


Рис. 7.2

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией Ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера, учитывающему значения (7.1.2):

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + k_0 \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0, \quad (7.1.3)$$

где m – масса электрона, E – полная энергия электрона в атоме.

Рассмотрим энергию электрона. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения типа (7.1.3) имеют решение, удовлетворяющее однозначности, конечности и непрерывности волновой функции Ψ только при собственных значениях энергии

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2}, \quad (7.1.4)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$. Т.е. имеет дискретный набор отрицательных значений энергии.

Таким образом, как и в случае потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками, решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению **дискретных энергетических уровней**. Возможные значения $E_1, E_2, E_3, \dots$ показаны на рис. 7.2 в виде горизонтальных полос. Самый низкий уровень E_1 , отвечающий минимальной возможной энергии, – **основной** ($n=1$), все остальные $E_n > E_1$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) – **возбужденные**. При $E < 0$ движение электрона является связанным – он находится внутри гиперболической потенциальной ямы. Из рис. 7.2 следует, что по мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при $n \rightarrow \infty$ $E_\infty \rightarrow 0$.

При $E > 0$ движение электрона становится **свободным**, т.е. область $E > 0$ соответствует ионизированному атому.

Итак, если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы (постулаты), то в квантовой механике дискретные значения энергии, явля-

ясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера.

7.2. Квантовые числа

В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера удовлетворяют собственные функции Ψ_{nlm} , определяемые набором трёх квантовых чисел: *главного* n , *орбитального* l и *магнитного* m .

Главное квантовое число n характеризует расстояние электрона от ядра – радиус орбиты.

Согласно (7.1.4) n определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения, начиная с единицы.

В атомной физике состояния электрона, соответствующие главному квантовому числу n , ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$) принято обозначать буквами $K, L, M, N, \dots$

n	1	2	3	4
	K	L	M	N

Орбитальное квантовое число $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ характеризует эллиптичность орбиты электрона (рис. 7.3) и определяет момент импульса электрона $\vec{L}$.

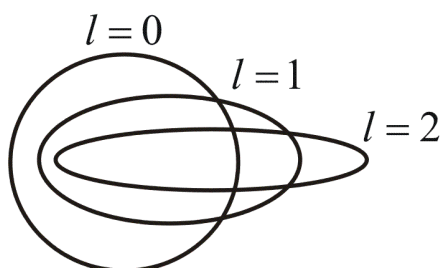


Рис. 7.3

Квадрат модуля функции $|\Psi|^2$ характеризует вероятность найти электрон в заданной точке. Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон (не менее 0,95), называют **орбиталью**. Основные типы орбиталей обозначают буквами $s, p, d, f, \dots$ (от слов *sharp, principal, diffuse, fundamental*).

l	0	1	2	3
	s	p	d	f

Два типа орбиталей s (она одна), p (их три), по которым «размазан» электронный заряд, показаны на рис. 7.4.

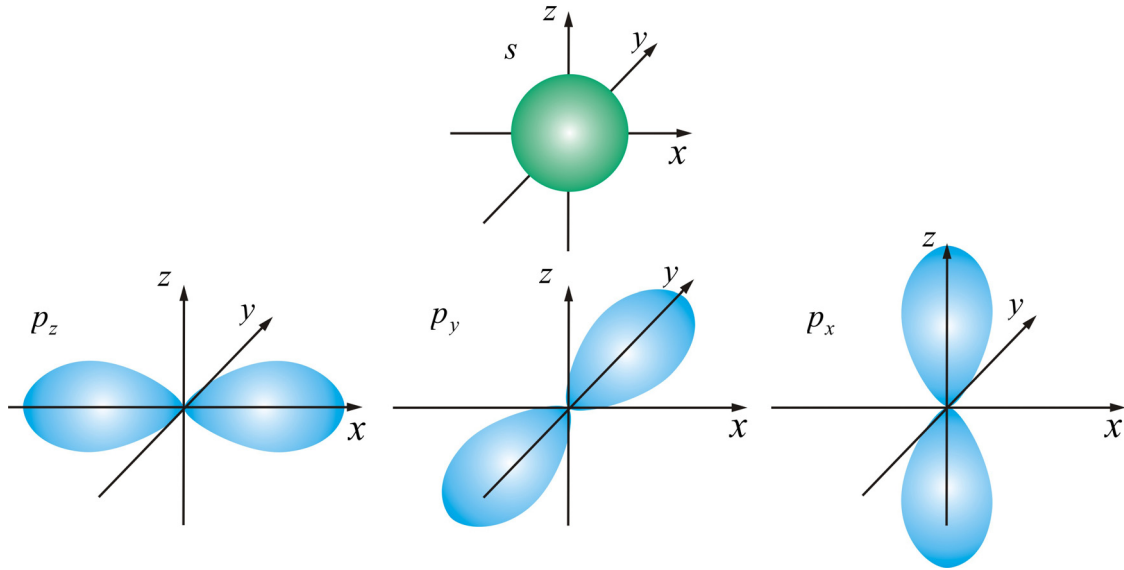


Рис. 7.4

Орбитали часто называют **подоболочками** оболочек, поскольку они характеризуют формы разных орбит, на которых можно обнаружить электроны, находящиеся в одной оболочке (при заданном квантовом числе n).

Решая последовательно задачу об электроном в прямоугольной потенциальной яме, мы доказали, что энергия и положение электрона квантуются, т.е. принимают дискретные значения.

Решая уравнения Шредингера для атома, можно получить выражения для энергии, момента импульса и других динамических переменных электрона без привлечения каких-либо постулатов.

Рассмотрим (без вывода) движение электрона в потенциальном поле $U = -Ze^2 / r$.

Обратимся вновь к стационарному уравнению Шредингера:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0. \quad (7.2.1)$$

Так как электрическое поле – центрально-симметрично, то для решения этого уравнения воспользуемся сферической системой с координатами (r, θ, φ) , которые связаны с декартовыми координатами, как это следует из рис. 7.5, соотношениями:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi;$$

$$y = r \sin \theta \sin \varphi;$$

$$z = r \cos \theta.$$

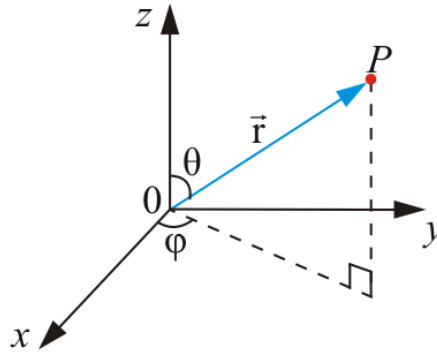


Рис. 7.5

Подставим в (7.2.1) выражение оператора Лапласа в сферических координатах и получим уравнение Шредингера в следующем виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0. \quad (7.2.2)$$

Уравнение (7.2.2) имеет решение при всех значениях полной энергии $E > 0$, что соответствует свободному электрону. При $E < 0$ электрон находится в потенциальном поле ядра:

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}. \quad (7.2.3)$$

Таким образом, **энергия принимает дискретные значения**, т.е. квантуется ($n = 1, 2, 3 \dots$).

Вывод такой же, как и в теории Бора, но в квантовой механике этот вывод получается как естественное *следствие из уравнения Шредингера*.

В квантовой механике широко используется понятие – *оператор*. Под оператором понимают *правило, посредством которого одной функции ϕ сопоставляется другая функция f* , т.е. $f = \hat{Q}\phi$, где $\hat{Q}$ – символ **обозначения оператора**.

Используя оператор энергии, стационарное уравнение Шредингера можно записать в виде:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi. \quad (7.2.4)$$

Это традиционный вид записи уравнения Шредингера, здесь

$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U$ – оператор энергии – **гальмитониан**.

Воздействуя на волновую функцию Ψ , полученную при решении уравнения (7.2.2) оператором *момента импульса* (движение электрона вокруг ядра осуществляется по криволинейной траектории), *можно получить выражение для момента импульса*.

Для момента импульса в квантовой механике вводятся четыре оператора: оператор квадрата момента импульса $\hat{L}^2$ и три оператора проекций момента импульса на оси координат $\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z$.

Оказалось, что одновременно определенные значения могут иметь лишь квадрат момента импульса и одна из проекций на координатные оси. Две другие проекции оказываются при этом совершенно неопределенными. Это означает, что «вектор» момента импульса не имеет определенного направления, и следовательно не может быть изображен, как в классической механике с помощью направленного отрезка, прямой.

Решение уравнения $\hat{L}^2 \Psi = L^2 \Psi$ является очень трудным. Поэтому ограничимся только конечным результатом.

Собственное значение орбитального момента импульса L :

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (7.2.5)$$

где l – орбитальное квантовое число ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$).

Если обратиться к привычной нам модели атома, то n характеризует среднее расстояние электрона от ядра (радиус орбиты), l – эллиптичность орбиты.

Из выражения для L видно, что орбитальный момент импульса электрона в атоме тоже квантуется.

Основным состоянием электрона в атоме водорода является s -состояние. Если вычислить наиболее вероятное расстояние от ядра для электрона в s -состоянии, получим: $r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2}$ – это первый боровский радиус

(в СИ $r_1 = \frac{1}{k_0} \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$).

Для других значений n получим выражения, соответствующие боровским орбитам.

Боровские орбиты электрона представляют собой геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть обнаружен электрон.

По теории Бора, вероятность нахождения электрона при любых других значениях r , кроме $r = r_1$, равна нулю (рис. 7.6).

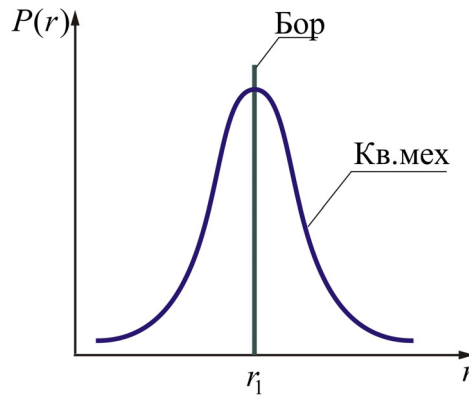


Рис. 7.6

Согласно квантовой механике эта *вероятность достигает максимального значения лишь при $r = r_1$* . Допускается нахождение электрона и на других расстояниях от ядра, но с меньшей вероятностью.

7.3. Пространственное квантование

Из представлений классической физики (п. 5.1 раздел электромагнетизм) следует, что орбитальный момент импульса электрона $\vec{L}_e$ и пропорциональный ему магнитный момент $\vec{P}_m$ ориентированы перпендикулярно плоскости орбиты электрона и противоположно направлены (рис. 7.7).

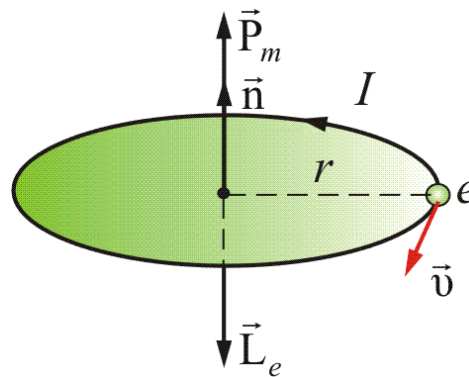


Рис. 7.7

Между $\vec{L}_e$ и $\vec{P}_m$ существует связь:

$$\vec{P}_m = -\gamma \vec{L}_e = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e, \quad (7.3.1)$$

где $\gamma = \frac{e}{2m_e}$ – *орбитальное гиромагнитное отношение*.

Такая связь векторов сохраняется и в теории Бора.

В *квантовой механике*, естественно, не может быть указана ориентация $\vec{L}$ и $\vec{P}_m$ относительно плоскости электронной орбиты (орбиты, в буквальном смысле этого слова, нет).

Для указанной ориентации $\vec{L}$ и $\vec{P}_m$ должно быть выбрано некоторое направление в пространстве, и расположение $\vec{L}$ может быть задано углом между вектором $\vec{L}$ и этим направлением. За указанное направление выбирается либо направление внешнего магнитного поля, либо внутреннего, создаваемого всеми электронами, кроме рассматриваемого (но это трудно и неудобно). Как правило, берут направление внешнего магнитного поля $\vec{H}$, совмещенного с осью z .

В классической физике представлялось само собой разумеющимся, что вектор орбитального момента импульса электрона $\vec{L}$ (или магнитного момента $\vec{P}_m$) может быть ориентирован относительно выбранного направления произвольным образом, т.е. плоскость боровских орбит тоже может быть ориентирована произвольно.

Однако такое предположение оказалось ошибочным. В квантовой механике строго доказывается (это следует из решения уравнения Шредингера), что *проекция* (L_z) вектора $\vec{L}$ на направление внешнего магнитного поля z может принимать лишь *целочисленные значения, кратные $\hbar$* :

$$L_z = m\hbar. \quad (7.3.2)$$

Здесь $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – *магнитное квантовое число*, l – орбитальное квантовое число, определяющее модуль вектора $\vec{L}$, $\hbar$ – естественная единица измерения механического момента импульса микрочастиц.

Определим величину модуля $\vec{L}$. Т.к. проекция не может быть больше модуля вектора, то $m\hbar \leq \hbar\sqrt{l(l+1)}$. Отсюда следует, что максимальное значение $|m| = l$. Итак, m может принимать $(2l + 1)$ значений ($l = 0$ дает одно «лишнее» значение), т.е. $\vec{L}$ может принимать $(2l + 1)$ ориентаций в пространстве. Действительно, *расщепление энергетических уровней в магнитном поле* было обнаружено в 1896 г. голландским физиком П. Зееманом и получило название *эффекта Зеемана*. *Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле* тоже доказано экспериментально и называется *эффектом Штарка*.

На рис. 7.8 показаны возможные ориентации вектора $\vec{L}$ в состояниях s, p, d .

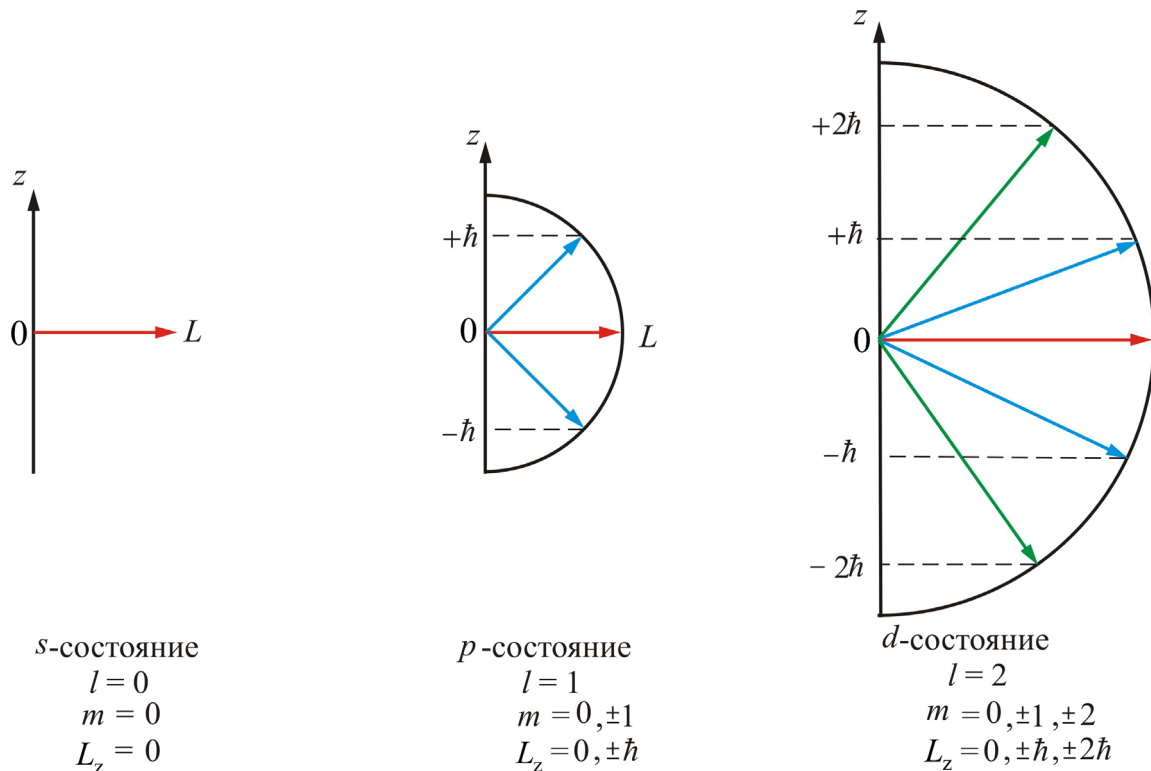


Рис. 7.8

Таким образом, *пространственное квантование приводит к «расщеплению» энергетических уровней на ряд подуровней.*

7.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха

В 1922 году немецкие физики О. Штерн и В. Герлах поставили опыты, целью которых было измерение магнитных моментов P_m атомов различных химических элементов. Для химических элементов, образующих первую группу таблицы Менделеева и имеющих один валентный электрон, магнитный момент атома равен магнитному моменту валентного электрона, т.е. одного электрона.

Идея опыта заключалась в измерении силы, действующей на атом в сильно неоднородном магнитном поле. Неоднородность магнитного поля должна быть такова, чтобы она сказывалась на расстояниях порядка размера атома. Только при этом можно было получить силу, действующую на каждый атом в отдельности.

Схема опыта изображена на рис. 7.9. В колбе с вакуумом, 10^{-5} мм рт. ст., нагревался серебряный шарик K , до температуры испарения.

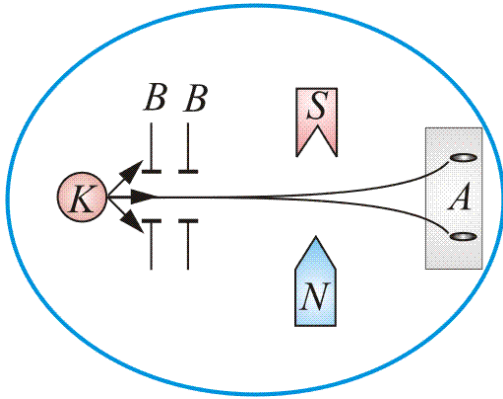


Рис. 7.9

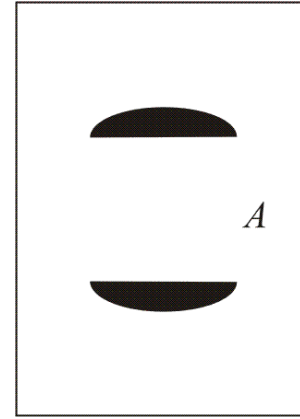


Рис. 7.10

Атомы серебра летели с тепловой скоростью около 100 м/с через щелевые диафрагмы B и, проходя резко неоднородное магнитное поле, попадали на фотопластинку A .

Если бы момент импульса атома $\vec{L}_e$ (и его магнитный момент $\vec{P}_m$) мог принимать произвольные ориентации в пространстве (т.е. в магнитном поле), то можно было ожидать непрерывного распределения попаданий атомов серебра на фотопластинку с большой плотностью попаданий в середине. Но на опыте были получены совершенно неожиданные результаты: на фотопластинке получились *две* резкие полосы – все атомы отклонялись в магнитном поле двояким образом, соответствующим лишь *двум* возможным ориентациям магнитного момента (рис. 7.10).

Этим доказывался **квантовый характер магнитных моментов электронов**. Количественный анализ показал, что проекция магнитного момента электрона равна **магнетону Бора**:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}.$$

Таким образом, для атомов серебра Штерн и Герлах получили, что *проекция магнитного момента атома (электрона) на направление магнитного поля численно равна магнетону Бора*.

Напомним, что

$$P_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e\hbar^2}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}.$$

Опыты Штерна и Герлаха не только подтвердили пространственное квантование моментов импульсов в магнитном поле, но и дали экспериментальное подтверждение тому, что магнитные моменты электронов *тоже* состоят из некоторого числа «элементарных моментов», т.е. имеют дискретную природу. *Единицей измерения магнитных моментов*

электронов и атомов является **магнетон Бора** ($\hbar$ – единица измерения механического момента импульса).

Кроме того, в этих опытах было обнаружено новое явление. Валентный электрон в основном состоянии атома серебра имеет орбитальное квантовое число $l = 0$ (s -состояние). Но при $l = 0$ $L = \hbar\sqrt{l(l+1)} = 0$ (проекция момента импульса на направление внешнего поля равна нулю). Возник вопрос, пространственное квантование *какого* момента импульса обнаружилось в этих опытах и проекция какого магнитного момента равна магнетону Бора.

В 1925 г. студенты Геттингенского университета Гаудсмит и Уленбек предположили существование **собственного механического момента импульса у электрона** L_s (**спина**) и, соответственно, **собственного магнитного момента электрона** P_{ms} .

Введение понятия спина сразу объяснило ряд затруднений, имевшихся к тому времени в квантовой механике. И в первую очередь – результатов опытов Штерна и Герлаха.

Авторы дали такое толкование **спина**: электрон – *вращающийся волчок*. Но тогда следует, что «поверхность» волчка (электрона) должна вращаться с линейной скоростью, равной $300c$, где c – скорость света. От такого толкования спина пришлось отказаться.

В современном представлении – **спин**, как заряд и масса, есть *свойство электрона*.

П. Дирак впоследствии показал, что существование спина вытекает из решения релятивистского волнового уравнения Шредингера.

Из общих выводов квантовой механики следует, что **спин должен быть квантован**: $L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$, где s – **спиновое квантовое число**.

Аналогично, **проекция спина** на ось z (L_{sz}) (ось z совпадает с направлением внешнего магнитного поля) должна быть квантована и вектор $\vec{L}_s$ может иметь $(2s + 1)$ различных ориентаций в магнитном поле.

Из опытов Штерна и Герлаха следует, что таких ориентаций всего две: $2s + 1 = 2$, а значит $s = 1/2$, т.е. спиновое квантовое число имеет только одно значение.

Для атомов первой группы, валентный электрон которых находится в s -состоянии ($l = 0$), **момент импульса атома равен спину валентного электрона**. Поэтому обнаруженное для таких атомов пространственное квантование момента импульса в магнитном поле является доказательством наличия у спина лишь *двух ориентаций* во внешнем поле. (Опыты с электронами в p -состоянии подтвердили этот вывод, хотя кар-

тина получилась более сложной) (желтая линия натрия – дуплет из-за наличия спина).

Численное значение спина электрона:

$$L_s = \frac{\hbar}{2}.$$

По аналогии с пространственным квантованием орбитального момента L проекция спина L_{sz} квантуется (аналогично, как $m = \pm l$, то и $m_s = \pm s$). Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантовой величиной, определяется выражением:

$$L_{sz} = \hbar m_s,$$

где m_s – магнитное спиновое квантовое число, $m_s = \pm 1/2$, т.е. может принимать только два значения, что и наблюдается в опыте Штерна и Герлаха.

Итак, проекция спинового механического момента импульса на направление внешнего магнитного поля может принимать два значения:

$$L_{sz} = \pm 1/2 \hbar. \quad (7.4.1)$$

Так как мы всегда имеем дело с проекциями, то говоря, что спин имеет две ориентации, имеем в виду две проекции.

Проекция спинового магнитного момента электрона на направление внешнего магнитного поля:

$$P_{msz} = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = \frac{e}{m_s} L_{sz}.$$

Отношение $\frac{P_{msz}}{L_{sz}} = -\frac{e}{m_e} = \gamma_s$ – **спиновое гиромагнитное отношение**.

Контрольные вопросы

1. Что характеризуют квантовые числа: главное, орбитальное и магнитное? Какие значения они могут принимать?
2. Каковы значения l и m_l для главного квантового числа $n = 5$?
3. Сколько различных состояний соответствует $n = 4$?
4. Квантово-механический смысл первого боровского радиуса?
5. Сравните плотности вероятности обнаружения электрона в основном состоянии атома водорода согласно теории Бора и квантовой механики.
6. Каковы правила квантования орбитального механического и собственного механического моментов импульса электрона? их проекций на направление внешнего магнитного поля?

Тема 8. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ

8.1. Принципы неразличимости тождественных частиц.

Фермионы и бозоны

8.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

8.3. Периодическая система элементов Д.И. Менделеева

8.1. Принципы неразличимости тождественных частиц.

Фермионы и бозоны

Если перейти от рассмотрения движения одной микрочастицы (одного электрона) к многоэлектронным системам, то проявляются особые свойства, не имеющие аналогов в классической физике. Пусть квантовомеханическая система состоит из одинаковых частиц, например электронов. Все электроны имеют одинаковые физические свойства – массу, электрический заряд, спин и другие внутренние характеристики (например квантовые числа). Такие частицы называют **тождественными**.

Необходимые свойства системы одинаковых тождественных частиц проявляются в **фундаментальном принципе** квантовой механики – **принципе неразличимости тождественных частиц**, согласно которому невозможно экспериментально различить тождественные частицы.

В **классической механике** даже одинаковые частицы можно различить по положению в пространстве и импульсам. Если частицы в какой-то момент времени пронумеровать, то в следующие моменты времени можно проследить за траекторией любой из них. Классические частицы, таким образом, обладают индивидуальностью, поэтому классическая механика систем из одинаковых частиц принципиально не отличается от классической механики систем из различных частиц.

В **квантовой механике** положение иное. Из соотношения неопределенности вытекает, что для микрочастиц вообще неприменимо понятие траектории; состояние микрочастицы описывается волновой функцией, позволяющей лишь вычислять вероятность $|\Psi|^2$ нахождения микрочастицы в окрестностях той или иной точки пространства. Если же волновые функции двух тождественных частиц в пространстве перекрываются, то разговор о том, какая частица находится в данной области, вообще лишен смысла: можно говорить лишь о вероятности нахождения в данной области одной из тождественных частиц. Таким образом, в квантовой механике тождественные частицы полностью теря-

ют свою индивидуальность и становятся неразличимыми. Следует подчеркнуть, что принцип неразличимости тождественных частиц не является просто следствием вероятной интерпретации волновой функции, а вводится в квантовую механику как новый принцип, как указывалось выше, является **фундаментальным**.

Принимая во внимание физический смысл величины $|\Psi|^2$, *принцип неразличимости тождественных частиц* можно записать в следующем виде:

$$|\Psi(x_1, x_2)|^2 = |\Psi(x_2, x_1)|^2, \quad (8.1.1)$$

где x_1 и x_2 – соответственно, совокупность пространственных и силовых координат первой и второй частиц. Из выражения (8.1.1) вытекает, что возможны два случая:

$$\Psi(x_1, x_2) = \pm \Psi(x_2, x_1),$$

т.е. принцип неразличимости тождественных частиц ведет к определенному свойству симметрии волновой функции. Если при перемене частиц местами волновая функция не меняет знака, то она называется **симметричной**, если меняет – **антисимметричной**. Изменение знака волновой функции не означает изменения состояния, т.к. физический смысл имеет лишь квадрат модуля волновой функции.

В квантовой механике доказывается, что характер симметрии волновой функции не меняется со временем. Это не является доказательством того, что свойства симметрии или антисимметрии – признак данного типа микрочастиц.

Установлено, что симметрия или антисимметрия волновых функций определяется спином частиц. В зависимости от характера симметрии все элементарные частицы и построенные из них системы (атомы, молекулы) делятся на два класса: **частицы с полуцелым спином** (например электроны, нейтроны и протоны) *описываются антисимметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Ферми–Дирака*; эти частицы называются **фермионами**. **Частицы с нулевым, или целочисленным, спином** (например фотоны, мезоны) *описываются симметричными функциями (волновыми) и подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна*; эти частицы называются **бозонами**.

Сложные частицы (например атомные ядра), *составленные из нечетного числа фермионов*, являются **фермионами** (суммарный спин – полуцелый), а *из четного* – **бозонами** (суммарный спин – целый).

Зависимость характера симметрии волновых функций системы тождественных частиц от спина частиц теоретически обоснована швейцарским физиком В. Паули, что явилось еще одним доказательством

того, что спины являются фундаментальной характеристикой микрочастиц.

8.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

Если тождественные частицы имеют одинаковые квантовые числа, то их волновая функция симметрична относительно перестановки частиц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона, входящих в одну систему, не могут находиться в одинаковых состояниях, т.к. для фермионов волновая функция должна быть антисимметричной. Обобщая опытные данные, В. Паули сформулировал **принцип исключения**, согласно которому *системы фермионов встречаются в природе только в состояниях, описываемых антисимметричными волновыми функциями* (квантово-механическая формулировка принципа Паули).



Паули Вольфганг (1900–1958) – физик-теоретик. Работы относятся ко многим разделам современной теоретической физики, в развитии которых он принимал непосредственное участие, в частности квантовой механике, квантовой электродинамике, теории относительности, квантовой теории поля, ядерной физике, физике элементарных частиц.

Из этого положения вытекает более простая формулировка принципа Паули, которая и была введена им в квантовую теорию (1925 г.) еще до построения квантовой механики: *в системе одинаковых фермионов любые два из них не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии*. Отметим, что число одинаковых бозонов, находящихся в одном и том же состоянии, не лимитируется.

Напомним, что состояние электрона в атоме однозначно определяется набором **четырех квантовых чисел**:

- главного n ($n = K, L, N, M, \dots$);
- орбитального l ($l = s, p, d, f, \dots$), обычно эти состояния обозначают $1s, 2d, 3f$;
- магнитного m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$);
- магнитного спинового m_s ($m_s = \pm 1/2$).

Распределение электронов в атоме происходит по принципу Паули, который может быть сформулирован для атома в простейшем виде: *в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s* :

$$Z(n, l, m, m_s) = 0 \text{ или } 1,$$

где $Z(n, l, m, m_s)$ - число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемых набором четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s . Таким образом, принцип Паули утверждает, **что два электрона, связанные в одном и том же атоме различаются значениями, по крайней мере, одного квантового числа.**

Максимальное число $Z_2(n, l, m_s)$ электронов, находящихся в состояниях, описываемых набором трех квантовых чисел n, l и m , и отличающихся только ориентацией спинов электронов равно:

$$Z_2(n, l, m) = 2, \quad (8.2.1)$$

ибо спиновое квантовое число может принимать лишь два значения $1/2$ и $-1/2$.

Максимальное число $Z_3(n, l)$ электронов, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами n и l :

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1). \quad (8.2.2)$$

При этом вектор орбитального момента импульса электрона $\vec{L}_e$ может принимать в пространстве $(2l + 1)$ различных ориентаций (рис. 8.1).

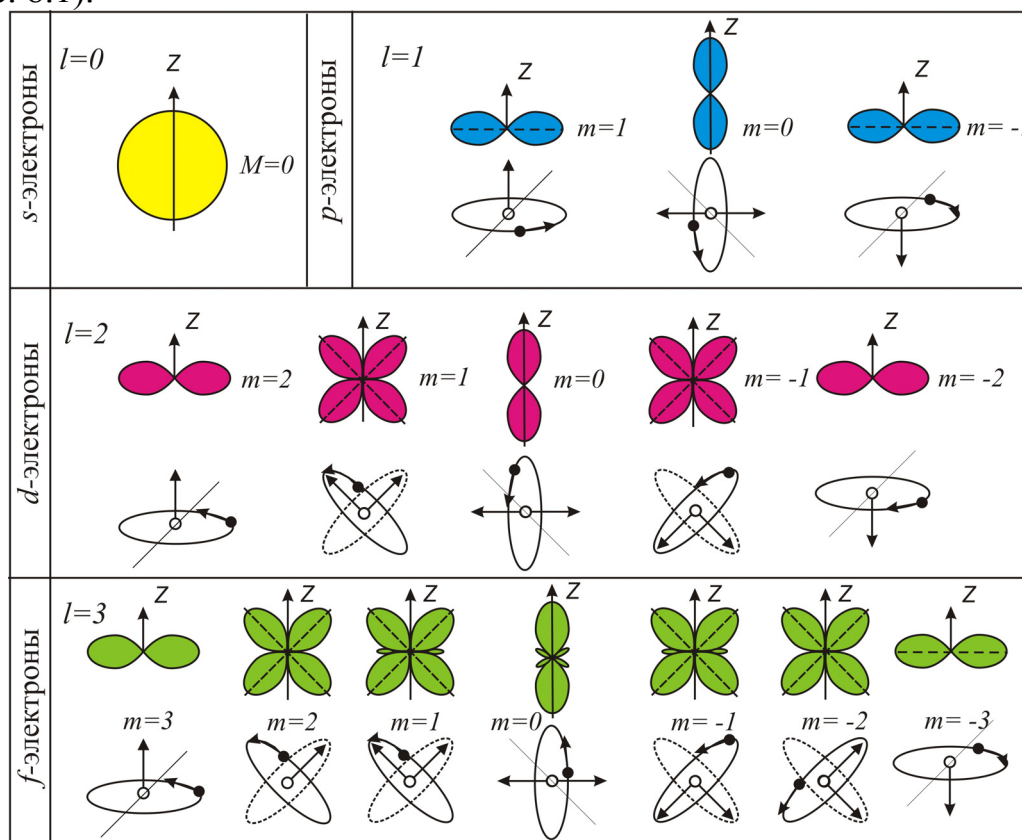


Рис. 8.1

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых значением главного квантового числа n , равно:

$$Z(n) = \sum_{i=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (8.2.3)$$

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n , называется **электронной оболочкой** или **слоем**.

В каждой из оболочек электроны распределяются по **подоболочкам**, соответствующим данному l .

Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон, называют **подоболочкой** или **орбиталью**. Вид основных типов орбиталей показан на рис. 8.1.

Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до $n - 1$, число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки. Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами: максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l + 1)$. Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам приведено в табл. 1.

Таблица 1

Главное квантовое число n	1	2		3			4				5				
Символ оболочки	K	L		M			N				O				
Максимальное число электронов в оболочке	2	8		18			32				50				
Орбитальное квантовое число l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Символ подоболочки	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

8.3. Периодическая система элементов Д. И. Менделеева

В начале XIX в. с развитием идей химической атомистики и методов химического анализа появились первые попытки систематизации элементов по их атомному весу, признанному основной количественной характеристикой элемента.

В 1817 г. И.В. Дёберейнер заметил, что атомный вес стронция приблизительно совпадает со средним значением атомных весов кальция и бария, причем свойства элементов, составляющих триаду Ca–Sr–Ba, сходны. В 1829 г. он указал и на другие *триады*.

В 1843 г. Л. Гмелин привел таблицу химически сходных элементов, расставленных по группам в определенном порядке. Вне групп элементов, вверху таблицы, Гмелин поместил три «базисных» элемента – кислород, азот и водород. Под ними были расставлены *триады*, а также *тетрады* и *пентады* (группы из четырех и пяти элементов), причем под кислородом расположены группы металлоидов (по терминологии Берцелиуса), т.е. электроотрицательных элементов; электроположительные и электроотрицательные свойства групп элементов убывали сверху вниз.

В 1863 г. А. де Шанкуртуа расположил элементы в *порядке возрастания их атомных весов по спирали* на поверхности цилиндра, разделенного на вертикальные полосы. Элементы со сходными химическими и физическими свойствами оказывались при этом расположенными на одной вертикали.

В 1864 г. Д. Ньюлендс заметил, что если расположить элементы в порядке возрастания атомного веса, то каждый восьмой элемент, начиная от выбранного произвольно, в какой-то мере подобен первому, как восьмая нота в музыкальной октаве. Ньюлендс назвал эту закономерность **законом октав**. В 1865 г. он построил таблицу, в которой элементы были расположены в порядке возрастания их атомного веса.

Однако таблица Ньюлендса более или менее правильно отражала периодичность в изменении свойств лишь у первых 17 элементов. Поэтому «закон октав» Ньюлендса не получил признания, и о нем забыли на долгие годы.

В период 1857–1868 гг. У. Одлинг составил несколько таблиц. В таблице 1857 г. 49 элементов были размещены в 9 группах. В 1861 г. эта классификация была несколько усовершенствована: химически сходные элементы Одлинг объединил в триады, тетрады и пентады, вне этих объединений остались водород, бор и олово. Наибольший интерес представляет таблица 1868 г., в которой элементы (таблица включала 45 элементов из 62 известных в то время) расположены в порядке возрастания их атомных весов.

В 1864 г. Л. Мейер опубликовал таблицу элементов, в которой 44 элемента были расставлены в шести столбцах в соответствии с их валентностью (высшей) по водороду. Таблица состояла из двух частей. В основной таблице, объединяющей шесть групп (первая группа – углерода, вторая – азота, третья – кислорода, четвертая – галогенов, пятая –

щелочных металлов, шестая – щелочно-земельных металлов), 28 элементов были расставлены в порядке возрастания их атомных весов, в ней фигурировали тетрады и пентады, во вторую (небольшую) таблицу вошли элементы, не укладывающиеся в группы первой таблицы.

В 1869 г. Д.И. Менделеев *открыл периодический закон химических и физических свойств элементов в зависимости от атомной массы* (рис. 8.2). Выяснилось, что если расположить все химические элементы в порядке возрастания их атомных масс, то обнаруживается сходство физико-химических свойств элементов. Через промежутки, называемые *периодами*, элементы, расположенные в одном вертикальном ряду – *группе элементов*, – обнаруживают повторяемость физических и химических свойств. Во времена Менделеева были известны 64 элемента. Расположив их в систему, Менделеев в некоторых случаях должен был отступить от принципа связи периодичности с возрастанием атомной массы (K и Ar).

Пе- риод	Периодическая система элементов Д. И. Менделеева													
	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВ													
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			0			
1	H 1 1.008											He 2 4,00		
2	Li 3 6,94	Be 4 9,01	B 5 10,81	C 6 12,01	N 7 14,01	O 8 16,00	F 9 19,00					Ne 10 20,18		
3	Na 11 22,99	Mg 12 24,31	Al 13 26,98	Si 14 28,09	P 15 30,97	S 16 32,06	Cl 17 35,45					Ar 18 39,95		
4	K 19 39,10	Ca 20 40,08	21 Sc 44,96	22 Ti 47,90	23 V 50,94	24 Cr 52,00	25 Mn 54,94	26 Fe 55,85	27 Co 58,93	28 Ni 58,71				
	29 Cu 63,54	30 Zn 65,37	31 Ga 69,72	32 Ge 72,59	33 As 74,92	34 Se 78,96	35 Br 79,91				Kr 36 83,80			
5	Rb 37 85,47	Sr 38 87,62	39 Y 88,91	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,94	43 Tc (99)	44 Ru 101,1	45 Rh 102,9	46 Pd 106,4				
	47 Ag 107,9	48 Cd 112,4	49 In 114,8	50 Sn 118,7	51 Sb 121,8	52 Te 127,6	53 I 126,9				Xe 54 131,3			
6	Cs 55 132,9	Ba 56 137,3	57 La 138,9	72 Hf 178,5	73 Ta 181,0	74 W 183,9	75 Re 186,2	76 Os 190,2	77 Ir 192,2	78 Pt 195,1				
	79 Au 197,0	80 Hg 200,6	81 Tl 204,4	82 Pb 207,2	83 Bi 209,0	84 Po (210)	85 At (210)				Rn 86 222			
7	Fr 87 (223)	88 Ra (226)	89 Ac (227)	Rf 104 (261)	Db 105 (262)	Sg 106 (263)	Bh 107 (263)	Hs 108 (265)	Mt 109 (266)	Ds 110 (271)				
	111 Rg (272)	112 Uub (285)	113 Uut (284)	114 Uuq (289)	115 Uup (288)	116 Uuh (292)	117 Uus (310?)				Uuo118 (314?)			
Лантаноиды	Ce 58 140,12	Pr 9 140,91	Nd 60 144,24	Pm 61 (145)	Sm 62 150,4	Eu 63 151,96	Gd 64 157,25	Tb 65 158,92	Dy 66 162,50	Ho 67 164,93	Er 68 167,26	Tm 69 168,93	Yb 70 173,04	Lu 71 174,97
Актиноиды	Th 90 232,04	Pa 91 (231)	U 92 238,03	Np 3 (237)	Pu 94 (244)	Am 5 (243)	Cm 96 (247)	Bk 97 (247)	Cf 98 (251)	Es 99 (254)	Fm100 (257)	Md101 (258)	No102 (259)	Lr 103 (260)

Рис. 8.2

При этом часть клеток периодической системы оказалась свободной, т.к. соответствующие им элементы тогда еще не были открыты. Менделееву удалось на основании своей системы предсказать существование ряда новых химических элементов (галлий, скандий, германий и др.) и описать их химические свойства. В дальнейшем все эти элементы были

открыты и предсказания Менделеева полностью подтвердились. Ему удалось также внести уточнения в значения атомных масс и химические свойства некоторых элементов. Так, атомные массы бериллия, титана, цезия и урана, вычисленные на основе закона Менделеева, оказались правильными, а данные о них, известные ранее, – ошибочными. Это явилось триумфом Периодической системы Менделеева. Являясь одним из важнейших законов естествознания, периодический закон Менделеева составляет основу современной химии, атомной и ядерной физики.

Физический смысл порядкового номера Z элемента периодической системы Менделеева был выяснен в ядерной модели атома Резерфорда. ***Порядковый номер Z элемента совпадает с числом протонов – положительных элементарных зарядов в ядре. Число их закономерно возрастает на единицу при переходе от предыдущего химического элемента к последующему. Это число совпадает с общим количеством электронов в атоме данного элемента.***

Химические свойства элементов, их оптические и некоторые другие физические свойства объясняются поведением внешних электронов, называемых ***валентными или оптическими***. Периодичность свойств химических элементов связана с периодичностью в расположении валентных электронов атома различных элементов.

Объяснение строения периодической системы элементов, теоретическое истолкование периодической системы Менделеева было дано в квантовой теории Бором в 1922 г. еще до появления квантовой механики. Последовательная теория периодической системы ***основывается на следующих положениях:***

- общее число электронов в атоме данного химического элемента равно порядковому номеру Z этого элемента;
- состояние электрона в атоме определяется набором его четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s ;
- распределение электронов в атоме по энергетическим состояниям должно удовлетворять принципу минимума потенциальной энергии: с возрастанием числа электронов каждый следующий электрон должен занять возможные энергетические состояния с наименьшей энергией;
- заполнение электронами энергетических уровней в атоме должно проходить в соответствии с принципом Паули.

Порядок заполнения электронами состояний в различных слоях (оболочках), а в пределах одной оболочки – в подгруппах (подоболочках) должен соответствовать последовательности расположения энергетических уровней с различными значениями квантовых чисел n и l . Сначала заполняются состояния с наименьшей возможной энергией, а затем состояния с более высокой энергией. Для многих атомов этот по-

рядок соответствует тому, что сначала занимают оболочки с меньшим значением n , а затем должна заниматься электронами следующая оболочка. В пределах одной оболочки сначала заполняются состояния с $l = 0$, а затем состояния с большим l , вплоть до $l = n - 1$. Система электронов, построенная на таких основах, должна иметь структуру и число элементов в одном периоде (длину периода), соответствующие табл. 2.

Таблица 2

n	Электронный слой (оболочка)	Количество электронов в состоянии					Максимальное число электронов
		$s(l = 0)$	$p(l = 1)$	$d(l = 2)$	$f(l = 3)$	$g(l = 4)$	
1	K	2	—	—	—	—	2
2	L	2	6	—	—	—	8
3	M	2	6	10	—	—	18
4	N	2	6	10	14	—	32
5	O	2	6	10	14	18	50

Реальная периодическая система Менделеева отличается от идеальной. Различия между табл. 2 и заполнением уровней в реальной периодической системе связано с тем, что каждый элемент атома находится в электрическом поле положительно заряженного ядра и в поле всех остальных электронов. Задача об отыскании энергетического состояния электрона, движущегося в столь сложном поле, не может быть решена строго даже в квантовой механике. Для того чтобы разобраться в распределении электронов в атоме по энергетическим состояниям, атом каждого последующего элемента можно приближенно представить себе образованным из атома предыдущего элемента путем прибавления к его ядру протона (и необходимого числа нейтронов) и одного электрона, находящегося на периферии атома. При этом согласно Бору, распределение электронов по состояниям, имеющимся в атоме данного элемента, должно соблюдаться и в атоме следующего элемента. Однако взаимодействия между электронами в атоме приводят к нарушению этого. Оказывается, что в результате взаимодействия между электронами для больших главных квантовых чисел n состояния с большим n и меньшим l могут иметь меньшую энергию, т.е. быть энергетически более выгодными, чем состояния с меньшими n , но с большими l . В этом состоит причина отступлений в заполнении реальной периодической системы элементов от заполнения табл. 2.

$Z = 1$ (водород, H). Единственный электрон атома водорода находится в состоянии $1s$, характеризуемом квантовыми числами $n = 1$, $l = 0$, $m_s = \pm 1/2$, $m = 0$ (ориентация его спина произвольна).

$Z = 2$ (гелий, He). Оба электрона атома гелия находятся в состоянии $1s$, для атома He записывается $1s^2$ (для $1s$ -электрона). На атоме гелия заканчивается заполнение K -оболочки, что соответствует завершению I периода.

$Z = 3$ (литий, Li). Третий электрон атома лития, согласно принципу Паули, уже не может разместиться в целиком заполненной K -оболочке и занимает наименьшее энергетическое состояние с $n = 2$ (L -оболочка), т.е. $2s$ -состояние. Электронная конфигурация для атома лития: $1s^2 2s^1$. Атом лития начинает II период периодической системы элементов.

$Z = 4$ (бериллий, Be). Четвертым электроном бериллия заканчивается заполнение подоболочки $2s^2$. У следующих шести элементов от $Z = 5$ (бор, B) до $Z = 10$ (неон, Ne) идет заполнение подоболочки $2p$. II период периодической системы заканчивается неоном – инертным газом, для которого подоболочка $2p$ целиком заполнена.

$Z = 11$ (натрий, Na). Одиннадцатый элемент натрий размещается в M -оболочке ($n = 3$), занимая состояние $3s$. Электронная конфигурация имеет вид: $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. $3s$ -электрон (как и $2s$ -электрон лития) является валентным электроном, поэтому оптические свойства подобны свойствам лития.

С $Z = 12$ (магний, Mg) начинается последовательное заполнение M -оболочек. $Z = 18$ (аргон, Ar) является химически инертным и завершает III период периодической системы.

$Z = 19$ (калий, K). Калий должен был бы занять $3d$ -состояние в M -оболочке. Однако, и в оптическом и в химическом отношении атом калия схож с атомами лития и натрия, которые имеют валентный электрон $3s$ в s -состоянии. Поэтому единственный валентный электрон калия должен также находиться в s -состоянии, но это может быть только s -состояние новой оболочки (N -оболочки), т.е. заполнение N -оболочки для калия начинается при незаполненной M -оболочке. Это означает, что в результате взаимодействия электронов состояния $n = 4$, $l = 0$ имеет меньшую энергию, чем состояние $n = 3$, $l = 2$. Спектроскопические и химические свойства $Z = 20$ (кальция, Ca) показывают, что его двадцатый электрон также находится в $4s$ -состоянии N -оболочки. В последующих элементах происходит заполнение M -оболочки (от Sc ($Z = 21$) до Zn ($Z = 30$)). Далее N -оболочка заполняется до Kr ($Z = 36$), у которого опять-таки, как и в случае с Ne и Ar, s - и p -состояния наружной оболочки заполнены полностью. Криптоном заканчивается N -период.

Каждую из двух групп элементов – лантаноиды ($Z = 57$ (лантан, La) до $Z = 71$ (лютеций, Lu) и актиноиды (от $Z = 89$ (актиния, Ac) до $Z = 103$ (лоуренсия, Lr)) – приходится поместить в одну клетку таблицы, т.к. химические свойства элементов в пределах этих групп очень близки. Это объясняется тем, что для лантаноидов заполнение подоболочки $4f$, которая может содержать 14 электронов, начинается лишь после того, как целиком заполнятся подоболочки $5s$, $5p$ и $6s$. Поэтому для этих элементов внешняя p -оболочка ($6s^2$) оказывается одинаковой. Аналогично, одинаковой для актиноидов является Q -оболочка ($7s^2$).

Таким образом, открытая Менделеевым периодичность в химических свойствах элементов объясняется повторяемостью в структуре внешних оболочек у атомов родственных элементов. Так, инертные газы имеют одинаковые внешние оболочки из восьми элементов (заключенные в s - и p -состояниях); во внешних оболочках щелочных металлов (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) имеется лишь один s -электрон; во внешней оболочке щелочно-земельных металлов (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) имеется $2s$ -электрона; галоиды (F, Cl, Br, I, At) имеют внешние оболочки, в которых недостает одного электрона до оболочки инертного газа и т.д.

В настоящее время открыт 118 элемент – Uuo.

Контрольные вопросы

1. В чем суть принципа неразличимости тождественных частиц?
2. Какие частицы являются бозонами? фермионами?
3. Почему атом водорода может иметь одну и ту же энергию, находясь в различных состояниях?
4. Как изменилась бы структура электронных оболочек атома, если бы электроны были не фермионами, а бозонами?
5. Сколько электронов может быть в атоме, у которого в основном состоянии заполнены K - и L -оболочки, $3s$ -подоболочка и два электрона в $3p$ -подоболочке? Что это за атом?
6. Какие квантовые числа имеют внешний (валентный) электрон в основном состоянии атома натрия?
7. Запишите электронную конфигурацию для атомов: 1) неона; 2) никеля; 3) германия; 4) кобальта.
8. В чем заключается принцип Паули?
9. Перечислите квантовые числа характеризующие состояние атома. Что характеризует каждое квантовое число?
10. Перечислите основные положения теории периодической системы.

Тема 9. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

9.1. Заряд, масса, размер и состав атомного ядра

9.2. Энергия связи ядер. Дефект массы

9.3. Ядерные силы

9.4. Радиоактивность

9.5. Ядерные реакции

9.6. Деление ядер

9.7. Синтез ядер

9.8. Управляемый синтез

9.9. Радиационная безопасность

9.1. Заряд, масса, размер и состав атомного ядра

Исследуя прохождение α -частицы через тонкую золотую фольгу (см. п. 6.2), Э. Резерфорд пришёл к выводу о том, что атом состоит из тяжёлого положительного заряженного ядра и окружающих его электронов.

Ядром называется центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный заряд.

В состав атомного ядра входят элементарные частицы: протоны и нейтроны (нуклоны от латинского слова *nucleus* – ядро). Такая протонно-нейтронная модель ядра была предложена советским физиком в 1932 г. Д.Д. Иваненко. Протон имеет положительный заряд $e^+ = 1,06 \cdot 10^{-19}$ Кл и массу покоя $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$ кг = $1836m_e$. Нейтрон (n) – нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ кг = $1839m_e$ (где масса электрона m_e , равна $0,91 \cdot 10^{-31}$ кг). На рис. 9.1 приведена структура атома гелия по представлениям конца XX – начала XXI в.

Заряд ядра равен Ze , где e – заряд протона, Z – зарядовое число, равное *порядковому номеру* химического элемента в периодической системе элементов Менделеева, т.е. числу протонов в ядре. Число нейтронов в ядре обозначается N . Как правило $Z > N$.

В настоящее время известны ядра с $Z = 1$ до $Z = 107 - 118$.

Число нуклонов в ядре $A = Z + N$ называется **массовым числом**. Ядра с одинаковым Z , но различными A называются **изотопами**. Ядра, которые при одинаковом A имеют разные Z , называются **изобарами**.

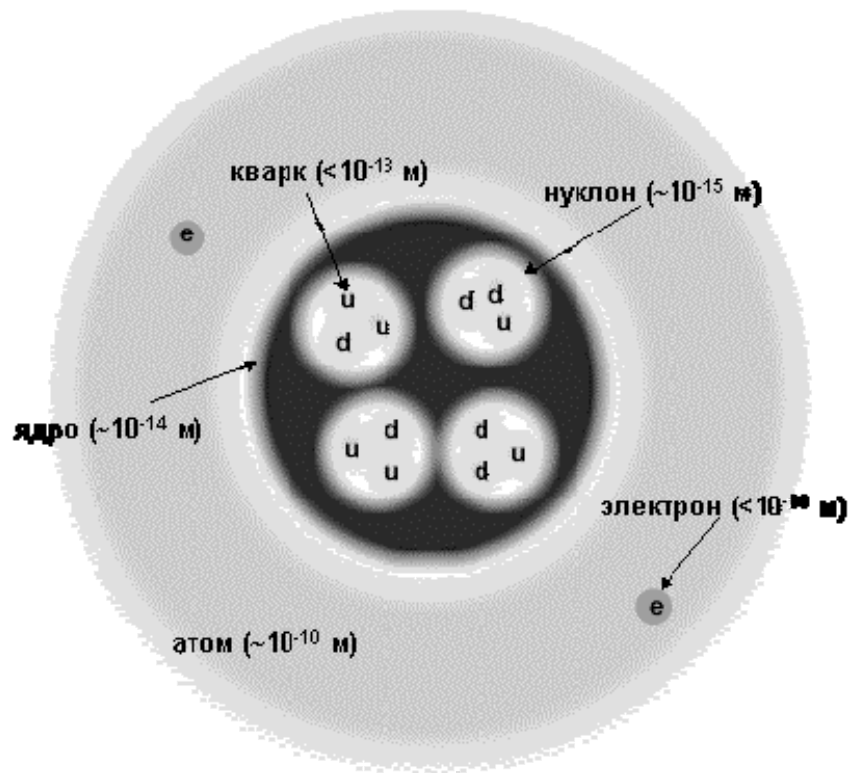


Рис. 9.1

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом ${}^A_Z X$, где X – символ химического элемента. Например: водород $Z = 1$ имеет три изотопа: 1_1H – протий ($Z = 1, N = 0$), 2_1H – дейтерий ($Z = 1, N = 1$), 3_1H – тритий ($Z = 1, N = 2$), олово имеет 10 изотопов и т.д. В подавляющем большинстве изотопы одного химического элемента обладают одинаковыми химическими и близкими физическими свойствами. Всего известно около 300 устойчивых изотопов и более 2000 естественных и искусственно полученных *радиоактивных изотопов*.

Размер ядра характеризуется радиусом ядра, имеющим условный смысл ввиду размытости границы ядра. Ещё Э. Резерфорд, анализируя свои опыты, показал, что размер ядра примерно равен 10^{-15} м (размер атома равен 10^{-10} м). Существует эмпирическая формула для расчета радиуса ядра:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (9.1.1)$$

где $R_0 = (1,3 - 1,7) \cdot 10^{-15}$ м. Отсюда видно, что объём ядра пропорционален числу нуклонов.

Плотность ядерного вещества составляет по порядку величины 10^{17} кг/м³ и постоянна для всех ядер. Она значительно превосходит плотности самых плотных обычных веществ.

Протоны и нейтроны являются *фермионами*, т.к. имеют спин $\hbar/2$.

Ядро атома имеет *собственный момент импульса – спин ядра*:

$$L_{\text{яд}} = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (9.1.2)$$

где I – *внутреннее (полное) спиновое квантовое число*.

Число I принимает целочисленные или полуцелые значения 0, 1/2, 1, 3/2, 2 и т.д. Ядра с *четными A* имеют *целочисленный спин* (в единицах $\hbar$) и подчиняются статистике *Бозе–Эйнштейна* (бозоны). Ядра с *нечетными A* имеют *полуцелый спин* (в единицах $\hbar$) и подчиняются статистике *Ферми–Дирака* (т.е. ядра – фермионы).

Ядерные частицы имеют собственные магнитные моменты, которыми определяется магнитный момент ядра $P_{\text{м яд}}$ в целом. Единицей измерения магнитных моментов ядер служит *ядерный магнетон* $\mu_{\text{яд}}$:

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2m_p}. \quad (9.1.3)$$

Здесь e – абсолютная величина заряда электрона, m_p – масса протона.

Ядерный магнетон в $m_p/m_e = 1836,5$ раз меньше магнетона Бора, отсюда следует, что *магнитные свойства атомов определяются магнитными свойствами его электронов*.

Между спином ядра $L_{\text{яд}}$ и его магнитным моментом имеется соотношение:

$$P_{\text{м яд}} = \gamma_{\text{яд}} L_{\text{яд}}, \quad (9.1.4)$$

где $\gamma_{\text{яд}}$ – *ядерное гиромагнитное отношение*.

Нейтрон имеет отрицательный магнитный момент $\mu_n \approx -1,913\mu_{\text{яд}}$ так как направление спина нейтрона и его магнитного момента противоположны. Магнитный момент протона положителен и равен $\mu_p \approx 2,793\mu_{\text{яд}}$. Его направление совпадает с направлением спина протона.

Распределение электрического заряда протонов по ядру в общем случае несимметрично. Мерой отклонения этого распределения от сферически симметричного является *квадрупольный электрический момент ядра Q* . Если плотность заряда считается везде одинаковой, то Q определяется только формой ядра. Так, для эллипсоида вращения

$$Q = \frac{2}{5} Z_e (b^2 - a^2), \quad (9.1.5)$$

где b – полуось эллипсоида вдоль направления спина, a – полуось в перпендикулярном направлении. Для ядра, вытянутого вдоль направления спина, $b > a$ и $Q > 0$. Для ядра, сплюсченного в этом направлении, $b < a$ и $Q < 0$. Для сферического распределения заряда в ядре $b = a$ и $Q = 0$. Это справедливо для ядер со спином, равным 0 или $\hbar/2$.

9.2. Энергия связи ядер. Дефект массы

Нуклоны в ядрах находятся в состояниях, существенно отличающихся от их свободных состояний. За исключением ядра обычного водорода, во всех ядрах имеется не менее двух нуклонов, между которыми существует особое **ядерное сильное взаимодействие** – притяжение, обеспечивающее устойчивость ядер несмотря на отталкивание одноименно заряженных протонов.

- *Энергией связи нуклона в ядре называется физическая величина, равная той работе, которую нужно совершить для удаления нуклона из ядра без сообщения ему кинетической энергии.*

- *Энергия связи ядра определяется величиной той работы, которую нужно совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны без придания им кинетической энергии.*

Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра должна выделяться такая энергия, которую нужно затратить при расщеплении ядра на составляющие его нуклоны. Энергия связи ядра является разностью между энергией всех свободных нуклонов, составляющих ядро, и их энергией в ядре.

При образовании ядра происходит уменьшение его массы: масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Уменьшение массы ядра при его образовании объясняется выделением энергии связи. Если $W_{\text{св}}$ – величина энергии, выделяющейся при образовании ядра, то соответствующая ей масса

$$\Delta m = \frac{W_{\text{св}}}{c^2} \quad (9.2.1)$$

называется **дефектом массы** и характеризует уменьшение суммарной массы при образовании ядра из составляющих его нуклонов.

Если ядро массой $M_{\text{яд}}$ образовано из Z протонов с массой m_p и из $(A - Z)$ нейтронов с массой m_n , то:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}. \quad (9.2.2)$$

Вместо массы ядра $M_{\text{яд}}$ величину Δm можно выразить через атомную массу $M_{\text{ат}}$:

$$\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}, \quad (9.2.3)$$

где m_H – масса водородного атома. При практическом вычислении Δm массы всех частиц и атомов выражаются в **атомных единицах массы** (а.е.м.). Одной атомной единице массы соответствует атомная единица энергии (а.е.э.): 1 а.е.э. = 931,5016 МэВ.

Дефект массы служит мерой энергии связи ядра:

$$W_{\text{св}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}] \cdot c^2. \quad (9.2.4)$$

Удельной энергией связи ядра $\omega_{\text{св}}$ называется энергия связи, приходящаяся на один нуклон:

$$\omega_{\text{св}} = \frac{W_{\text{св}}}{A}. \quad (9.2.5)$$

Величина $\omega_{\text{св}}$ составляет в среднем 8 МэВ/нуклон. На рис. 9.2 приведена кривая зависимости удельной энергии связи от массового числа A , характеризующая различную прочность связей нуклонов в ядрах разных химических элементов. Ядра элементов в средней части периодической системы ($28 < A < 138$), т.е. от ${}^{8}_{14}\text{Si}$ до ${}^{38}_{50}\text{Ba}$, наиболее прочны.

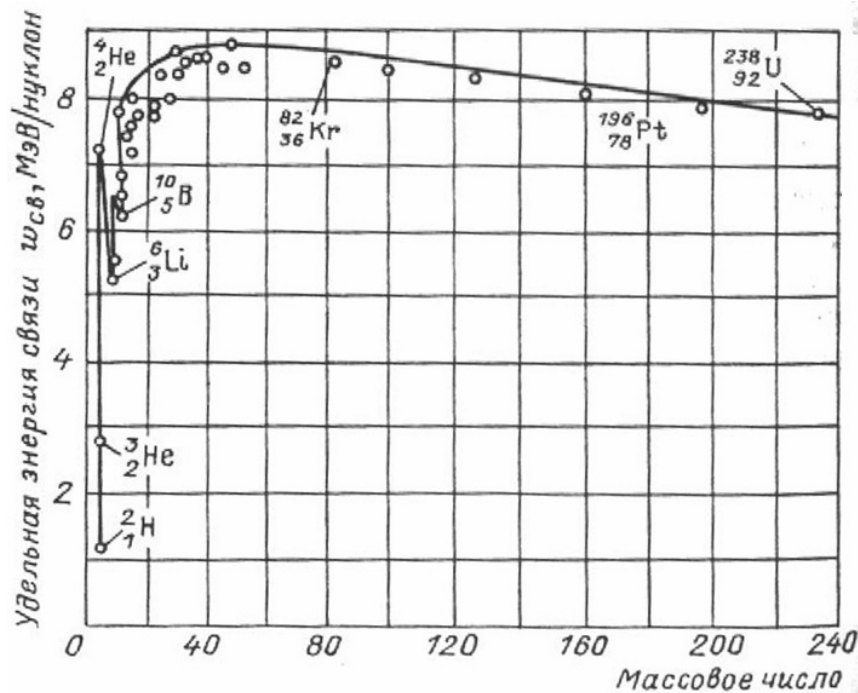


Рис. 9.2

В этих ядрах $\omega_{\text{св}}$ близка к 8,7 МэВ/нуклон. По мере увеличения числа нуклонов в ядре удельная энергия связи убывает. Ядра атомов химических элементов, расположенных в конце периодической системы (например ядро урана), имеют $\omega_{\text{св}} \approx 7,6$ МэВ/нуклон. Это объясняет возможность выделения энергии при делении тяжелых ядер. В области малых массовых чисел имеются острые «пики» удельной энергии связи. Максимумы характерны для ядер с четными числами протонов и нейтронов (${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$), минимумы — для ядер с нечетными количествами протонов и нейтронов (${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$).

Если ядро имеет наименьшую возможную энергию $W_{\text{мин}} = -W_{\text{св}}$, то оно находится **в основном энергетическом состоянии**. Если ядро име-

ет энергию $W > W_{\min}$, то оно находится **в возбужденном энергетическом состоянии**. Случай $W = 0$ соответствует расщеплению ядра на составляющие его нуклоны. В отличие от энергетических уровней атома, раздвинутых на единицы электронвольт, энергетические уровни ядра отстоят друг от друга на мегаэлектронвольт (МэВ). Этим объясняется происхождение и свойства гамма-излучения.

Данные об энергии связи ядер и использование капельной модели ядра позволили установить некоторые закономерности строения атомных ядер.

Критерием устойчивости атомных ядер является соотношение между числом протонов и нейтронов *в устойчивом ядре* для данных изобаров ($A = \text{const}$). Условие минимума энергии ядра приводит к следующему соотношению между $Z_{\text{уст}}$ и A :

$$Z_{\text{уст}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (9.2.6)$$

Берется целое число $Z_{\text{уст}}$, ближайшее к тому, которое получается по этой формуле.

При малых и средних значениях A числа нейтронов и протонов в устойчивых ядрах примерно одинаковы: $Z \approx A - Z$.

С ростом Z силы кулоновского отталкивания протонов растут пропорционально $Z \cdot (Z - 1) \sim Z^2$ (*парное взаимодействие протонов*), и для компенсации этого отталкивания ядерным притяжением число нейтронов должно возрасти быстрее числа протонов.

9.3. Ядерные силы

Ядерное взаимодействие свидетельствует о том, что в ядрах существуют особые **ядерные силы**, не сводящиеся ни к одному из типов сил, известных в классической физике (гравитационных и электромагнитных).

Ядерные силы являются короткодействующими силами. Они проявляются лишь на весьма малых расстояниях между нуклонами в ядре порядка 10^{-15} м. Длина $(1,5 - 2,2) \cdot 10^{-15}$ м называется *радиусом действия ядерных сил*.

Ядерные силы обнаруживают **зарядовую независимость**: притяжение между двумя нуклонами одинаково независимо от зарядового состояния нуклонов – протонного или нейтронного. Зарядовая независимость ядерных сил видна из сравнения энергий связи **зеркальных ядер**. Так называются ядра, в которых одинаково общее число нуклонов, но число протонов в одном равно числу нейтронов другом. Например, ядра

гелия ${}^3_2\text{He}$ и тяжелого водорода – трития ${}^3_1\text{T}$. Энергии связи этих ядер составляют 7,72 МэВ и 8,49 МэВ.

Разность энергий связи ядер, равная 0,77 МэВ, соответствует энергии кулоновского отталкивания двух протонов в ядре ${}^3_2\text{He}$. Полагая эту величину равной $\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$, можно найти, что среднее расстояние r между протонами в ядре ${}^3_2\text{He}$ равно $1,9 \cdot 10^{-15}$ м, что согласуется с величиной радиуса ядерных сил.

Ядерные силы обладают свойством насыщения, которое проявляется в том, что нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседних нуклонов. Именно поэтому наблюдается линейная зависимость энергий связи ядер от их массовых чисел A . Практически полное насыщение ядерных сил достигается у α -частицы, которая является очень устойчивым образованием.

Ядерные силы зависят от ориентации спинов взаимодействующих нуклонов. Это подтверждается различным характером рассеяния нейтронов молекулами орто- и параводорода. В молекуле ортоводорода спины обоих протонов параллельны друг другу, а в молекуле параводорода они антипараллельны. Опыты показали, что рассеяние нейтронов на параводороде в 30 раз превышает рассеяние на ортоводороде. Ядерные силы не являются центральными.

Итак, перечислим **общие свойства ядерных сил**:

- малый радиус действия ядерных сил ($R \sim 1$ Фм);
- большая величина ядерного потенциала $U \sim 50$ МэВ;
- зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц;
- тензорный характер взаимодействия нуклонов;
- ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы);
- ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения;
- зарядовая независимость ядерных сил;
- обменный характер ядерного взаимодействия;
- притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм), сменяется отталкиванием на малых ($r < 0,5$ Фм).

Взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения квантов ядерного поля – π -мезонов. Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами. Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами массы m , приводит к появлению потенциала $U_{\text{я}}(r)$:

$$U_{\text{я}}(r) = g_{\text{я}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}.$$

9.4. Радиоактивность

Радиоактивностью называется превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц.

Естественной радиоактивностью называется радиоактивность, наблюдающаяся у существующих в природе неустойчивых изотопов.

Искусственной радиоактивностью называется радиоактивность изотопов, полученных в результате ядерных реакций.

На рис. 9.3 показан классический опыт, позволивший обнаружить сложный состав радиоактивного излучения.

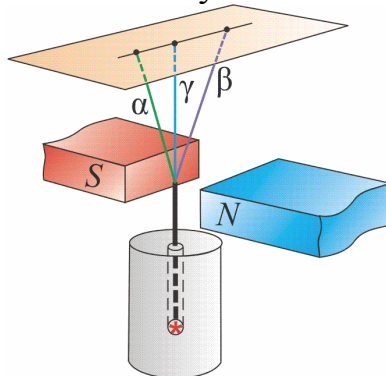


Рис. 9.3

Радиоактивный препарат помещался на дно узкого канала в свинцовом контейнере. Против канала помещалась фотопластинка. На выходящее из канала излучение действовало сильное магнитное поле, перпендикулярное к лучу. Вся установка размещалась в вакууме.

Обычно все типы радиоактивности сопровождаются испусканием **гамма-излучения – жесткого, коротковолнового электромагнитного излучения**. Гамма-излучение является основной формой уменьшения энергии возбужденных продуктов радиоактивных превращений. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется *материнским*; возникающее дочернее ядро, как правило, оказывается возбужденным, и его переход в основное состояние сопровождается испусканием γ -фотона.

В табл. 1 приведены основные типы радиоактивности.

Таблица 1

Тип радио-активности	Изменение заряда ядра Z	Изменение массового числа A	Характер процесса
α -распад	$Z - 2$	$A - 4$	Вылет α -частицы – системы двух протонов и двух нейтронов, соединенных воедино
β -распад	$Z \pm 1$	A	Взаимные превращения в ядре нейтрона (1_0n) и протона (1_0p)
β_- -распад	$Z + 1$	A	${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e)$
β_+ -распад	$Z - 1$	A	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_1e + {}^0_0\nu_e)$
Электронный захват (e^- -или К-захват)	$Z - 1$	A	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_1e + {}^0_0\nu_e)$ ${}^0_0\nu_e$ и ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ – электронное нейтрино и антинейтрино
Спонтанное деление	$Z - (1/2)A$	$A - (1/2)A$	Деление ядра обычно на два осколка, имеющих приблизительно равные массы и заряды

Самопроизвольный распад атомных ядер подчиняется **закону радиоактивного распада**:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (9.4.1)$$

где N_0 – количество ядер в данном объеме вещества в начальный момент времени $t = 0$, N – число ядер в том же объеме к моменту времени t , λ – **постоянная распада**, имеющая смысл вероятности распада ядра за 1 секунду и равная доле ядер, распадающихся за единицу времени.

Закон самопроизвольного радиоактивного распада основывается на двух предположениях:

- постоянная распада не зависит от внешних условий;
- число ядер, распадающихся за время dt , пропорционально наличному количеству ядер. Эти предположения означают, что радиоактивный распад является статистическим процессом и распад данного ядра является случайным событием, имеющим определенную вероятность.

Величина $1/\lambda$ равна **средней продолжительности жизни** (среднее время жизни) радиоактивного изотопа. Действительно, суммарная продолжительность жизни dN ядер равна: $t |dN| = t\lambda N dt$. Средняя продолжительность τ жизни всех первоначально существовавших ядер:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (9.4.2)$$

Характеристикой устойчивости ядер относительно распада служит **период полураспада** $T_{1/2}$. Так называется *время, в течение которого первоначальное количество ядер данного радиоактивного вещества уменьшается наполовину*. Связь λ и $T_{1/2}$:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau. \quad (9.4.3)$$

Естественная радиоактивность наблюдается у ядер атомов химических элементов, расположенных за свинцом в периодической системе Менделеева. Естественная радиоактивность легких и средних ядер наблюдается лишь у ядер ${}^{40}_{19}\text{K}$, ${}^{87}_{37}\text{Rb}$, ${}^{115}_{49}\text{In}$, ${}^{138}_{57}\text{La}$, ${}^{147}_{62}\text{Sm}$, ${}^{175}_{71}\text{Lu}$, ${}^{187}_{75}\text{Re}$.

При радиоактивном распаде ядер выполняется закон сохранения электрического заряда:

$$Z_{\text{яд}}e = \sum_i Z_i e, \quad (9.4.4)$$

где $Z_{\text{яд}}e$ – заряд материнского ядра, $Z_i e$ – заряды ядер и частиц, возникших в результате радиоактивного распада. Этот закон применяется при исследовании всех ядерных реакций.

Правило сохранения массовых чисел при явлениях естественной радиоактивности:

$$A_{\text{яд}} = \sum A_i, \quad (9.4.5)$$

где $A_{\text{яд}}$ – массовое число материнского ядра, A_i – массовые числа ядер или частиц, получившихся в результате радиоактивного распада.

Правила смещения (правила Фаянса и Содди) при радиоактивных распадах:

при α -распаде ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 \text{He};$

при β -распаде ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + {}^0_{-1} e.$

Здесь ${}^A_Z X$ – материнское ядро, Y – символ дочернего ядра, ${}^4_2 \text{He}$ – ядро гелия, ${}^0_{-1} e$ – символическое обозначение электрона, для которого $A = 0$ и $Z = -1$.

Естественно-радиоактивные ядра образуют *три радиоактивных семейства*, называемых семейством урана (${}^{238}_{92}\text{U}$), семейством тория (${}^{232}_{90}\text{Th}$) и семейством актиния (${}^{235}_{89}\text{Ac}$). Свои названия они получили по «родоначальнику» – долгоживущему изотопу с наибольшим периодом полураспада. Все семейства после цепочки α - и β -распадов заканчиваются на устойчивых ядрах изотопов свинца – ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ и ${}^{207}_{82}\text{Pb}$. Се-

мейство нептуния, начинающееся от трансуранового элемента нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$, получено искусственным путем и заканчивается на $^{200}_{83}\text{Bi}$.

Если дочернее ядро оказывается также радиоактивным, то возникает цепочка радиоактивных превращений. Если происходит цепочка радиоактивных распадов и за время dt из общего числа N_m материнских ядер распадается $\lambda_m N_m dt$ ядер, а за это же время распадается $\lambda_d N_d dt$ дочерних ядер, то общее изменение dN_d числа ядер дочернего вещества за единицу времени выразится следующим образом:

$$\frac{dN_d}{dt} = \lambda_m N_m - \lambda_d N_d. \quad (9.4.6)$$

В случае подвижного равновесия между материнским и дочерним веществами $dN_d/dt = 0$ и выполняется условие радиоактивного равновесия

$$\lambda_m N_m = \lambda_d N_d. \quad (9.4.7)$$

9.5. Ядерные реакции и их основные типы

Ядерная реакция – это превращение атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ -квантами) или друг с другом. Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:

$$X + a \rightarrow Y + b, \text{ или } X(a, b)Y,$$

где X и Y – исходные и конечные ядра, a и b – бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частица.

В ядерной физике эффективность взаимодействия характеризуют **эффективным сечением** σ . С каждым видом взаимодействия частицы с ядром связывают своё эффективное сечение: **эффективное сечение рассеяния**; **эффективное сечение поглощения**.

Эффективное сечение ядерной реакции σ находится по формуле:

$$\sigma = dN / (nNdx), \quad (9.5.1)$$

где N – число частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, имеющего в единице объёма n ядер; dN – число этих частиц, вступающих в реакцию в слое толщиной dx . Эффективное сечение σ имеет размерность площади и характеризует вероятность того, что при падении пучка частиц на вещество произойдёт реакция.

Единица измерения эффективного сечения ядерных процессов – **барн** ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

В любой ядерной реакции **выполняются законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел**: сумма зарядов (и сумма массо-

вых чисел) ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна сумме зарядов (и сумме массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции. Выполняются также **законы сохранения энергии, импульса и момента импульса**.

В отличие от радиоактивного распада, который всегда протекает с выделением энергии, ядерные реакции могут быть как **экзотермические** (с выделением энергии), так и **эндотермические** (с поглощением энергии).

Важнейшую роль в объяснении механизма многих ядерных реакций сыграло предположение Н. Бора (1936 г.) о том, что **ядерные реакции протекают в две стадии по следующей схеме:**



Первая стадия – это захват ядром X частицы a , приблизившейся к нему на расстояние действия ядерных сил (примерно $2 \cdot 10^{-15}$ м), и образование промежуточного ядра C , называемого составным (или компунд-ядром). Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами составного ядра, в результате чего оно оказывается в возбуждённом состоянии. При столкновении нуклонов составного ядра, один из нуклонов (или их комбинация, например дейтрон) или α -частица могут получить энергию, достаточную для вылета из ядра. В результате наступает **вторая стадия ядерной реакции** – распад составного ядра на ядро Y и частицу b .

В ядерной физике вводится **характерное ядерное время** – время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины равной диаметру ядра ($d \approx 10^{-15}$ м). Так для частицы с энергией 1 МэВ (что соответствует её скорости 10^7 м/с) характерное ядерное время $\tau \approx 10^{-22}$ с. С другой стороны, доказано, что время жизни составного ядра $10^{-16} - 10^{-12}$ с, т.е. составляет $(10^6 - 10^{10})\tau$. Это означает, что за время жизни составного ядра может произойти очень много столкновений нуклонов между собой, т.е. перераспределение энергии между нуклонами действительно возможно. Следовательно, составное ядро живет настолько долго, что полностью «забывает», каким образом оно образовалось. Поэтому характер распада составного ядра (испускаемые им частицы b) – вторая стадия ядерной реакции – не зависит от способа образования составного ядра, первой стадии.

Если испущенная частица тождественна с захваченной ($b \equiv a$), то схема (4.5.2) описывает рассеяние частицы: упругое – при $E_b = E_a$; неупругое – при $E_b \neq E_a$. Если же испущенная частица не тождественна с

захваченной ($b \neq a$), то имеем сходство с ядерной реакцией в прямом смысле слова.

Некоторые реакции протекают *без образования составного ядра*, они называются *прямыми ядерными взаимодействиями* (например реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и дейтронами).

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

- *по роду участвующих в них частиц* – реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например протонов, дейтронов, α -частиц); реакции под действием γ -квантов;

- *по энергии вызывающих их частиц* – реакции при малых энергиях (порядка электронвольтов), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (порядка до нескольких МэВ), происходящие с участием γ -квантов и заряженных частиц (протоны, α -частицы); реакции, происходящие при высоких энергиях (сотни и тысячи МэВ), приводящие к появлению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющих большое значение для их изучения;

- *по роду участвующих в них ядер* – реакции на лёгких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжёлых ядрах ($A > 100$);

- *по характеру происходящих ядерных превращений* – реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в этих реакциях составное ядро не испускает никаких частиц, а переход в основное состояние, испуская один или несколько γ -квантов).

9.6. Деление ядер

Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г. О. Ган и Ф. Штрассман исследовали химические продукты, получающиеся при бомбардировке нейтронами ядер урана. Среди продуктов реакции был обнаружен барий – химический элемент с массой много меньше, чем масса урана. Задача была решена немецкими физиками Л. Мейтнером и О. Фришем, показавшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка:



где $k > 1$.

При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией $\sim 0,1$ эВ освобождает энергию ~ 200 МэВ. Существенным моментом является то,

что этот процесс сопровождается появлением нейтронов, способных вызывать деление других ядер урана, – **цепная реакция деления**. Таким образом, один нейтрон может дать начало разветвленной цепи делений ядер, причем число ядер, участвующих в реакции деления будет экспоненциально возрастать. Открылись перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях:

- *управляемая ядерная реакция деления* – создание атомных реакторов;
- *неуправляемая ядерная реакция деления* – создание ядерного оружия.

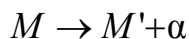
В 1942 г. в США был построен первый ядерный реактор. В СССР первый реактор был запущен в 1946 г. В настоящее время тепловая и электрическая энергия вырабатывается в сотнях ядерных реакторов, работающих в различных странах мира.

Как видно из рис. 4.2, с ростом значения A удельная энергия связи увеличивается вплоть до $A \approx 50$. Это поведение можно объяснить сложением сил; энергия связи отдельного нуклона усиливается, если его притягивают не один или два, а несколько других нуклонов. Однако в элементах со значениями массового числа больше $A \approx 50$ удельная энергия связи постепенно уменьшается с ростом A . Это связано, с тем, что ядерные силы притяжения являются короткодействующими радиусом действия порядка размеров отдельного нуклона. За пределами этого радиуса преобладают силы электростатического отталкивания. Если два протона удаляются более чем на $2,5 \cdot 10^{-15}$ м, то между ними преобладают силы кулоновского отталкивания, а не ядерного притяжения.

Следствием такого поведения удельной энергии связи в зависимости от A является существование двух процессов – **синтеза и деления ядер**. Рассмотрим взаимодействие электрона и протона. При образовании атома водорода высвобождается энергия 13,6 эВ и масса атома водорода оказывается на 13,6 эВ меньше суммы масс свободного электрона и протона. Аналогично, масса двух легких ядер превышает массу после их соединения на ΔM . Если их соединить, то они сольются с выделением энергии $\Delta M c^2$. Этот процесс называется **синтезом ядер**. Разность масс может превышать 0,5 %.

Если расщепляется тяжелое ядро на два более легких ядра, то их масса будет меньше массы родительского ядра на 0,1 %. У тяжелых ядер существует тенденция к **делению** на два более легких ядра с выделением энергии. **Энергия атомной бомбы и ядерного реактора представляет собой энергию, высвобождающуюся при делении ядер.** **Энергия водородной бомбы** – это энергия, выделяющаяся при ядерном

синтезе. Альфа-распад можно рассматривать как сильно асимметричное деление, при котором родительское ядро M расщепляется на маленькую альфа-частицу и большое остаточное ядро M' . Альфа-распад возможен, только если в реакции



масса M оказывается больше суммы масс M' и альфа-частицы. У всех ядер с $Z > 82$ (свинец) $M > M' + M_\alpha$. При $Z > 92$ (уран) полупериоды альфа-распада оказываются значительно длиннее возраста Земли, и такие элементы не встречаются в природе. Однако их можно создать искусственно. Например, плутоний ($Z = 94$) можно получить из урана в ядерном реакторе. Эта процедура стала обычной и обходится всего в 15 долларов за 1 г. До сих пор удалось получить элементы вплоть до $Z = 118$, однако гораздо более дорогой ценой и, как правило, в ничтожных количествах. Можно надеяться, что радиохимики научатся получать, хотя и в небольших количествах, новые элементы с $Z > 118$.

Если бы массивное ядро урана удалось разделить на две группы нуклонов, то эти группы нуклонов перестроились бы в ядра с более сильной связью. В процессе перестройки выделилась бы энергия. Спонтанное деление ядер разрешено законом сохранения энергии. Однако потенциальный барьер в реакции деления у встречающихся в природе ядер настолько высок, что вероятность спонтанного деления оказывается много меньше вероятности альфа-распада. Период полураспада ядер ^{238}U относительно спонтанного деления составляет $8 \cdot 10^{15}$ лет. Это более чем в миллион раз превышает возраст Земли. Если нейтрон сталкивается с тяжелым ядром, то оно может перейти на более высокий энергетический уровень вблизи вершины электростатического потенциального барьера, в результате возрастет вероятность деления. Ядро в возбужденном состоянии может обладать значительным моментом импульса и приобрести овальную форму. Участки на периферии ядра легче проникают сквозь барьер, поскольку они частично уже находятся за барьером. У ядра овальной формы роль барьера еще больше ослабляется. При захвате ядром ^{235}U или ^{239}Pu медленного нейтрона образуются состояния с очень короткими временами жизни относительно деления. Разность масс ядра урана и типичных продуктов деления такова, что в среднем при делении урана высвобождается энергия 200 МэВ. Масса покоя ядра урана $2,2 \cdot 10^5$ МэВ. В энергию превращается около 0,1 % этой массы, что равно отношению 200 МэВ к величине $2,2 \cdot 10^5$ МэВ.

Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена из формулы Вайцеккера:

$$E_{\text{св}} = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 Z^2 / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)^2 / A + \alpha_5 A^{-3/4}.$$

При делении ядра на два осколка изменяется поверхностная энергия $E_{\text{п}} = \alpha_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_{\text{к}} = \alpha_3 Z^2 / A^{1/3}$, причем поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении, $E > 0$.

$$E \approx \alpha_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - \alpha_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0.$$

Здесь $A_1 = A/2$, $Z_1 = Z/2$. Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется **параметром делимости**. Энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A .

В процессе деления ядро изменяет форму – последовательно проходит через следующие стадии (рис. 9.4): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка.

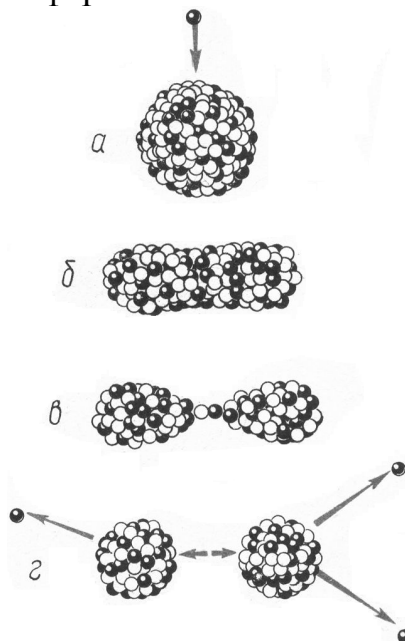


Рис. 9.4

После того как деление произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии много большем их радиуса, потенциальную энергию осколков, определяемую кулоновским взаимодействием между ними, можно считать равной нулю.

Вследствие эволюции формы ядра, изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий $E'_{\text{п}} + E'_{\text{к}}$. Предполагается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия $E'_{\text{п}}$ при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская

энергия E'_k уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между нуклонами. В случае малых эллипсоидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской энергии.

В области тяжелых ядер сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением деформации. При малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а следовательно и делению. Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию, превышающую высоту барьера деления H .

Высота барьера H тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии E_k / E_π в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра делимости Z^2/A . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера H , так как параметр делимости увеличивается с ростом массового числа:

$$E_k / E_\pi = (\alpha_3 Z^2) / (\alpha_2 A) \sim A.$$

Более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление. Из формулы Вайцеккера следует, что высота барьера деления обращается в нуль при $Z^2 / A > 49$. Т.е. согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с $Z^2 / A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делятся. Существование атомных ядер с $Z^2 / A > 49$ («*остров стабильности*») объясняется оболочечной структурой атомных ядер. Самопроизвольное деление ядер с $Z^2 / A < 49$, для которых высота барьера H не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. С точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения осколков через потенциальный барьер и носит название *спонтанного деления*. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра делимости Z^2 / A , т.е. с уменьшением высоты барьера деления.

Вынужденное деление ядер с $Z^2 / A < 49$ может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами, α -частицами и т.д., если энергия, которую они вносят в ядро, достаточна для преодоления барьера деления.

Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами, не равны. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический ос-

тов. На рис. 9.5 приведено распределение по массам при делении ^{235}U . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел – 95 и 139.

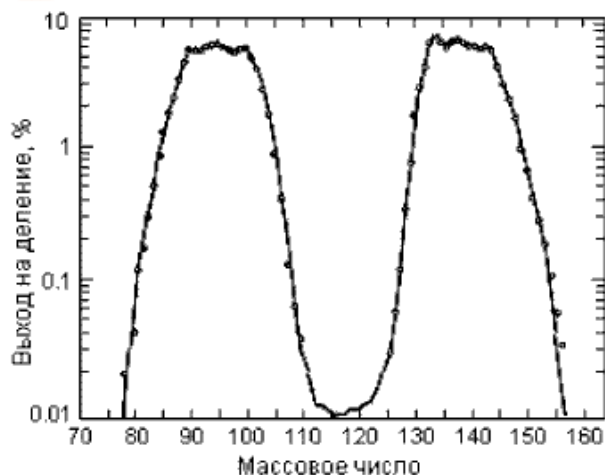


Рис. 9.5

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1,25 – 1,45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к β -распаду – радиоактивны.

В результате деления высвобождается энергия ~ 200 МэВ. Около 80 % ее приходится на энергию осколков. За один акт деления образуется более двух *нейтронов деления* со средней энергией ~ 2 МэВ.

В 1 г любого вещества содержится $mc^2 = 9 \cdot 10^{13}$ Дж. Деление 1 г урана сопровождается выделением $\sim 9 \cdot 10^{10}$ Дж. Это почти в 3 млн раз превосходит энергию сжигания 1 г угля ($2,9 \cdot 10^4$ Дж). Конечно, 1 г урана обходится значительно дороже 1 г угля, но стоимость 1 Дж энергии, полученной сжиганием угля, оказывается в 400 раз выше, чем в случае уранового топлива. Выработка 1 кВт·ч энергии обходилась в 1,7 цента на электростанциях, работающих на угле, и в 1,05 цента на ядерных электростанциях.

Благодаря цепной реакции процесс деления ядер можно сделать самоподдерживающимся. При каждом делении вылетают 2 или 3 нейтрона (рис. 9.6). Если одному из этих нейтронов удастся вызвать деление другого ядра урана, то процесс будет самоподдерживающимся.

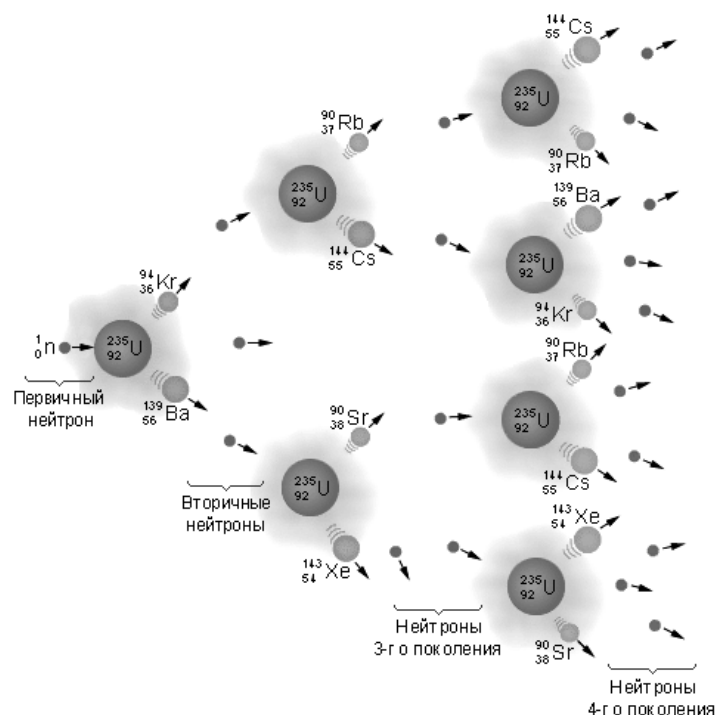


Рис. 9.6

Совокупность делящегося вещества, удовлетворяющая этому требованию, называется **критической сборкой**. Первая такая сборка, названная **ядерным реактором**, была построена в 1942 г. под руководством Энрико Ферми на территории Чикагского университета. Первый ядерный реактор был запущен в 1946 г. под руководством И. Курчатова в Москве. Первая атомная электростанция мощностью 5 МВт была пущена в СССР в 1954 г. в г. Обнинске (рис. 9.7).

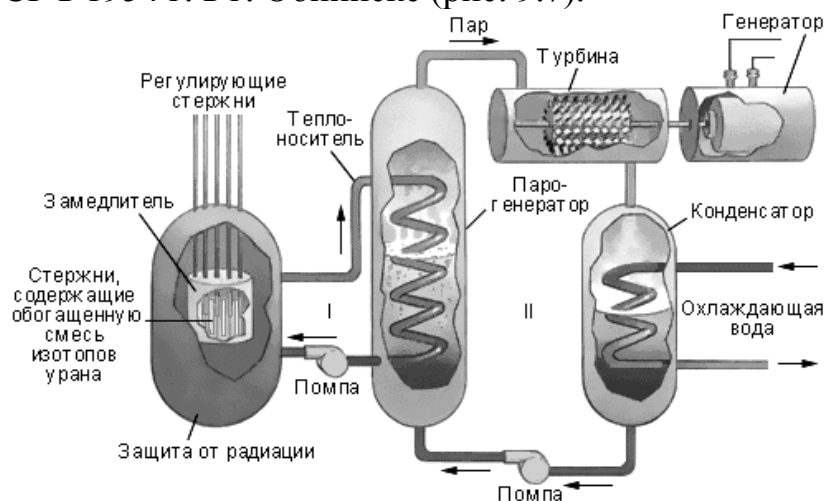


Рис. 9.7

Массы ^{235}U и ^{239}Pu можно также сделать **надкритической**. В этом случае возникающие при делении нейтроны будут вызывать несколько вторичных делений. Поскольку нейтроны движутся со скоростями, пре-

вышающими 10^8 см/с, надкритическая сборка может полностью прореагировать (или разлететься) быстрее, чем за тысячную долю секунды. Такое устройство называется **атомной бомбой**. Ядерный заряд из плутония или урана переводят в надкритическое состояние обычно с помощью взрыва. Подкритическую массу окружают химической взрывчаткой. При ее взрыве плутониевая или урановая масса подвергается мгновенному сжатию. Поскольку плотность сферы при этом значительно возрастает, скорость поглощения нейтронов оказывается выше скорости потери нейтронов за счет их вылета наружу. В этом и заключается условие надкритичности.

На рис. 9.8 изображена схема атомной бомбы «Малыш», сброшенной на Хиросиму. Ядерной взрывчаткой в бомбе служил ^{235}U , разделенный на две части, масса которых была меньше критической. Необходимая для взрыва критическая масса ^{235}U создавалась в результате соединения обеих частей «методом пушки» с помощью обычной взрывчатки.

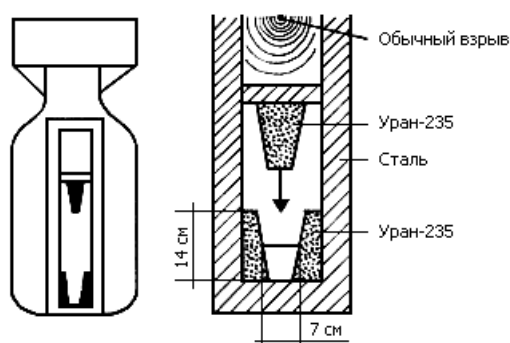


Рис. 9.8

При взрыве 1 т тринитротолуола (ТНТ) высвобождается 10^9 кал, или $4 \cdot 10^9$ Дж. При взрыве атомной бомбы, расходующей 1 кг плутония ^{235}U , высвобождается около $8 \cdot 10^{13}$ Дж энергии.

Или это почти в 20 000 раз больше, чем при взрыве 1 т ТНТ. Такая бомба называется 20-килотонной бомбой. Современные бомбы мощностью в мегатонны в миллионы раз мощнее обычной ТНТ-взрывчатки.

Производство плутония основано на облучении ^{238}U нейтронами, ведущем к образованию изотопа ^{239}U , который в результате бета-распада превращается в ^{239}Np , а затем после еще одного бета-распада в ^{239}Pu . При поглощении нейтрона с малой энергией оба изотопа ^{235}U и ^{239}Pu испытывают деление. Продукты деления характеризуются более сильной связью (~ 1 МэВ на нуклон), благодаря чему в результате деления высвобождается примерно 200 МэВ энергии.

Каждый грамм израсходованного плутония или урана порождает почти грамм радиоактивных продуктов деления, обладающих огромной радиоактивностью.

9.7. Синтез ядер

Масса, или энергия покоя, двух легких ядер оказывается больше, чем у суммарного ядра. Если легкие ядра привести в соприкосновение, то результирующее ядро имело бы меньшую массу, и высвободилась бы энергия, равная разности масс. Если соединить два дейтрона и получить ядро гелия, масса которого меньше суммарной массы двух дейтронов на 24 МэВ, то высвободится энергия синтеза 24 МэВ. При объединении двух дейтронов с образованием гелия в энергию превращается 0,6 % их первоначальной массы покоя. Процесс синтеза примерно в 6 раз эффективнее процесса деления урана. В воде озер и океанов имеются неограниченные запасы недорогого дейтерия. Серьезным препятствием на пути к получению энергии из «воды» является закон Кулона. Электростатическое отталкивание двух дейтронов при комнатной температуре не позволяет им сблизиться до расстояний, на которых сказываются короткодействующие ядерные силы притяжения.

Предположим, что для преодоления электростатического отталкивания два дейтрона должны сблизиться до 10^{-14} м. Найдём высоту электростатического потенциального барьера в МэВ:

$$U = k_0 \frac{e^2}{r} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{10^{-14}} \text{ Дж} = 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,14 \text{ МэВ}.$$

Пусть энергия каждого дейтрона равна $(3/2)kT$. Определим температуру нагрева дейтронов, чтобы преодолеть этот потенциальный барьер.

Два дейтрона должны иметь энергию 0,14 МэВ, или каждый из них 0,07 МэВ. Таким образом,

$$(3/2)kT = 0,07 \text{ МэВ} = 1,15 \cdot 10^{-14} \text{ Дж},$$

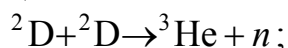
отсюда

$$T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К}.$$

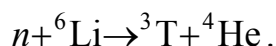
Если бы удалось нагреть дейтерий до таких высоких температур, то было бы возможно осуществить реакцию синтеза. Благодаря тому, что имеется возможность проникновения сквозь барьер, нет необходимости в создании столь высоких температур. Для получения управляемой термоядерной энергии и для инициирования термоядерного взрыва водородной бомбы достаточно температуры около $5 \cdot 10^7$ К.

Ядерные реакции, требующие для своего осуществления температур порядка миллионов градусов, называются **термоядерными**. Мгновенные температуры, развивающиеся при взрыве атомной бомбы, оказываются достаточно высокими, чтобы поджечь термоядерное горючее.

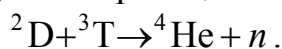
Вместо жидкого дейтерия в качестве горючего используется соединение LiD, причем только с изотопом ${}^6\text{Li}$. Изотоп ${}^6\text{Li}$ поглощает нейтроны, возникающие в реакции



таким образом,



Затем тритий (${}^3\text{T}$) вступает в реакцию



Происходит выгорание дешевого дейтерида лития-6 (${}^6\text{Li}^2\text{D}$) с образованием ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и нейтронов. Начавшись, термоядерные реакции сопровождаются выделением энергии, и этим обеспечивается поддержание высоких температур, пока большая часть вещества быстро не «выгорит». Происходит взрыв водородной бомбы. Термоядерное горючее для водородной бомбы (дейтерид лития-6) дешево, и нет ограничений на его количество при использовании в отдельной бомбе. Проводились испытания бомб мощностью 60 мегатонн (с ТНТ-эквивалентом $6 \cdot 10^7$ т).

Энерговыведение при взрыве термоядерной водородной бомбы можно почти удвоить (при этом стоимость ее увеличится не намного) за счет использования оболочки из ${}^{238}\text{U}$ (слойка Alarm Clock) (рис. 4.9).

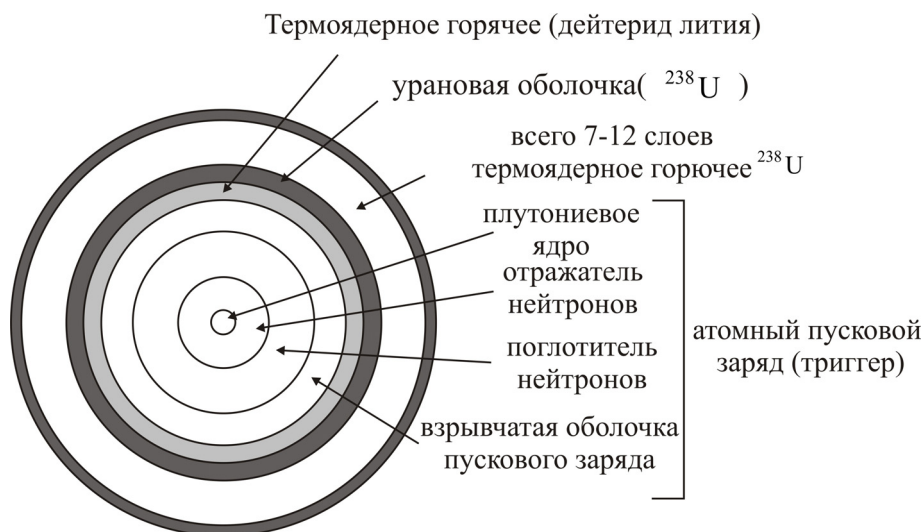


Рис. 9.9

В этом случае нейтроны, возникающие в результате термоядерных реакций, вызывают деление ядер ^{238}U , что приводит к увеличению числа нейтронов, бомбардирующих ^6Li , и т.д.

В большинстве взрывов водородных бомб энерговыделение, обусловленное делением ядер, оказывается таким же, как и получаемое в процессе синтеза, и сопровождается опасными выпадениями радиоактивных продуктов деления.

9.8. Управляемый синтез

Чтобы с помощью ядерного синтеза получить полезную энергию, термоядерные реакции должны быть управляемыми. Необходимо найти способы создания и поддержания температур во много миллионов градусов. Одна из технических проблем связана с тем, что высокотемпературный газ, или плазму, нужно удерживать таким образом, чтобы не расплавились стенки соответствующего объема. На решение этой технической задачи уже затрачены и затрачиваются огромные усилия. Плазму пытаются изолировать от стенок с помощью сильных магнитных полей. Задача заключается в том, чтобы удержать плазму в изолированном состоянии в течение достаточно продолжительного времени и при этом выработать мощность, превышающую ту, которая была затрачена на запуск термоядерного реактора. На рис. 9.10 показана предполагаемая схема конструкции реактора.

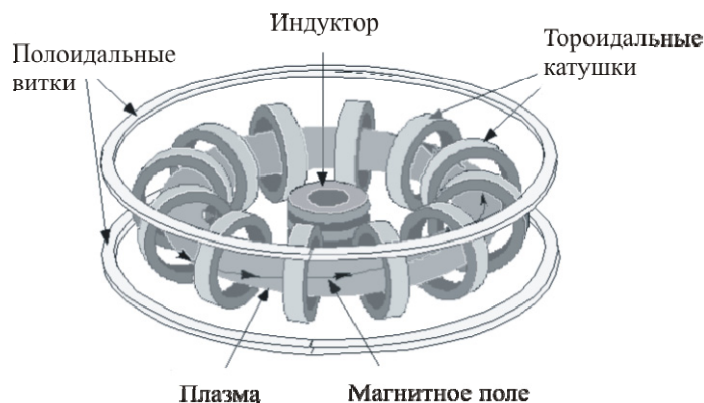


Рис. 9.10

Электростанция, работающая на термоядерной реакции, из-за отсутствия в ней продуктов деления должна иметь значительно меньшую радиоактивность по сравнению с ядерными реакторами. Однако в термоядерных установках испускается, а затем захватывается большое число нейтронов, что, как правило, приводит к образованию радиоактивных изотопов. Поэтому вокруг камеры с плазмой предполагается

создавать оболочку («бланкет») из лития. И в этом случае нейтроны будут производить тритий (изотоп водорода ^3T с периодом полураспада 12 лет), который можно использовать в дальнейшем как горючее.

В настоящее время, в рамках осуществления мировой термоядерной программы, интенсивно разрабатываются новейшие системы типа токамак. На рис. 9.11 изображена схема токамака: 1 – первичная обмотка трансформатора; 2 – катушки тороидального магнитного поля; 3 – лайнер, тонкостенная внутренняя камера для выравнивания тороидального электрического поля; 4 – катушки тороидального магнитного поля; 5 – вакуумная камера; 6 – железный сердечник (магнитопровод).

Первый российский сферический токамак «Глобус-М» создан в Санкт-Петербурге. Планируется создание крупного токамака ТМ-15 для исследования управления конфигурацией плазмы. Начато сооружение казахстанского токамака КТМ для отработки технологий термоядерной энергетики. На рис. 9.12 приведена схема токамака КТМ в сечении и его вид с вакуумной камерой.

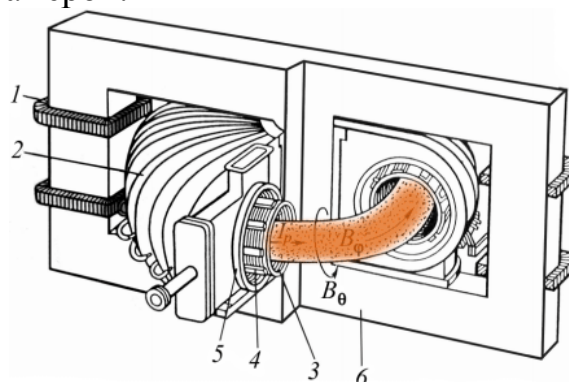


Рис. 9.11

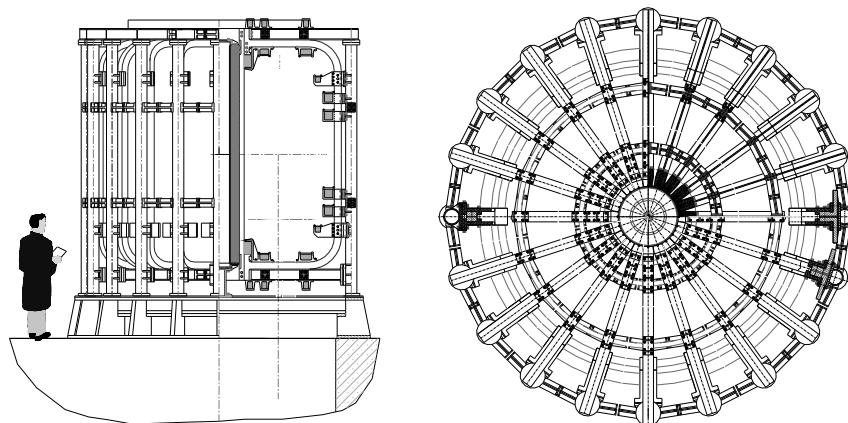


Рис. 9.12

Идея лазерного термоядерного синтеза заключается в облучении лазерным излучением небольшой сферической оболочки, заполненной газообразным или твердым топливом (рис. 9.13).

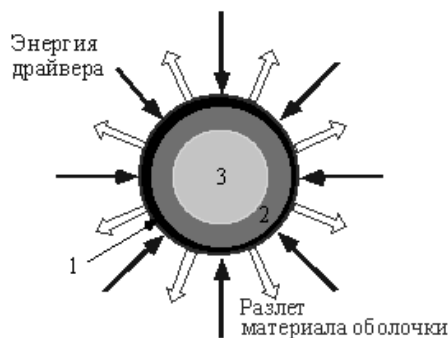


Рис. 9.13

Под действием излучения материал оболочки 1 испаряется и создает реактивные силы, способные сжать оболочку и содержащуюся в ней реагирующую смесь 2 и 3.

Параллельно с лазерами, в 60-е гг. развивались и другие мощные драйверы – ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней. Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к мишеням энергию $1\text{--}10\text{ МДж}$ за 10^{-8} с , т.е. получать пиковые мощности на уровне 10^{15} Вт . Появление новой технологии повлекло за собой интенсивные исследования физики взаимодействия мощного излучения и пучков частиц с твердым телом и привело к разработке термоядерных мишеней, способных давать положительный выход энергии.

В природе существует еще один механизм удержания, обеспечивающий непрерывное выделение термоядерной энергии, – это гравитационное удержание. Однако, чтобы обеспечить достаточно сильное гравитационное поле, потребуется масса порядка солнечной. Как мы увидим в следующей главе, источниками энергии в звездах, безусловно, являются термоядерные реакции.

9.9. Радиационная безопасность

Количество несчастных случаев, связанных с атомной энергетикой, значительно меньше на АЭС, чем в других областях человеческой деятельности. Тем не менее, несколько лет назад происшедшая авария в Чернобыле заставляет пересмотреть наше отношение к организации безопасности работы АЭС и защиты от неконтролируемого развития ядерной реакции. Необходимо дальнейшее снижение вероятности возникновения аварийных ситуаций, хотя, вероятно, полностью избежать их никогда не удастся.

Для того чтобы внедрение атомной энергетики и использование ра-

диоактивности в народном хозяйстве не принесло большего ущерба, чем тот, который наносится природе в настоящий момент, существует специальная дисциплина, именуемая **радиационной безопасностью**.

Радиационная безопасность – новая научно практическая дисциплина, возникшая с момента создания атомной промышленности.

Воздействие различных видов ионизирующего излучения на вещество характеризуют **дозой ионизирующего излучения**. Различают поглощенную, экспозиционную и биологическую дозы излучения.

Поглощенная доза излучения – физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества.

Единица поглощенной дозы излучения – грей (Гр): $1\text{Гр}=1\text{Дж/кг}$ – доза излучения, при которой облученному веществу массой 1кг передается энергия любого ионизирующего излучения 1Дж.

Экспозиционная доза излучения – физическая величина, равная отношению суммарного заряда всех ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении вторичных электронов, образующихся в элементарном объеме, к массе воздуха в этом объеме.

Единица экспозиционной дозы излучения – кулон на килограмм (Кл/кг); внесистемной единицей является рентген (Р): $1\text{Р}=2.58 \cdot 10^{-4}\text{Кл/кг}$.

Биологическая доза излучения – величина, определяющая воздействие излучения на организм.

Единица биологической дозы – биологический эквивалент рентгена (бэр): 1бэр – доза любого вида ионизирующего излучения, производящее такое же биологическое действие, как и доза рентгеновского или γ -излучения в 1Р ($1\text{бэр}=10^{-2}\text{Дж/кг}$).

Мощность дозы излучения – величина, равная отношению дозы излучения ко времени облучения. Различают: **мощность поглощающей дозы** (единица – грей на секунду) и **мощность экспозиционной дозы** (единица – ампер на килограмм).

В таблице 2 приведены характеристики радиоактивных элементов и меры предосторожности при работе с ними.

Биологическое действие ионизирующих излучений и способы защиты от них

Различают два вида эффекта воздействия на организм ионизирующих излучений: **соматический** и **генетический**.

Таблица 2

Название элемента	Характеристика элемента и меры предосторожности	Период полураспада
Радон-222	Газ, испускающий α -частицы. Образуется в горных породах. Опасен при накоплении в подвалах, необходимо проветривание	3,8 суток
Ксенон-133	Газообразные изотопы. Образуются и распадаются в процессе работы атомного реактора. В качестве защиты – изоляция	5 суток
Йод-131	Испускает β -частицы и γ -излучение. Образуется при работе атомного реактора. Вместе с зеленью усваивается животными и переходит в молоко. Накапливается в щитовидной железе человека. В качестве защиты от облучения применяют «йодную диету», т.е. вводят в рацион человека стабильный йод	8 суток
Криптон-85	Тяжелый газ, испускающий β -частицы и γ -излучение. Входит в состав отработанного топливного элемента реактора. Выделяется при хранении. Защита – изолированное помещение	10 лет
Стронций - 90	Металл, испускающий β -частицы. Основной продукт деления в радиоактивных отходах. Накапливается в костных тканях человека	29 лет
Цезий-137	Металл, испускающий β -частицы и γ -излучение. Накапливается в клетках мышечной ткани	30 лет
Радий-226	Тяжелый газ, испускающий α -частицы, β -частицы и γ -излучение. Защита – укрытия, убежища	1600 лет
Углерод-14	Испускает β -частицы. Естественный природный изотоп углерода. Используется при определении возраста материала	5500 лет
Плутоний-239	Испускает α -частицы. Содержится в радиоактивных отходах. Защита – качественное захоронение радиоактивных отходов	24000 лет
Калий-40	Испускает β -частицы и γ -излучение. Содержится во всех растениях и животных	1,3 млрд лет

При соматическом эффекте последствия проявляются непосредственно у облучаемого, при генетическом – у его потомства.

Соматические эффекты могут быть ранними или отдалёнными. Ранние возникают в период от нескольких минут до 30–60 суток после облучения. К ним относят покраснение и шелушение кожи, помутнение хрусталика глаза, поражение кроветворной системы, лучевая болезнь. Острая лучевая болезнь развивается при кратковременном облучении всего организма, при получении им дозы от 1 до 100 и более грей (Гр) за 1–3 дня. Летальным исходом, как правило, заканчиваются случаи, в которых организм получил более 10 Гр за 1–3 дня. При получении дозы до 10 Гр развивается острая лучевая болезнь 4-х степеней тяжести.

Острая лучевая болезнь легкой степени тяжести развивается при воздействии излучения в дозе 1–2.5 Гр. Первичная реакция (первые 2–3 дня) – головокружение, тошнота. Латентный период (около 1 месяца) – постепенное снижение первичных признаков. Восстановление полное.

Острая лучевая болезнь средней степени тяжести развивается при воздействии излучения в дозе 2.5–4 Гр. Первичная реакция (первые 1–2 часа) – головокружение, тошнота, рвота. Латентный период (около 25 дней) – наличие изменения слизистых оболочек, инфекционных осложнений, возможен летальный исход.

Острая лучевая болезнь тяжелой степени развивается при воздействии излучения в дозе 4–10 Гр. Первичная реакция (первые 30–60 минут) – головная боль, повторная рвота, повышение температуры тела. Латентный период (около 15 дней) – инфекционные поражения, поражения слизистых оболочек, лихорадка. Частота летальных исходов выше, чем при средней степени тяжести.

Острая лучевая болезнь крайне тяжелой степени развивается при воздействии излучения в дозе более 10 Гр. Летальный исход почти неизбежен.

Лечение острой лучевой болезни заключается во введении в организм антибиотиков, с целью предотвратить инфекционные осложнения, введении в организм донорских тромбоцитов, пересадке костного мозга.

Хроническая лучевая болезнь возникает при ежедневном получении дозы в 0.005 Гр. Наблюдается развитие различных заболеваний, связанных с дисфункцией желез внутренней секреции, нарушение артериального давления. Профилактика хронической лучевой болезни заключается в неукоснительном соблюдении принятых норм радиационной безопасности.

Несмотря на ту опасность, которую представляет атомная энергетика, она является той экологически чистой индустрией, на которую возлагает свои надежды все передовое человечество.

Контрольные вопросы

1. Атомное ядро «составили» из N нуклонов (масса каждого нуклона равна m). Чему равны масса и удельная энергия связи ядра?
2. Чем отличаются изобары от изотопов?
3. Почему прочность ядер уменьшается при переходе к тяжелым элементам?
4. Как и во сколько раз изменится число ядер радиоактивного вещества за время, равное трем периодам полураспада?
5. По какому закону изменяется со временем активность нуклида?
6. Как объясняется α -распад на основе квантовой теории?
7. Как изменится положение химического элемента в периодической системе элементов после двух α -распадов ядер его атомов? после последовательных одного α -распада и двух β^- -распадов?
8. Как объясняется непрерывность энергетического спектра β -частиц?
9. Изменится ли химическая природа элемента при испускании его ядром γ -кванта?
10. Какие явления сопровождают прохождение γ -излучения через вещество и в чем их суть?
11. Под действием каких частиц (α -частиц, нейтронов) ядерные реакции более эффективны? Почему?
12. Объясните выброс нейтрино (антинейтрино) при $\beta^\pm$ -распадах?
13. По каким признакам классифицируются ядерные реакции?
14. Запишите схему e^- -захвата. Что сопровождает e^- -захват? В чем его отличие от $\beta^\pm$ -распадов?
15. Что представляет собой реакция деления ядер? Примеры.
16. Охарактеризуйте нейтроны деления. Какие они бывают?
17. В результате какой реакции происходит превращение ядер ${}_{92}^{238}\text{U}$ в ядра ${}_{94}^{239}\text{Pu}$? Каковы ее перспективы?
18. Что можно сказать о характере цепной реакции деления, если:
1) $k > 1$; 2) $k = 1$; 3) $k < 1$?
19. Почему деление тяжелых ядер и синтез атомных ядер сопровождаются выделением большого количества энергии? Когда на один нуклон выделяется большая энергия? Почему?
20. По каким признакам классифицируются ядерные реакторы?

Тема 10. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

10.1. Общие сведения об элементарных частицах

10.2. Виды взаимодействий

10.3. Краткая классификация и свойства частиц

10.4. Странные частицы

10.5. Кварки и очарование

10.6. Великое объединение (идеи объединения фундаментальных взаимодействий)

10.1. Общие сведения об элементарных частицах

Дать строгое определение понятия *элементарных частиц* оказывается затруднительным. В качестве первого приближения можно понимать под *элементарными частицами* такие микрочастицы, внутреннюю структуру которых на современном уровне развития физики нельзя представить как объединение других частиц. Во всех наблюдавшихся до сих пор явлениях каждая такая частица ведёт себя как единое целое. Элементарные частицы могут превращаться друг в друга (протон в нейтрон и наоборот, γ -квант в e^-e^+ и наоборот и т.д.).

В настоящее время общее число известных элементарных частиц (вместе с античастицами) приближается к 400. Пока мы встречались только с электроном e^- (позитроном e^+), протоном p , нейтроном n , фотоном γ и электронным (анти) нейтрино ν_e ($\bar{\nu}_e$). Эти частицы стабильны или квазистабильны, и они существуют в природе в свободном или слабосвязанном состоянии. Так, квазистабильные нейтроны входят в состав атомных ядер, многие из которых являются абсолютно устойчивыми. Почти все остальные элементарные частицы крайне нестабильны и образуются во вторичном космическом излучении или получают в лаборатории с помощью ускорителей, а затем быстро распадаются, превращаясь в конечном итоге в стабильные частицы. Основные классы элементарных частиц и их наиболее важные представители рассмотрены ниже.

Для описания свойств отдельных элементарных частиц вводится целый ряд физических величин, значениями которых они и различаются. Наиболее известными среди них являются масса, среднее время жизни, спин, электрический заряд, магнитный момент. О других характеристиках частиц, в том числе о зарядах, отличных от электрического, будем говорить по ходу изложения.

На рис. 10.1 показаны масштабы пространства и способы его исследования.

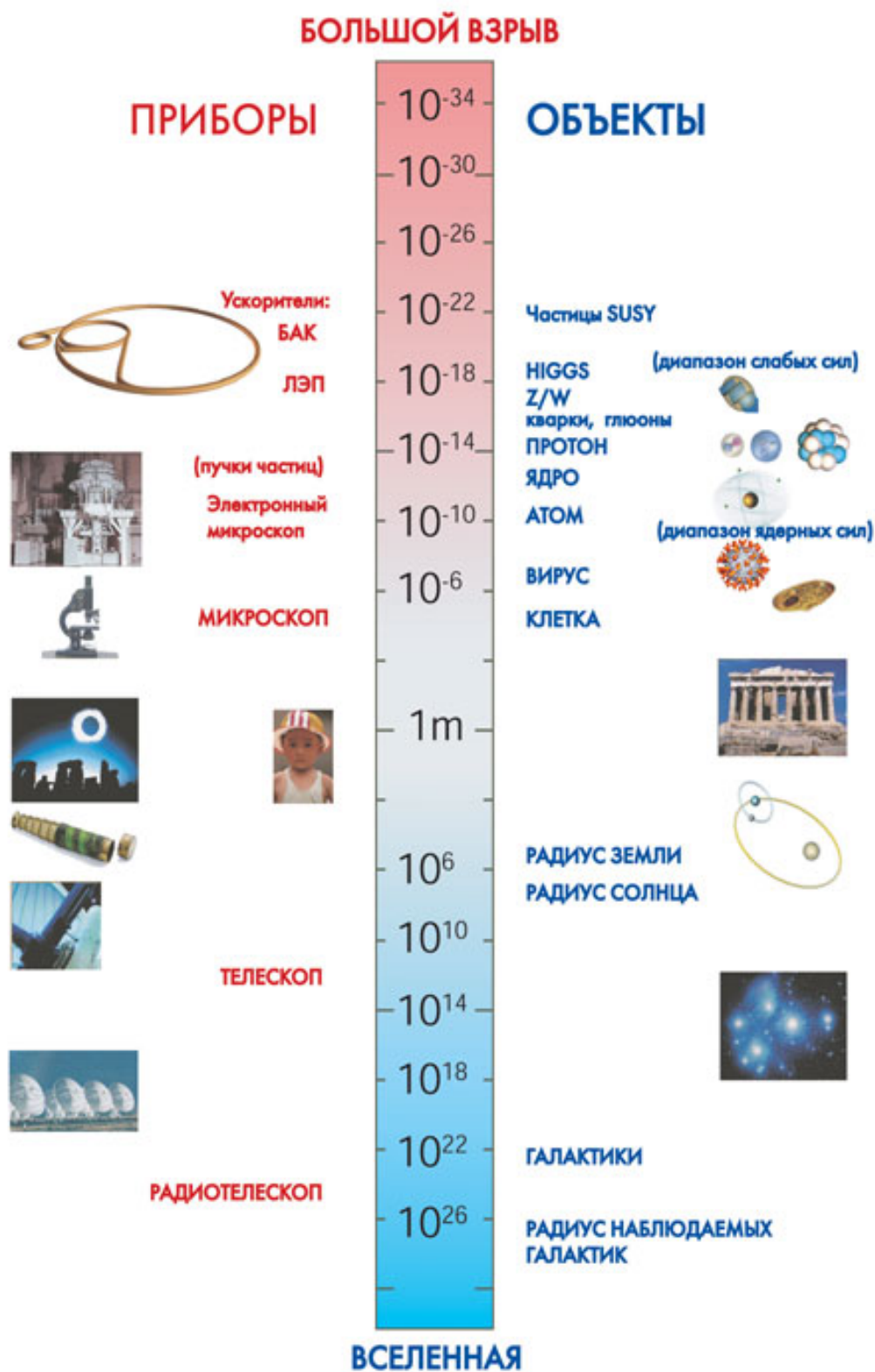


Рис. 10.1

Из соотношений неопределенностей следует, что для выявления деталей структуры порядка Δr нужно иметь зондирующие частицы с импульсом ($\Delta p > h / \Delta r$). Если принять $\Delta p = E / c$, то $\Delta r = hc / E$. Современные ускорители позволяют получать частицы с энергией до $1000 \text{ ГэВ} \approx 10^{12} \text{ эВ}$. Следовательно, с их помощью можно проникнуть в глубь вещества на расстояние порядка

$$\Delta r \approx (10^{-34} \cdot 10^8) / (10^{12} \cdot 10^{-19}) \approx 10^{-19} \text{ м}.$$

Различают **три уровня микромира**:

- *молекулярно-атомный*: $E = 1 - 10 \text{ эВ}$, $\Delta r \approx 10^{-8} - 10^{-10} \text{ м}$.
- *ядерный*: $E = 10^6 - 10^8 \text{ эВ}$, $\Delta r \approx 10^{-14} - 10^{-15} \text{ м}$.
- *элементарные частицы*: $E > 10^8 \text{ эВ}$, $\Delta r < 10^{-15} \text{ м}$.

10.2. Виды взаимодействий

Известны **четыре вида взаимодействий** между элементарными частицами: **сильное**, **электромагнитное**, **слабое** и **гравитационное** (они перечислены в порядке убывания интенсивности). *Интенсивность взаимодействия принято характеризовать так называемой константой взаимодействия α , которая представляет собой безразмерный параметр, определяющий вероятность процессов, обусловленных данным видом взаимодействия.* Для электромагнитного взаимодействия константа:

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2},$$

где E – энергия взаимодействия двух электронов, находящихся на расстоянии λ . Следовательно,

$$E' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\lambda} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2 m_e c}{\hbar}.$$

Тогда характеристическое отношение имеет вид:

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Константа электромагнитных взаимодействий – безразмерная величина:

$$\alpha = \frac{\text{Кл}^2 \cdot \text{м} \cdot \text{с}}{\text{ф} \cdot \text{Дж} \cdot \text{с} \cdot \text{м}} = \frac{\text{Кл}^2 \cdot \text{В}}{\text{Кл} \cdot \text{Кл} \cdot \text{В}} = 1.$$

Константы других видов взаимодействий определяют относительно значения константы электромагнитного взаимодействия.

Отношение констант даёт относительную интенсивность соответствующих взаимодействий.

Сильное взаимодействие. Этот вид взаимодействия обеспечивает связь нуклонов в ядре. Константа сильного взаимодействия имеет величину порядка 1–10. Наибольшее расстояние, на котором проявляется сильное взаимодействие (радиус действия), составляет примерно 10^{-15} м.

Электромагнитное взаимодействие. Константа взаимодействия равна $1/137 \approx 10^{-2}$ (константа тонкой структуры). Радиус действия не ограничен ($r = \infty$).

Слабое взаимодействие. Это взаимодействие ответственно за все виды β -распада ядер (включая e -захваты), за распады элементарных частиц, а также за все процессы взаимодействия нейтрона с веществом. Константа взаимодействия равна величине порядка $10^{-10} - 10^{-14}$. Слабое взаимодействие, как и сильное, является короткодействующим.

Гравитационное взаимодействие. Константа взаимодействия имеет значение порядка 10^{-38} . Радиус действия не ограничен ($r = \infty$). Гравитационное взаимодействие является универсальным, ему подвержены все без исключения элементарные частицы. Однако в процессах микромира гравитационное взаимодействие ощутимой роли не играет. В табл. 1 приведены значения константы разных видов взаимодействия, а также среднее время жизни частиц, распадающихся за счёт данного вида взаимодействия (время распада).

Таблица 1

Тип взаимодействий	Механизм обмена	Интенсивность, α	Радиус, r , м	Характерное время жизни, τ , с
Сильное	глюонами	≈ 1	$\approx 10^{-15}$	$\approx 10^{-23}$
Электромагнитное	фотонами	$\approx \frac{1}{137}$	∞	$\approx 10^{-18}$
Слабое	промежуточн. бозонами	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-13}$
Гравитационное	гравитонами	$\approx 10^{-38}$	∞	?

10.3. Краткая классификация и свойства частиц

Для того чтобы объяснить свойства и поведение элементарных частиц, их приходится наделять, кроме массы, электрического заряда и ти-

па, рядом дополнительных, характерных для них величин (квантовых чисел), о которых мы поговорим ниже.

Элементарные частицы обычно подразделяются на **четыре класса**. Помимо этих классов, предполагается существование ещё одного класса частиц – **гравитонов** (квантов гравитационного поля). Экспериментально эти частицы ещё не обнаружены.

Дадим краткую характеристику четырём классам элементарных частиц.

К одному из них относится только одна частица – **фотон**.

Фотоны γ (кванты электромагнитного поля) участвуют в электромагнитных взаимодействиях, но не обладают сильным и слабым взаимодействием.

Второй класс образуют **лептоны**, третий – **адроны** и, наконец, четвёртый – **калибровочные бозоны** (табл. 2)

Таблица 2

Элементарные частицы			
Лептоны	Калибровочные бозоны	Адроны	
$e^- \mu^- \tau^-$ $\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	$\gamma, W^+, W^-, Z, 8g$	Барионы (qqq) $B = 1$	Мезоны ($q\bar{q}$) $B = 0$
		$n, p,$ гипероны ($\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$) и др. Барионные резонансы	$\pi, K, J/\Psi$ и др. Мезонные резонансы

Лептоны (греч. «лептос» – лёгкий) – частицы, участвующие в электромагнитных и слабых взаимодействиях. К ним относятся частицы, не обладающие сильным взаимодействием: электроны (e^-, e^+), мюоны (μ^-, μ^+), таоны (τ^-, τ^+), а также электронные нейтрино ($\nu_e, \tilde{\nu}_e$), мюонные нейтрино ($\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$) и тау-нейтрино ($\nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$). Все лептоны имеют спины, равные $1/2\hbar$, и следовательно являются **фермионами**. Все лептоны обладают слабым взаимодействием. Те из них, которые имеют электрический заряд (т.е. мюоны и электроны), обладают также и электромагнитным взаимодействием. Нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

Адроны (греч. «адрос» – крупный, массивный) – частицы, участвующие в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Сегодня известно свыше сотни адронов и их подразделяют на **барионы** и **мезоны**.

Барионы – адроны, состоящие из трёх кварков (qqq) и имеющие барионное число $B = 1$.

Класс барионов объединяет в себе нуклоны (p, n) и нестабильные частицы с массой большей массы нуклонов, получившие название **гиперонов** ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-$). Все гипероны обладают сильным взаимодействием, и следовательно активно взаимодействуют с атомными ядрами. Спин всех барионов равен $1/2\hbar$, так что барионы являются **фермионами**. За исключением протона, все барионы нестабильны. При распаде бариона, наряду с другими частицами, обязательно образуется барион. Эта закономерность является одним из проявлений закона сохранения барионного заряда.

Мезоны – адроны, состоящие из кварка и антикварка ($q\bar{q}$) и имеющие барионное число $B = 0$.

Мезоны – сильно взаимодействующие нестабильные частицы, не несущие так называемого барионного заряда. К их числу принадлежат π -мезоны или пионы (π^+, π^-, π^0), K-мезоны, или каоны ($K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0$), и η -мезоны. Массы π^+ и π^- мезонов одинакова и равна $273,1 m_e$, $m_{\pi^0} \approx 264,1 m_e$ время жизни, соответственно, $2,6 \cdot 10^{-8}$ и $0,8 \cdot 10^{-16}$ с. Масса K-мезонов составляет $970 m_e$. Время жизни K-мезонов имеет величину порядка 10^{-8} с. Масса эта-мезонов $1074 m_e$, время жизни порядка 10^{-19} с. В отличие от лептонов, мезоны обладают не только слабым (и если они заряжены, электромагнитным), но также и сильным взаимодействием, проявляющимся при взаимодействии их между собой, а также при взаимодействии между мезонами и барионами. Спин всех мезонов равен нулю, так что они являются **бозонами**.

Калибровочные бозоны – частицы, осуществляющие взаимодействие между фундаментальными фермионами (кварками и лептонами). Это частицы W^+, W^-, Z^0 и восемь типов глюонов g . Сюда же можно отнести и фотон γ .

Свойства элементарных частиц

Каждая частица описывается набором физических величин – квантовых чисел, определяющих её свойства. Наиболее часто употребляемые характеристики частиц следующие.

Масса частицы, m . Массы частиц меняются в широких пределах от 0 (фотон) до 90 ГэВ (Z -бозон). Z -бозон – наиболее тяжелая из известных частиц. Однако могут существовать и более тяжелые частицы. Массы адронов зависят от типов входящих в их состав кварков, а также от их спиновых состояний.

Время жизни, τ . В зависимости от времени жизни частицы делятся на *стабильные частицы*, имеющие относительно большое время жизни, и *нестабильные*.

К *стабильным частицам* относят частицы, распадающиеся по слабому или электромагнитному взаимодействию. Деление частиц на стабильные и нестабильные условно. Поэтому к стабильным частицам принадлежат такие частицы, как электрон, протон, для которых в настоящее время распады не обнаружены, так и π^0 -мезон, имеющий время жизни $\tau = 0.8 \cdot 10^{-16}$ с.

К *нестабильным частицам* относят частицы, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Их обычно называют **резонансами**. Характерное время жизни резонансов – 10^{-23} – 10^{-24} с.

Спин J . Величина спина измеряется в единицах $\hbar$ и может принимать 0, полуцелые и целые значения. Например, спин π -, K -мезонов равен 0. Спин электрона, мюона равен 1/2. Спин фотона равен 1. Существуют частицы и с большим значением спина. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми–Дирака, с целым спином – Бозе–Эйнштейна.

Электрический заряд q . Электрический заряд является целой кратной величиной от $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, называемой элементарным электрическим зарядом. Частицы могут иметь заряды 0, ± 1 , ± 2 .

Внутренняя четность P . Квантовое число P характеризует свойство симметрии волновой функции относительно пространственных отражений. Квантовое число P имеет значение $+1$, -1 .

Наряду с общими для всех частиц характеристиками, используют также квантовые числа, которые приписывают только отдельным группам частиц.

Квантовые числа: барионное число B , странность s , очарование (*charm*) c , красота (*bottomness* или *beauty*) b , верхний (*topness*) t , изотопический спин I приписывают только сильновзаимодействующим частицам – адронам.

Лептонные числа L_e, L_μ, L_τ . Лептонные числа приписывают частицам, образующим группу лептонов. Лептоны e, μ и τ участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны ν_e, ν_μ и ν_τ участвуют только в слабых взаимодействиях. Лептонные числа имеют зна-

чения $L_e, L_\mu, L_\tau = 0, +1, -1$. Например, e^- , электронное нейтрино ν_e имеют $L_e = +1$; $e_\mu^+, \bar{\nu}_e$ имеют $L_e = -1$. Все адроны имеют $L_e = L_\mu = L_\tau = 0$.

Барионное число B . Барионное число имеет значение $B = 0, +1, -1$. Барионы, например, n, p, Λ, Σ , нуклонные резонансы имеют барионное число $B = +1$. Мезоны, мезонные резонансы имеют $B = 0$, антибарионы имеют $B = -1$.

Странность s . Квантовое число s может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ и определяется кварковым составом адронов. Например, гипероны Λ, Σ имеют $s = -1$; K^+, K^- мезоны имеют $s = +1$.

Charm c . Квантовое число c может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружены частицы, имеющие $c = 0, +1$ и -1 . Например, барион Λ^+ имеет $c = +1$.

Bottomness b . Квантовое число b может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружены частицы, имеющие $b = 0, +1, -1$. Например, B^+ -мезон имеет $b = +1$.

Topness t . Квантовое число t может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружено всего одно состояние с $t = +1$.

Изоспин I . Сильновзаимодействующие частицы можно разбить на группы частиц, обладающих схожими свойствами (одинаковое значение спина, чётности, барионного числа, странности и др. квантовых чисел, сохраняющихся в сильных взаимодействиях) – *изотопические мультиплеты*. Величина изоспина I определяет число частиц, входящих в один изотопический мультиплет, n и p составляет изотопический дуплет $I = 1/2$; $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$, входят в состав *изотопического триплета* $I = 1$, Λ – *изотопический синглет* $I = 0$, число частиц, входящих в один *изотопический мультиплет*, $2I + 1$.

G – четность – это квантовое число, соответствующее симметрии относительно одновременной операции зарядового сопряжения c и изменения знака третьего компонента I изоспина. G -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях.

10.4. Странные частицы

В начале 50-х годов XX в. было обнаружено, что некоторые из недавно открытых частиц, а именно K, Λ, Σ , ведут себя странно в двух отношениях.

- Во-первых, они всегда рождаются парами. Например, реакция $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$ проходит с вероятностью, близкой к 1, а реакция

$\pi^- + p \rightarrow K^0 + n$ никогда не наблюдалась. Это казалось тем более странным, что вторая реакция не нарушала ни одного из известных законов сохранения и для её осуществления было достаточно энергии.

- Во-вторых, хотя рождение **странных** частиц (как их стали называть) было обусловлено сильным взаимодействием (т.е. происходило с большой вероятностью), их распады не имели характерного для сильного взаимодействия времени жизни, хотя они и распадались на сильно-взаимодействующие частицы (например $K \rightarrow 2\pi$, $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$). Вместо величин порядка 10^{-23} с, как следовало ожидать для частиц, распадающихся за счёт сильного взаимодействия, их время жизни оказалось в пределах от 10^{-10} до 10^{-8} с, что характерно для слабого взаимодействия.

Для объединения этих фактов было введено новое квантовое число **странность** и **новый закон сохранения (странности)**. Так вот в первой реакции странность частиц до реакции совпадает со странностью частиц после реакции, а во второй реакции странность не сохраняется и поэтому эта реакция не идет.

Для объяснения особенностей распада странных частиц предполагается, что странность сохраняется в сильном взаимодействии и не сохраняется в слабом взаимодействии. Следовательно, хотя закон сохранения запрещает распад странных частиц на более лёгкие, нестранные частицы, за счёт сильного взаимодействия, такие распады происходят и за счёт слабого взаимодействия. Но слабые распады происходят гораздо медленнее, что соответствует большим временам жизни.

Сохранение странности оказалось первым примером «частично сохраняющейся величины», странность сохраняется в сильном и не сохраняется в слабом взаимодействии.

10.5. Кварки и очарование

Почти все наблюдаемые частицы принадлежат одному из двух семейств: **лептонам** и **адронам**. Основное различие между ними состоит в том, что адроны не участвуют в сильном взаимодействии, а лептоны участвуют. Другое важное различие состоит в том, что в 60-х годах были известны четыре лептона (e^- , μ^- , ν_e , ν_μ) и их античастицы и более сотни адронов.

Лептоны считаются элементарными частицами, т.к. они, насколько известно, не распадаются на составные части, не обнаруживают никакой внутренней структуры и не имеют определённого размера. (Попытки определить размеры лептонов показали, что верхний предел со-

ставляет 10^{-18} м). С другой стороны, адроны оказались более сложными частицами. Эксперименты показали, что адроны обладают внутренней структурой, и их обилие наводит на мысль, что адроны совсем не элементарны. Для решения этой проблемы М. Гелл-Манн и Г. Цвейг в 1963 г. Независимо друг от друга высказали идею, согласно которой все известные адроны не элементарны, а построены из трёх более фундаментальных точечных объектов, называемых **кварками**. Подобно лептонам кварки представляют собой **истинно элементарные частицы**. Три «сорта» кварков были обозначены буквами

u (*up* – вверх),
d (*down* – вниз),
s (*strange* – странный).

Предполагается, что кварки имеют дробный электрический заряд (равный $1/3$ или $2/3$ заряда электрона, т.е. меньше заряда, который раньше считался минимальным). Все известные в то время адроны теоретически можно было построить из кварков трёх видов: *u*, *d*, *s*. Мезоны состоят из сочетания кварк-антикварк. Например, π^+ -мезон представляет собой пару *ud*. Барионы состоят из трёх кварков. Например, нейтрон $n = ddu$, а антипротон $\bar{p} = u\bar{u}\bar{d}$.

Вскоре после появления гипотезы кварков физики занялись поиском этих частиц с дробным знаком. Хотя имеются новейшие экспериментальные доказательства их существования, непосредственно обнаружить кварки не удалось. Было высказано предположение, что кварки очень сильно связаны и не существуют в свободном состоянии (заключены в адронах).

В 1964 г. ряд физиков высказали предположение о существовании четвертого кварка. Они основывались на глубокой симметрии природы, включая связь кварков и лептонов. Если существует (как считали в 60-х годах) четыре лептона, то и кварков должно быть четыре.

Четвертый кварк получил название **очарованный**. Его электрический заряд должен быть равен $2/3e$. Кроме того, этот кварк должен обладать ещё одним свойством, отличающим его от трёх остальных кварков. Это новое свойство, или квантовое число, было названо **очарованием**. Предполагалось, что очарование ведёт себя подобно странности: сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействии и не сохраняется в слабом взаимодействии. У нового очарованного кварка $c = +1$, у его антикварка $\bar{c} = -1$.

Между тем до 1974 г. необходимости в очарованном кварке не возникало. В этом году был открыт тяжёлый J/Ψ -мезон: его масса 3100 МэВ. Для объяснения существования этого тяжёлого мезона и дру-

гих тяжёлых мезонов, которые были открыты позже, и понадобился очарованный кварк.

После открытия (экспериментального) τ -лептона с массой 178 МэВ и соответствующего ν_τ -семейства лептонов стало насчитываться шесть частиц (и шесть античастиц). Исходя из закона, предположили существование ещё двух кварков: b -кварки (*bottom* – низ или *beauty* – красивый) и t -кварки (*truth* – истинное). Соответственно, новые свойства (квантовые числа), отличающие новые кварки от ранее известных, называются t и b -свойствами или **истиной** и **красотой**.

Вскоре после формирования модели кварков было выдвинуто предположение, что кварки обладают ещё одним свойством (или качеством), которое получило название **цвет**. Различие между пятью и шестью кварками u, d, s, c, b, t стали называть **ароматом**. Согласно существующим представлениям, каждый из ароматов кварка может иметь три цвета, обычно обозначаемых как **красный**, **зеленый** и **синий**. Цвета антикварков называются, соответственно антикрасный, антизеленый и антисиний. Барионы содержат три кварка – по одному каждого цвета; мезоны состоят из пары кварк-антикварк определенного цвета и соответствующего антицвета, поэтому и барионы, и мезоны оказываются «белыми» или «бесцветными».

Первоначально цвета кварков были введены для того, чтобы удовлетворить принципу Паули для частиц со спинами $1/2$ (или любым полуцелым спином, например $3/2, 5/2$ и т. д.), таких как электрон или нуклон. Т.к. спин кварков равен $1/2$, они должны подчиняться принципу Паули. Но у трёх барионов uuu, ddd, sss все три кварка имели бы одинаковые квантовые числа и по крайней мере у двух из них спины имели бы одинаковое направление (т.к. существует только два возможных направления спина $+1/2$ и $-1/2$). Это означало бы нарушение принципа Паули. Но если бы кварки обладали дополнительным числом (цветом), которое у каждого кварка принимало своё значение, то кварки могли бы различаться этим квантовым числом и принцип Паули не нарушался бы. Хотя цвет кварков и связанное с ним (троекратное) увеличение числа кварков были введены искусственно, это позволило улучшить согласие теории с экспериментом и, в частности, предсказать правильное время жизни π^0 -мезона. Кроме того, представление в цвете вскоре стало центральным моментом теории, поскольку именно с цветом стали связывать взаимодействие, удерживающее кварки в адроне. Каждому кварку приписывается **цветовой заряд**, аналогичный электрическому заряду, сильное взаимодействие между кварками часто называют **цветовым**

взаимодействием. Новая теория сильного взаимодействия получила название **квантовой хромодинамики** («хрома» – цвет).

Считается, что сильное взаимодействие адронов сводится к взаимодействию составляющих его кварков. Частицы, переносящие взаимодействие, называются **глюонами** (от англ. glue – клей). Согласно теории существует восемь глюонов – все с нулевой массой покоя, часть из них имеют цветовой заряд. Таким образом, глюоны пришли на смену мезонам в качестве частиц, переносящих сильное взаимодействие (цветовое). Переносчиками слабого взаимодействия являются $W^{\pm}$ - и Z^0 -частицы. Это взаимодействие обусловлено слабым зарядом, которым обладает каждая частица.

Таким образом, у каждой элементарной частицы есть электрический заряд, слабый заряд, цветовой заряд и гравитационная масса (хотя одна или даже несколько из этих характеристик могут быть равны нулю). Например, цветовой заряд всех лептонов равен нулю, поэтому они не участвуют в сильном взаимодействии.

Резюмируя все вышеизложенное, можно сделать вывод, что в современных теориях истинно элементарными частицами являются фотоны, лептоны, кварки, глюоны, $W^{\pm}$ - и Z^0 -частицы. До сих пор наблюдались только комбинации кварков (барионы, мезоны). Весьма вероятно, что кварки не существуют в свободном состоянии. С другой стороны, некоторые физики считают, что лептоны и кварки не являются фундаментальными частицами, а состоят из ещё более фундаментальных частиц.

10.6. Великое объединение (идеи объединения фундаментальных взаимодействий)

Одна из главных задач физики – описать разнообразие природы единым способом. Самые большие научные достижения прошлого были шагами к этой цели: объединение земной и небесной механики Исааком Ньютоном в XVII столетии; оптики с теорией электричества и магнетизма Джеймсом Клерком Максвеллом в XIX столетии; геометрии пространства-времени и гравитации Альбертом Эйнштейном с 1905 по 1916 г., а также химии и атомной физики в квантовой механике в 20-х годах.

Последняя в ряду таких объединений – **Стандартная модель** взаимодействия элементарных частиц (СМ), включающая в себя минимальную модель электрослабого взаимодействия Глэшоу–Вайнберга–Салама и квантовую хромодинамику (КХД). Можно сказать, что на се-

годняшний день именно СМ является реальным итогом многолетней работы сотен тысяч людей, от теоретиков до простых инженеров и лаборантов.

Есть идеи относительно того, как теория сильных взаимодействий может быть объединена с теорией слабых и электромагнитных взаимодействий. Такое объединение часто называется великим объединением, но оно может сработать, только если подключить гравитацию. Это само по себе является тяжелой задачей.

В теории ненарушенной калибровочной симметрии, которая лежит в основе Стандартной модели сильного и электрослабого взаимодействий, массы всех фундаментальных частиц равны нулю. Ненулевыми они становятся в результате спонтанного нарушения симметрии в процессе взаимодействия с хиггсовым полем, квантами которого являются *бозоны Хиггса* с нулевым спином и неизвестной (плохо предсказываемой теоретически) массой. Существование бозонов Хиггса предсказано в теории электрослабого взаимодействия, а их поиск является одной из важнейших задач физики элементарных частиц ближайшего будущего.

Стандартная модель – квантово-полевая теория. Основные объекты такой теории – поля, включая электромагнитное поле. Колебания таких полей переносят энергию и импульс. Эти волны собираются в пакеты, или кванты, которые наблюдаются в лаборатории как элементарные частицы. В частности, квант электромагнитного поля – частица, известная как фотон.

Стандартная модель включает в себя поля для каждого типа элементарных частиц (рис. 10.3). Стандартная модель физики элементарных частиц описывает каждую частицу материи и каждую силу как квантовое поле. Элементарные частицы материи – три поколения фермионов (*a*). Каждое поколение этих частиц имеет сходную структуру свойств. Фундаментальные взаимодействия переносятся бозонами (*b*), которые организованы согласно трем близко родственными симметриями. Кроме того, одна или большее количество частиц или полей Хиггса (*c*) порождают массы других полей.

Имеются лептонные поля, кванты которых представляют собой знакомые нам электроны. Более тяжелые частицы известны как мю-мезоны (μ) и тау-мезоны (τ), а также соответствующие им электрически нейтральные частицы, известные как нейтрино (ν). Имеются также поля для кварков различных типов, некоторые из которых связаны вместе внутри протонов и нейтронов, составляющих ядра обычных атомов. Силы между этими частицами обусловлены процессами обмена фотонами и калибровочными бозонами W^+ , W^- и Z^0 , передающими слабые

взаимодействия, а также восьмью типами глюонов, ответственных за сильное взаимодействие. Эти частицы демонстрируют широкое разнообразие масс, в котором скрыта еще не открытая закономерность, где электрон в 350000 раз легче, чем самый тяжелый кварк, а нейтрино еще легче, чем электрон.

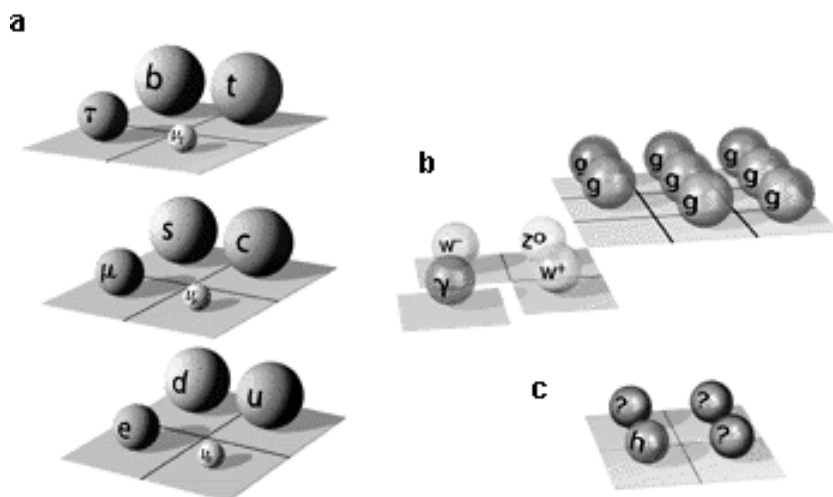


Рис. 10.3

Стандартная модель не позволяет рассчитать любую из этих масс, пока мы не введем в нее дополнительные скалярные поля. «Скаляр» означает, что эти поля не чувствительны к направлению в пространстве, в отличие от электрических, магнитных и других полей Стандартной модели. Скалярные поля могут заполнять все пространство, не противореча изотропным свойствам пространства. Взаимодействие других полей Стандартной модели со скалярными полями, как полагают, дает массы частицам Стандартной модели.

Чтобы завершить Стандартную модель, необходимо подтвердить существование скалярных полей и выяснить, сколько существует типов полей. Это – проблема обнаружения новых элементарных частиц, часто называемых частицами Хиггса, которые могут быть зарегистрированы по схеме, изображенной на рис. 10.4, как кванты этих полей. Имеется достаточно оснований ожидать, что эта задача будет выполнена к 2020 г., поскольку ускоритель, называемый Большим адронным коллайдером (рис. 10.5) Европейской лаборатории физики элементарных частиц, близ Женевы (CERN), будет работать для этого более десяти лет. На этом коллайдере, по крайней мере, должна быть обнаружена единственная электрически нейтральная скалярная частица.

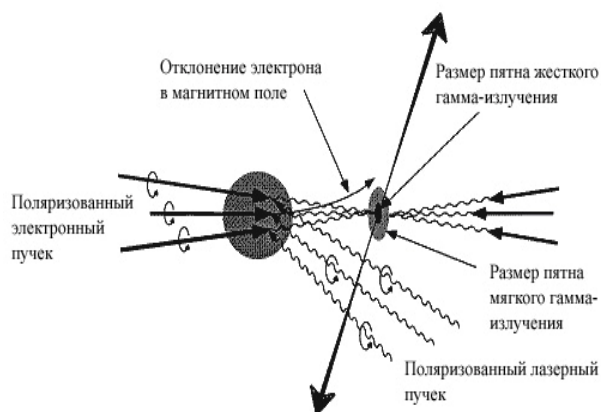


Рис. 10.4

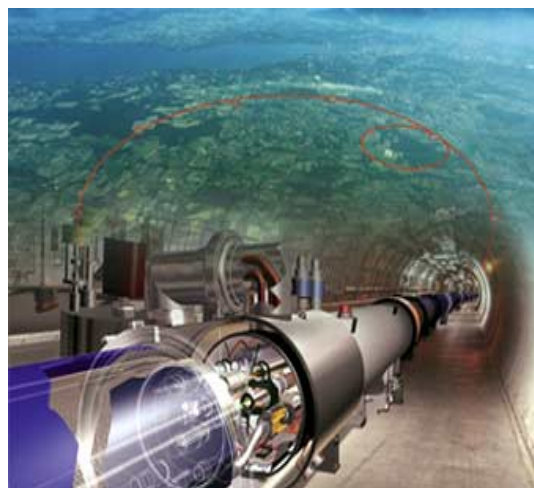


Рис. 10.5

Объединение разнородных явлений в одной теории уже долгое время является центральной темой физики. Стандартная модель физики частиц успешно описывает три (электромагнетизм, слабые и сильные взаимодействия) из четырех известных науке сил, но впереди еще окончательное объединение с общей теорией относительности, которая описывает гравитацию и природу пространства и времени (табл. 2).

Таблица 2

электричество	электромагнетизм	электрослабое взаимодействие	Стандартная модель	?
магнетизм				
свет				
бета-распад	слабое взаимодействие			
нейтрино				
протоны	сильное взаимодействие			
нейтроны				
пионы				
земное притяжение	универсальная гравитация		Общая теория относительности	
небесная механика				
	геометрия пространства-времени			

Развитие физики элементарных частиц, изучение ранней Вселенной и требования математической согласованности приведут к созданию полной, единой теории.

Контрольные вопросы

1. Что вы понимаете под элементарными частицами?
2. Какого общее число известных элементарных частиц?
3. Назовите основные классы элементарных частиц и их наиболее важных представителей?
4. Дайте понятие стабильных, квазистабильных и нестабильных элементарных частиц?
5. Какие существуют три уровня микромира?
6. Какова природа первичного и вторичного космического излучений? Назовите их свойства.
7. Приведите примеры распада π -мезонов. Дайте характеристику π -мезонам.
8. Какие фундаментальные типы взаимодействий осуществляются в природе и как их можно охарактеризовать? Какой из них является универсальным?
9. Что называется константой взаимодействия
10. Какие законы сохранения выполняются для всех типов взаимодействий элементарных частиц?
11. Что является фундаментальным свойством всех элементарных частиц?
12. Назовите свойства нейтрино и антинейтрино. В чем их сходство и различие?
13. Какие характеристики являются для частиц и античастиц одинаковыми? Какие – разными?
14. Что такое странность и четность элементарных частиц? Для чего они вводятся? Всегда ли выполняются законы их сохранения?
15. Почему магнитный момент протона имеет то же направление, что и спин, а у электрона направления этих векторов противоположны?
16. Какие законы сохранения выполняются при сильных взаимодействиях элементарных частиц? при слабых взаимодействиях?
17. Каким элементарным частицам и почему приписывают лептонное число? барионное число? В чем заключаются законы их сохранения?
18. Зачем нужна гипотеза о существовании кварков? Что объясняется с ее помощью? В чем ее трудность? Что такое хромодинамика?
19. Почему потребовалось введение таких характеристик кварков, как цвет и очарование?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы закончили изучение последнего и наиважнейшего раздела курса общей физики «Квантовая оптика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц». Из пройденного материала видно, что среди всех дисциплин в вузе нет таких, которые могли бы сравниться с курсом физики по богатству и многообразию идей, методов исследования и фундаментальности изучаемых в нем достижений науки и техники.

В последние десятилетия мир переживает невиданную по своим масштабам и скорости осуществления научно-техническую революцию. Современная наука (и техника), развивающаяся необыкновенно быстрыми темпами, приводит к резкому повышению требований, которые предъявляются к современному курсу физики в вузе. Эти требования находят свое выражение в повышении научно-технического уровня курса, внедрении инновационных технологий, направленных на активизацию познавательной деятельности студентов, развитие их творческих способностей, научного мышления.

Данный краткий курс лекций охватил все основные разделы классической и современной физики. Мы изучили основы классической механики и, рассмотрев границы ее применимости, перешли к специальной теории относительности. Далее были рассмотрены основы термодинамики и молекулярной физики, учение о электричестве и магнетизме, колебательные, волновые процессы, включая учение об электромагнитных волнах и оптику. Существенное место отведено квантовым свойствам излучения, основам квантовой оптики и элементам квантовой механики.

В конце курса мы разобрали вопросы, посвященные современным достижениям физики XXI века – атомной физики, физики атомного ядра и элементарных частиц. Они стали возможными благодаря быстрому расширению технических возможностей эксперимента и развитию квантовой механики, применению ее к теории твердых тел, расчетам ускорителей, ядерных и термоядерных реакторов, квантовых генераторов, усилителей и т.д.

Наряду с большими достижениями физики, во всех ее разделах остается много вопросов. Например, построение квантовой теории тяготения, проблемы физики плазмы и атомного ядра, построение теории объединяющей все известные силы взаимодействия.

Из сказанного ясно, какое значение имеет для будущего инженера изучение физики.

Приложение

Воздействие космического излучения на земную атмосферу

Под космическим излучением подразумевают потоки микро-частиц и квантов электромагнитной энергии, возникновение, распространение и преобразование которых происходит в космическом пространстве, включающем отдельные туманности, звездную Галактику, Солнце, Землю, все другие космические образования, а также связывающие их силовые поля. Космическое излучение у истоков своего возникновения называется исходным; излучение, поступающее извне в атмосферу Земли, – первичным; первичное излучение вместе с вторичным на уровне моря или на уровне земной поверхности – полным; излучение, поступающее в недра Земли, – глубинным.

Земля, ее атмосфера, океаны, кора, мантия и ядро являются, таким образом, приемниками первичного космического излучения.

Твердое тело Земли может быть принято за эллипсоид. Экваториальный радиус Земли $R_э = 6378,388$ км, а полярный $R_п = 6356,912$ км.

Сжатие земного сфероида невелико; оно составляет 0,34 %.

Ускорение силы тяжести, или напряженность гравитационного поля Земли, имеет значения: на полюсе $g_п = 9,83 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$, на экваторе $g_э = 9,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$.

По мере углубления в земные недра температура земного вещества возрастает и около центра Земли достигает в среднем значения порядка 2500°C .

Масса Земли равна $5,98 \cdot 10^{21} \text{ т} \approx 6 \cdot 10^{24} \text{ кг}$ при средней плотности земного вещества около $5,53 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и средней плотности земной коры только $2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Распределение плотности земного вещества по глубине, полученное на основании изучения распространения сейсмических волн, показывает, что в недрах Земле существует несколько различных, резко разграниченных по плотности слоев.

Вещество Земли сжимается силами тяжести, причем настолько, что в области внутреннего ядра давление достигает огромной величины порядка $3,5 \cdot 10^6 \text{ атм} \approx 3,4 \cdot 10^{11} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$.

Земная кора ($\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$) имеет толщину всего лишь порядка $15 \div 70$ км. Она охватывает более глубокий слой – мантию

($\rho = 4,5 \text{ г/см}^3$) при температуре порядка $T \approx 1800 \text{ }^\circ\text{C}$; толщина этого слоя 2900 км. Эта оболочка окружает земное ядро ($\rho = 10,6 \text{ г/см}^3$ при $T = 2000 \text{ }^\circ\text{C}$), простирающееся в глубину на 2000 км.

В центре земного ядра расположено внутреннее ядро радиусом 1300 км. Оно имеет температуру около $2500 \text{ }^\circ\text{C}$ и находится под давлением $3,5 \cdot 10^6 \text{ атм} = 3,4 \cdot 10^{11} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$.

При таких температурах и давлениях многие в обычных условиях твердые, упругие вещества становятся пластичными.

Земля вращается вокруг своей оси неравномерно. Угловая скорость ее вращения постепенно уменьшается. Кроме того, имеются изменения угловой скорости, связанные с перемещением масс земного вещества в ее недрах. За тысячу лет время одного оборота Земли возросло на один час. Окружная скорость экваториальной точки составляет 465 м/с.

Магнитное поле Земли во внешнем пространстве может быть представлено как поле диполя, расположенного в ее центре и обладающего магнитным моментом $8,1 \cdot 10^{15} \text{ Тл} \cdot \text{м}^3$. Ось магнитного диполя в точках пересечения с земной поверхностью образует геомагнитные полюса (географические координаты южного магнитного полюса 78° с. ш. и 69° з. д.). Таким образом, плоскость геомагнитного экватора образует с плоскостью географического экватора угол 11° . Магнитное поле Земли практически простирается в космосе на расстояние в несколько земных радиусов. В связи с активностью солнечной радиации претерпевает изменение и магнитное поле Земли.

Земная ось вращения также не сохраняет своего направления в теле Земли. Мгновенные положения земных полюсов имеют искаженно-периодические отклонения от среднего положения, достигающие 10 м.

Среднее расстояние Солнце–Земля составляет:

$$149,5 \cdot 10^6 \text{ км} = 400 R_3,$$

расстояние Земля–Луна: $384,4 \cdot 10^3 \text{ км} = 60,3 R_3$.

Средняя скорость орбитального движения Земли равна 29,77 км/с.

Земной сфероид окружен газовой оболочкой, или атмосферой, состоящей из смеси газов и простирающейся над поверхностью Земли на высоту порядка 1000 км (рис. 1).

В верхнем слое стратосферы ($60 \div 80$ км) температура газа снова понижается до $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ из-за вертикального перемещения теплого газа озонированного слоя и холодного газа верхних слоев, прозрачных для солнечного излучения.

В интервале высоты от $60 \div 80$ до $600 \div 800$ км располагается обширная область ионизированного разреженного газа – *ионосфера*. В табл. 2 иллюстрируется ход изменения давления газа в атмосфере в зависимости от высоты над уровнем моря.

Таблица 1

Высота, км	Давление газа, мм рт. ст.	Число молекул, находящихся в 1 см^3	Высота, км	Давление газа, мм рт. ст.	Число молекул, находящихся в 1 см^3
0	760	$2,7 \cdot 10^{19}$	200	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$3,7 \cdot 10^8$
20	62	$2,2 \cdot 10^{18}$	250	$2,0 \cdot 10^{-11}$	$7,1 \cdot 10^5$
50	1,5	$5,4 \cdot 10^{16}$	300	$3,9 \cdot 10^{-14}$	$1,4 \cdot 10^3$
80	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{15}$	400	—	3,0
100	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	600	—	3,0
150	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	1000	—	1,0

В разреженных слоях ионосферы протекают электрические процессы, вызывающие свечение в форме северных сияний. От слоя F_2 отражаются посылаемые с Земли ультракороткие радиоволны:

$$\nu_{\max} = 30 \div 50 \text{ МГц}; \lambda = 7,5 \text{ м},$$

чем и объясняется огибание ими земной поверхности. Окно пропускания радиоволн приходится на области длин волн 10 м и 21 см.

Основным ионизирующим агентом в верхних слоях атмосферы от 80 до 600 км служит солнечная радиация, и прежде всего коротковолновая часть ультрафиолетовой области сплошного спектра температурного излучения Солнца с длинами волн $\lambda < 1000 \text{ \AA}$. Эта спектральная область по интенсивности составляет примерно 10^{-7} от интегральной интенсивности всего спектра. Некоторая доля ионизации обусловлена также действием корпускулярного излучения Солнца (не выше 50 % от ультрафиолетовой), звездной радиацией и первичным космическим излучением. Роль различных постоянно действующих ионизирующих факторов в верхних слоях атмосферы указывается в табл. 2.

Слабое ионизационное действие первичного космического излучения в верхних слоях объясняется его ничтожным поглощением в сильно разреженных слоях атмосферы.

Таблица 2

Ионизирующий фактор	Высота, км	Число пар ионов, образующихся в единицу времени в единице объема, $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$
Ультрафиолетовое излучение Солнца	250	800
То же	100	250
Корпускулярное излучение Солнца	250	100
Звездная радиация	250	1
Первичное космическое излучение	100	10^{-5}

По мере проникновения ионизирующих излучений в толщу земной атмосферы с ее возрастающей плотностью (табл. 2) протекают параллельно два процесса: ослабление интенсивности первичного излучения, вследствие преобразования в другую форму его энергии при взаимодействии с веществом атмосферы (в энергию фотоэлектронов) и возникновение радиации от элементов вещества (ядер атомов и молекул) самой атмосферы (вторичное излучение). При совокупном действии обоих факторов объемная плотность ионизации газовой атмосферы Земли будет изменяться соответственно переходному ионизационному режиму с максимумом ионизации на некоторой высоте h , которая зависит от качества первичного излучения и рода поглощающей среды и имеет значение:

$$h = \frac{kT}{mg} \ln \tau \frac{kT}{mg},$$

где τ – линейный коэффициент поглощения ионизирующего излучения, а m – усредненная масса молекул газа в поглощающем слое.

Так как реальная атмосфера в верхних слоях неоднородна по составу (перемешивание происходит только до высоты 100 км), а действующие излучения различны по составу, то максимумы объемной плотности ионизации приходятся на разной высоте, и таким образом, в верхних слоях атмосферы создаются ионизированные слои D , E , F_1 и F_3 (рис. 1).

Чем сильнее проникающие свойства излучения, тем на большую глубину поглощающей среды приходится максимум ионизации от совокупного действия первичной и вторичной радиации.

Справочные данные

Фундаментальные физические постоянные

Гравитационная постоянная	$G = 6,6720 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$
Скорость света в вакууме	$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 12,5663706144 \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Постоянная Планка	$h = 6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Масса покоя электрона	$m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Масса покоя протона	$m_p = 1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1,6749543 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Отношение массы протона к массе электрона	$m_p/m_e = 1836,15152$
Элементарный заряд	$e^- = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Отношение заряда электрона к его массе (удельный заряд)	$e^- / m_e = 1,7588047 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Атомная единица массы	$1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Постоянная Авогадро	$N_A = 6,022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Постоянная Стефана–Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$
Постоянная Вина	$b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная Ридберга	$R' = 10\,967\,758 \text{ м}^{-1}$
Постоянная Ридберга	$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$
Комптоновская длина волны e^-	$\lambda_c = 2,4263089 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Магнетон Бора	$\mu_B = 9,274078 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}$
Ядерный магнетон	$\mu_{\text{яд}} = 5,050824 \cdot 10^{-27}$

Греческий алфавит

А α – альфа	Н η – эта	Ν ν – ню	Τ τ – тау
Β β – бета	Θ θ – тэта	Ξ ξ – кси	Υ υ – ипсилон
Γ γ – гамма	Ι ι – йота	Ο $\omicron$ – омикрон	Φ ϕ – фи
Δ δ – дельта	Κ κ – каппа	Π π – пи	Χ χ – хи
Ε ϵ – эпсилон	Λ λ – ламбда	Ρ ρ – ро	Ψ ψ – пси
Ζ ζ – дзета	Μ μ – мю	Σ σ – сигма	Ω ω – омега

Внесистемные единицы измерений и их перевод в единицы СИ

Единица	Обозначение	Перевод в единицы СИ
микрон	мкм	$1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$
ангстрем	Å	$1 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
световой год	св.год	$9,46 \cdot 10^{15} \text{ м}$
парсек	пк	$3,09 \cdot 10^{16} \text{ м}$
литр	л	$1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$
атомная единица массы	а.е.м.	$1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
тонна	т	1000 кг
минута	мин	60 с
час	ч	3600 с
сутки	сут	86400 с
секунда	"	$4,85 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$
минута	'	$2,9 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$
градус	°	0,017 рад
оборот	об	6,28 рад
полный телесный угол	-	12,57 ср
оборот в секунду	об/с	1 с^{-1}
оборот в минуту	об/мин	$0,0167 \text{ с}^{-1}$
километр в час	км/ч	0,278 м/с
оборот в секунду	об/с	6,28 рад/с
оборот в минуту	об/мин	0,105 рад/с
миллиметр ртутного столба	мм. рт. ст.	133 Па
бар	бар	$1 \cdot 10^5 \text{ Па}$
киловатт-час	кВт · ч	$3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$
электронвольт	эВ	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
ампер-час	А · ч	$3,6 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}$
калория	кал	$4,19 \cdot 10^6 \text{ Дж}$
рентген	Р	$2,58 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/кг}$
рад	рад	0,01 Дж/кг
кюри	Ки	$3,7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$
распад в секунду	расп./с	1 с^{-1}

Диаметры атомов и молекул

Гелий	0,20	Кислород	0,30
Водород	0,23	Азот	0,30

**Множители и приставки для образования
десятичных кратных и дольных единиц и их наименований**

Множитель	Приставка	Обозначение
1 000 000 000 000= 10^{12}	тера	Т
1 000 000 000= 10^9	гига	Г
1 000 000= 10^6	мага	М
1 000= 10^3	кило	к
100= 10^2	гекто	г
10= 10^1	дека	да
0,1= 10^{-1}	деци	д
0,01= 10^{-2}	санتي	с
0,001= 10^{-3}	милли	м
0,000001= 10^{-6}	микро	мк
0,000000001= 10^{-9}	нано	н
0,0000000000001= 10^{-12}	пико	п
0,0000000000000001= 10^{-15}	фемто	ф
0,000000000000000001= 10^{-18}	атто	а

Основные характеристики элементарных частиц

Наименование	Обозначение	Масса покоя, m_e	Заряд, e^-	Спин, $\hbar$	Время жизни, с
Фотон	γ	0	0	1	Стабилен
Лептоны					
Электронное нейтрино	ν_e	$<4 \cdot 10^{-4}$	0	1/2	Стабилен
Электронное антинейтрино	$\bar{\nu}_e$	$<4 \cdot 10^{-4}$	0	1/2	Стабилен
Мюонное нейтрино	ν_μ	<8	0	1/2	Стабилен
Мюонное анти- нейтрино	$\bar{\nu}_\mu$	<8	0	1/2	Стабилен
Электрон	e^-	1	-1	1/2	Стабилен
Позитрон	e^+	1	+1	1/2	Стабилен
Отрицательный мюон	μ^-	206,77	-1	1/2	$2,21 \cdot 10^{-6}$
Положительный мюон	μ^+	206,77	+1	1/2	$2,21 \cdot 10^{-6}$

Мезоны					
Пи-плюс	π^+	273,18	+1	0	$2,55 \cdot 10^{-8}$
Пи-минус	π^-	273,18	-1	0	$2,55 \cdot 10^{-8}$
Пи-нуль	π^0	264,2	0	0	$2,3 \cdot 10^{-16}$
Ка-плюс	K^+	966,6	+1	0	$1,22 \cdot 10^{-8}$
Ка-минус	K^-	966,6	-1	0	$1,22 \cdot 10^{-8}$
Ка-нуль	K^0	974,2	0	0	$K_1^0 \sim 10^{-10}$
Анти-ка-нуль	$\bar{K}^0$	974,2	0	0	$K_2^0 \sim 6,1 \cdot 10^{-8}$
Барионы нуклоны					
Протон	p	1836,12	-1	1/2	Стабилен
Антипротон	$\bar{p}$	1836,12	+1	1/2	Стабилен
Нейтрон	n	1838,65	0	1/2	$1,01 \cdot 10^3$
Антинейтрон	$\bar{n}$	1838,65	0	1/2	$1,01 \cdot 10^3$
Барионы гипероны					
Ламбда-нуль	Λ^0	2182,8	0	1/2	$2,51 \cdot 10^{-10}$
Анти-ламбда-нуль	$\bar{\Lambda}^0$	2182,8	0	1/2	$2,51 \cdot 10^{-10}$
Сигма-плюс	Σ^+	2327,7	+1	1/2	$0,81 \cdot 10^{-10}$
Анти-сигма-плюс	$\bar{\Sigma}^+$	2327,7	-1	1/2	$0,81 \cdot 10^{-10}$
Сигма-минус	Σ^-	2342,6	-1	1/2	$1,6 \cdot 10^{-10}$
Анти-сигма-минус	$\bar{\Sigma}^-$	2342,6	+1	1/2	$1,6 \cdot 10^{-10}$
Сигма-нуль	Σ^0	2333,4	0	1/2	$<10 \cdot 10^{-14}$
Анти-сигма-нуль	$\bar{\Sigma}^0$	2333,4	0	1/2	$<10 \cdot 10^{-14}$
Кси-минус	Ξ^-	2584,7	-1	1/2	$1,7 \cdot 10^{-10}$
Анти-кси-минус	$\bar{\Xi}^-$	2584,7	+1	1/2	$1,7 \cdot 10^{-10}$
Кси-нуль	Ξ^0	2572	0	1/2	$3,5 \cdot 10^{-10}$
Анти-кси-нуль	$\bar{\Xi}^0$	2572	0	1/2	$3,5 \cdot 10^{-10}$
Омега-минус	Ω^-	3278	-1	1/2	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$
Анти-омега-минус	$\bar{\Omega}^-$	3278	+1	3/2	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$

Названия, символы и атомные массы химических элементов

1. Водород	H	1,0079	32. Германий	Ge	72,59
2. Гелий	He	4,00260	33. Мышьяк	As	74,9216
3. Литий	Li	6,941	34. Селен	Se	78,96
4. Бериллий	Be	9,01218	35. Бром	Br	79,904
5. Бор	B	10,81	36. Криптон	Kr	83,80
6. Углерод	C	12,011	37. Рубиний	Rb	85,467
7. Азот	N	14,0067	38. Стронций	Sr	87,62
8. Кислород	O	15,9994	39. Иттрий	Y	88,9059
9. Фтор	F	18,998403	40. Цирконий	Zr	91,22
10. Неон	Ne	20,179	41. Ниобий	Nb	92,9064
11. Натрий	Na	22,98977	42. Молибден	Mo	95,94
12. Магний	Mg	24,305	43. Технеций	Tc	98,9062
13. Алюминий	Al	26,98154	44. Рутений	Ru	101,07
14. Кремний	Si	28,0855	45. Родний	Rh	102,9055
15. Фосфор	P	30,97376	46. Палладий	Pd	106,4
16. Сера	S	32,06	47. Серебро	Ag	107,868
17. Хлор	Cl	35,453	48. Кадмий	Cd	112,41
18. Аргон	Ar	39,948	49. Индий	In	114,82
19. Калий	K	39,0983	50. Олово	Sn	118,69
20. Кальций	Ca	40,08	51. Сурьма	Sb	121,75
21. Скандий	Sc	44,9559	52. Теллур	Te	127,60
22. Титан	Ti	47,90	53. Иод	I	126,9045
23. Ванадий	V	50,9415	54. Ксенон	Xe	131,30
24. Хром	Cr	51,996	55. Цезий	Cs	132,9054
25. Марганец	Mn	54,9380	56. Барий	Ba	137,33
26. Железо	Fe	55,847	57. Лантан	La	138,9055
27. Кобальт	Co	58,9332	58. Церий	Ce	140,12
28. Никель	Ni	58,71	59. Празеодим	Pr	140,9077
29. Медь	Cu	63,546	60. Неодим	Nd	144,24
30. Цинк	Zn	65,38	61. Прометий	Pm	[145]
31. Галлий	Ga	69,735	62. Самарий	Sm	150,4

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Физика. Ч. 3. Оптика. Квантовая физика: учебное пособие для технических университетов. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 2004. – 738 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5 кн.: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Кн. 5: учебное пособие для втузов. – М.: АСТ: Астрель, 2006. – 368 с.: ил.
3. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Лекции по квантовой физике: учебное пособие. – М.: Высш. шк., 2006. – 300 с.: ил.
4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – 4-е изд., испр. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
5. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – Изд. 9-е, перераб. и доп. – М.: Издательский центр «Академия», 2004. – 560 с.
6. Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Феймановские лекции по физике: в 9 т.: – М.: Мир, 1978. – Т. 8, 9.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики: в 5 кн.: учебное пособие для втузов Кн. 5. – М.: 1979. – 520 с.

Дополнительная

1. Джанколли Д. Физика. – М.: Мир, 1989. – 342 с.
2. Ларионов В.В., Иванкина М.С., Мурашко А.Т. Физический практикум: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 1993. – 92 с.
3. Физический практикум: в 3 ч.: учебное пособие для вузов Ч. 3: Оптика. Атомная и ядерная физика. / В. В. Ларионов, В. И. Веретельник, Ю. И. Тюрин, И. П. Чернов. – Томск, 2005. – 217 с.
4. Ботаки А.А., Ульянов В.Л., Ларионов В.В., Поздеева Э.В. Основы физики: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – 103 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Квантовая природа излучения	4
1.1. Тепловое излучение и люминесценция.....	4
1.2. Закон Кирхгофа.....	5
1.3. Закон Стефана–Больцмана	8
1.4. Закон смещения Вина.....	8
1.5. Формула Рэлея–Джинса	10
1.6. Формула Планка. Гипотеза о квантах	11
Контрольные вопросы	14
2. Квантовые явления в оптике	15
2.1. Фотоэффект и его виды.....	15
2.2. Законы внешнего фотоэффекта.....	17
2.3. Фотонная теория света. Масса, энергия и импульс фотона	18
2.4. Эффект Комптона	24
2.5. Тормозное рентгеновское излучение.....	24
2.6. Характеристическое рентгеновское излучение	26
2.7. Давление света	28
2.8. Двойственная природа света	30
Контрольные вопросы	32
3. Волновые свойства микрочастиц вещества	33
3.1. Гипотеза де Бройля.....	33
3.2. Дифракция частиц	35
3.3. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества	38
4. Элементы квантовой механики	41
4.1. Физический смысл волн де Бройля.....	41
4.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.....	42
4.3. Понятие о волновой функции.....	46
4.4. Уравнение Шредингера.....	48
5. Движение свободной частицы	
в одномерной потенциальной яме	50
5.1. Движение свободной частицы.....	50
5.2. Частица в одномерной прямоугольной яме	51
5.3. Гармонический осциллятор в квантовой механике	54
5.4. Прохождение частиц сквозь потенциальный барьер.	
Туннельный эффект.....	56
Контрольные вопросы	59
6. Модели атомов. Атом водорода по теории Бора	60
6.1. Закономерности в атомных спектрах.....	60
6.2. Ядерная модель атомов (модель Резерфорда).....	62

6.3. Элементарная теория Бора	64
6.4. Опыт Франка и Герца	68
Контрольные вопросы	70
7. Водородоподобные системы в квантовой механике	71
7.1. Квантово–механическая картина строения атома	71
7.2. Квантовые числа	74
7.3. Пространственное квантование	78
7.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха	80
Контрольные вопросы	83
8. Многоэлектронные атомы	84
8.1. Принципы неразличимости тождественных частиц. Фермионы и бозоны	84
8.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям	86
8.3. Периодическая система элементов Д.И. Менделеева	88
Контрольные вопросы	94
9. Физика атомного ядра	95
9.1. Заряд, масса, размер и состав атомного ядра	95
9.2. Энергия связи ядер. Дефект массы	98
9.3. Ядерные силы	100
9.4. Радиоактивность	102
9.5. Ядерные реакции	105
9.6. Деление ядер	107
9.7. Синтез ядер	115
9.8. Управляемый синтез	117
9.9. Радиационная безопасность	119
Контрольные вопросы	123
10. Физика элементарных частиц	124
10.1. Общие сведения об элементарных частицах	124
10.2. Виды взаимодействий	126
10.3. Краткая классификация и свойства частиц	127
10.4. Странные частицы	131
10.5. Кварки и очарование	132
10.6. Великое объединение (идеи объединения фундаментальных взаимодействий)	135
Контрольные вопросы	139
Приложение	139
Заключение	140
Справочные данные	146
Список литературы	151

Сергей Иванович Кузнецов

КВАНТОВАЯ ОПТИКА.
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Учебное пособие

Научный редактор кандидат физико-математических наук, доцент
В.В. Ларионов

Редактор О.Н. Свинцова

Компьютерный набор и верстка: Л.А. Комаров

Подписано к печати 23.04.07. Формат 60х84/16. Бумага «классика».

Печать RISO. Усл. печ. л. 8,89 Уч.-изд. л. 8,05

Заказ № Тираж 150 экз..



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества

Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



Издательство  ТПУ. 634050, Томск, пр. Ленина, 30.