

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования

**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

В.А. Москалев, Г.И. Сергеев

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

*Рекомендовано в качестве учебного пособия
Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета*

Издательство
Томского политехнического университета
2014

УДК 530.1
ББК 22.3
М82

Москалев В.А.

М82 Атомная и ядерная физика: учебное пособие / В.А. Москалев, Г.И. Сергеев; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 121 с.

В пособии изложены основные теоретические сведения, определенные действующей программой курса "Общая физика. Часть 3": материалы подготовлены на основе курса лекций проф. Москалева В.А.: рассматриваются вопросы построения атома и периодической системы элементов, строение и важнейшие свойства ядер, ядерные реакции и радиологическая опасность. Рассмотрены физическая сущность явлений, описаны методы их изучения, формируются физические понятия и законы. В пособии нашли отражения новейшие достижения физики, получившие практическое применение.

Для студентов и магистров технических университетов.

УДК 530.1
ББК 22.3

Рецензенты

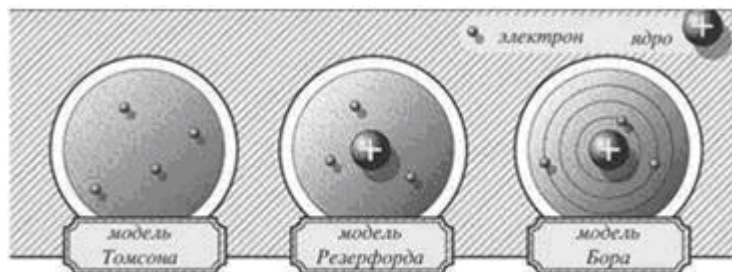
Зав. кафедрой физики и технологии композиционных материалов
Алтайского государственного технического университета
им. И.И. Ползунова, доктор технических наук, профессор
В.Б. Маркин

Доктор технических наук, профессор Северского технологического
института НИЯУ МИФИ
Б. М. Кербель

© ФГАОУ ВО НИ ТПУ, 2014
© Москалев В.А., Сергеев Г.И., 2014
© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2014

АТОМНАЯ ФИЗИКА

1. СТРОЕНИЕ И МОДЕЛИ АТОМА



Различные модели атомов

Историю возникновения самых общих представлений об атоме обычно ведут со времен греческого философа Демокрита, много размышлявшего о наименьших частицах, на которые можно было бы поделить любое вещество. Группу греческих философов, придерживавшихся того взгляда, что существуют подобные крошечные неделимые частицы, называли атомистами. Греческий философ Эпикур принял атомную теорию, и в первом веке до н.э., один из его последователей, римский поэт и философ Лукреций Кар, изложил учение Эпикура в поэме «О природе вещей», благодаря которой оно и сохранилось для следующих поколений.

Атомистическая гипотеза строения материи, выдвинутая в античности Демокритом, была возрождена в XVIII веке химиком Дж. Дальтоном, который принял атомный вес водорода за единицу и сопоставил с ним атомные веса других газов. Благодаря трудам Дж. Дальтона стали изучаться физико-химические свойства атома. В XIX веке Д. И. Менделеев построил систему химических элементов, основанную на их атомном весе.

Вплоть до конца XIX века ученые предполагали, будто отдельные атомы неделимы и неизменяемы.

1.1. МОДЕЛЬ АТОМА ТОМСОНА



Дж. Дж. Томсон ¹

История исследования строения атома началась в 1897 г. благодаря открытию Дж. Дж. Томсоном электрона, отрицательно заряженной частицы, входящей в состав всех атомов. Выделение электронов самыми разнообразными веществами указывает на то, что эти частицы входят в состав всех атомов; следовательно, атомы являются сложными образованиями, построенными из более мелких «составных частей».

Поскольку электроны имеют отрицательный заряд, а атом в целом электрически нейтрален, то было сделано предположение о наличии помимо электрона положительно заряженной частицы. Масса электрона составила по расчётам $1/1836$ массы положительно заряженной частицы.

Придя к убеждению, что, вопреки своему названию, атом не является неделимым, Томсон предложил (1904) модель его устройства. По этой модели атом выступал в виде положительно заряженной «капли», внутри которой «плавали» маленькие, отрицательно заряженные шарики – электроны. Под действием кулоновских сил они располагались вблизи центра атома в виде цепочек определенных конфигураций (в которых можно было даже усмотреть нечто напоминающее упорядоченность в периодической таблице Менделеева). Модель Томсона сравнивали (но не он сам) с британским десертом, пудингом с изюмом, отсюда пошло название этой модели.

Модель атома Томсона позволяла объяснить электромагнитное излучение атома. Если какой-то толчок отклонял электроны от положений равновесия, начинались колебания и кулоновские силы стремились восстановить исходное равновесие. Уравнение колебаний есть дифференциальное уравнение второго порядка

$$m\ddot{r} - m\omega^2 r = 0, \quad (1.1)$$

где m – масса электрона, ω – угловая частота колебаний, r – отклонение электрона от положения равновесия ($0 \leq r \leq R$), R – радиус атома.

¹ Джозеф-Джон Томсон (1856-1940) - английский физик, Нобелевская премия по физике 1906 г. «за вклад, который он внес своими теоретическими и экспериментальными исследованиями прохождения электричества через газы»

Если учесть, что квазиупругой силой $F = m\ddot{r}$ в атоме Томсона является кулоновская сила $F = e \cdot E$, а напряженность электрического поля внутри равномерно заряженного шара радиусом R равна

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} r, \quad (1.2)$$

то уравнение (1.1) в этом случае примет вид

$$e \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} r - m\omega^2 r = 0. \quad (1.3)$$

Отсюда частота колебаний получается равной

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mR^3}}. \quad (1.4)$$

Из этого соотношения можно определить радиус атома

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega^2}}, \quad (1.5)$$

или, учитывая что $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$, где c – скорость света, а λ – длина волны

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m} \left(\frac{\lambda}{2\pi c}\right)^2} \quad (1.6)$$

В спектре излучения атома водорода преобладает красный свет. Принимая длину волны красного света равной $\lambda = 600$ нм и подставляя в (1.6) известные значения массы и заряда электрона, а также табличные значения ϵ_0 и c , получаем

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{9,1 \cdot 10^{-31}} \left(\frac{600 \cdot 10^{-9}}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^8}\right)^2} = 2,95 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Полученное значение радиуса атома по порядку величины совпадает с размерами атомов, известными из молекулярно-кинетической теории газов, что можно было бы рассматривать как экспериментальное подтверждение модели атома Томсона.

Электроны в модели атома Томсона могли свободно вращаться по кольцам, которые стабилизировались взаимодействиями между электронами, а энергетические различия между различными кольцевыми

орбитами объясняли спектры. Дж. Томсон считал, что периодическая повторяемость химических свойств атомов и спектральные закономерности получают свое объяснение, если будут найдены радиусы концентрических электронных оболочек внутри положительно заряженного шара, а также число электронов на каждой оболочке и закономерности их заполнения.

Модель атома Дж. Томсона, над которой он работал почти 15 лет, не устояла перед опытной проверкой. Хотя опыты, проведенные впоследствии в той же Кавендишской лаборатории преемником и учеником Томсона Э. Резерфордом заставили отказаться от этой модели, она сыграла немалую роль в формировании представлений о строении материи и стала ранним предвестником более поздней и более успешной модели Бора, представляющей атом как подобие Солнечной системы.

После вручения Дж. Томсону Нобелевской премии Кавендишская лаборатория стала известной и в нее потянулись физики из многих стран мира. Знаменитую школу Кавендишской лаборатории прошли, Чарлз Вильсон, Эрнест Резерфорд, Роберт Оппенгеймер, Уильям Брэгг, Макс Борн, а также советские физики П.Л. Капица, Ю.Б. Харитон, К.Д. Синельников, А.И. Лейпунский.

1.2. МОДЕЛЬ АТОМА РЕЗЕРФОРДА

В 1908 – 1911 годах бывший ассистент Томсона Эрнест Резерфорд вместе с молодыми сотрудниками Х.Гейгером и Э.Марсденом провели серию опытов по рассеянию α -частиц, испускаемых радиоактивным элементом полоний-214, тонкой фольгой из золота ($Z = 79$).

Рассмотрим подробнее опыты Резерфорда.

1.2.1. ОПЫТЫ ПО РАССЕЯНИЮ АЛЬФА ЧАСТИЦ

Сама α -частица представляет собой ядро гелия и состоит из двух протонов и двух нейтронов. Тогда еще не знали о существовании нейтронов, но Резерфорд уже тогда определил, что заряд α -частицы равен $2e$.

При прохождении α -частиц через тонкий слой металла большинство частиц практически не испытывая отклонения. Однако небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Резерфорд обнаружил, что некоторые α -частицы, проходя сквозь золотую фольгу, отклоняются очень сильно, некоторые вообще фактически отлетают назад! Этот результат был совершенно неожиданным даже для Резерфорда. Он находился в резком противоречии с моделью Томсона.



Э. Резерфорд²

Резерфорд провел расчеты углов рассеяния для модели Томсона и сравнил результаты с опытом. Электроны, входящие в состав атомов, вследствие малой массы не могут заметно изменить траекторию α -частицы. Положительный заряд, распределенный по всему объему атома, не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α -частицы назад. Электрическое поле однородного заряженного шара максимально на его поверхности и убывает до нуля по мере приближения к центру шара (рис. 1.1а).

Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома ($R_{\text{атома}}$), уменьшился в n раз до размера $R_{\text{я}}$ (рис. 1.1б), то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу возросла бы в n^2 раз.

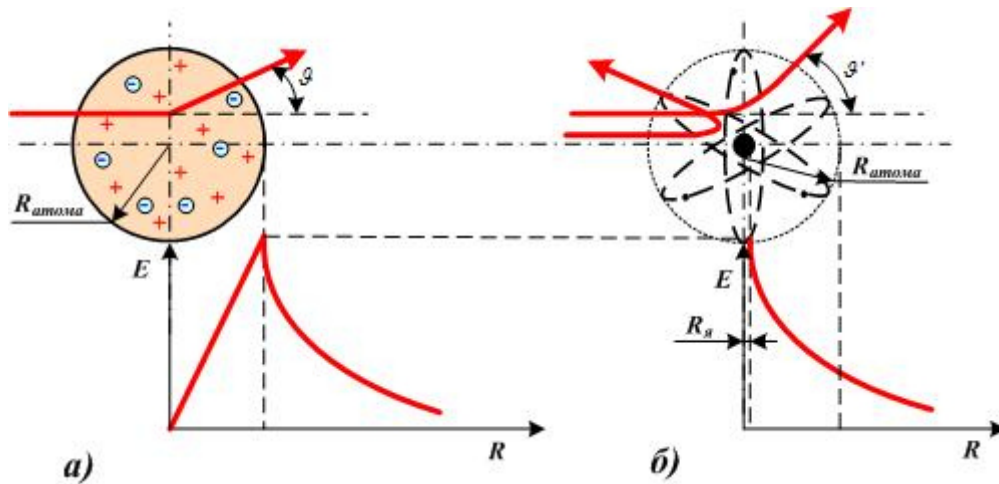


Рис. 1.1. Рассеяние α -частицы и распределение электрического поля E в атоме Томсона (а) и в атоме Резерфорда (б).

Следовательно, при достаточно большом значении n α -частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° . Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой, и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объеме. Эту часть атома Резерфорд назвал *атомным ядром*. Так возникла *ядерная модель* атома.

Схема опыта Резерфорда представлена на рис. 1.2. От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер, α -частицы на-

² Эрнест Резерфорд (1871-1937) – английский физик, Нобелевская премия по химии 1908 г. «за проведенные им исследования в области распада элементов в химии радиоактивных веществ».

правлялись на тонкую металлическую фольгу. Рассеянные частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц. Сцинтилляции (вспышки) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа. Наблюдения рассеянных α -частиц в опыте Резерфорда можно было проводить под различными углами к первоначальному направлению пучка.

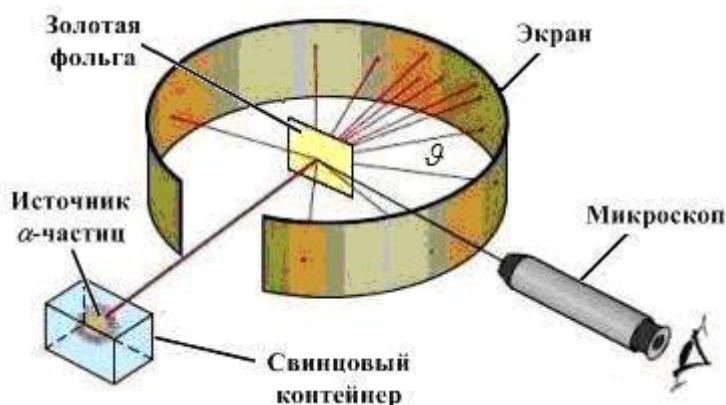


Рис 1.2. Схема опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц

Цель опыта – подсчитать число α -частиц, рассеянных под углами от ϑ до $\vartheta + \Delta\vartheta$ за единицу времени t , и сравнить полученные результаты с теоретическими, рассчитанными для моделей Томсона и Резерфорда.

Среднее значение угла отклонения по теории для обеих моделей составляет примерно 1° , однако для очень больших углов φ ожидаемые отклонения существенно отличались. Для модели Томсона только одна из 10^{3600} α -частиц могла отклониться на угол $\geq 90^\circ$. Опыт же показал, что на такой угол отклонялась одна α -частица из каждых 8000 частиц, что очень хорошо соответствовало модели атома Резерфорда. После этих опытов ядерная модель атома получила всеобщее признание.

1.2.2. СВЯЗЬ УГЛА РАССЕЯНИЯ И ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА

Рассматривая ядро как точечный центр рассеяния, Резерфорду удалось на основе только механики Ньютона и электростатики вывести формулу для углового распределения рассеянных частиц.

Отклонения α -частиц обусловлены воздействием на них сил со стороны атомных ядер. Заметного отклонения α -частиц из-за их взаимодействия с электронами не может быть, так как масса α -частицы много больше массы электрона. Когда частица пролетает вблизи ядра, между α -частицей с массой m_α и зарядом $2e$, и ядром с зарядом Ze , действует сила электростатического отталкивания

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r^2} \quad (1.7)$$

Так как эта сила отталкивания обратно пропорциональна квадрату расстояния r между α -частицей и ядром, то, согласно классической механике, траектория частицы будет представлять собой гиперболу. Угол между асимптотами гиперболы ϑ (рис. 1.3) характеризует отклонение частицы от первоначального направления.

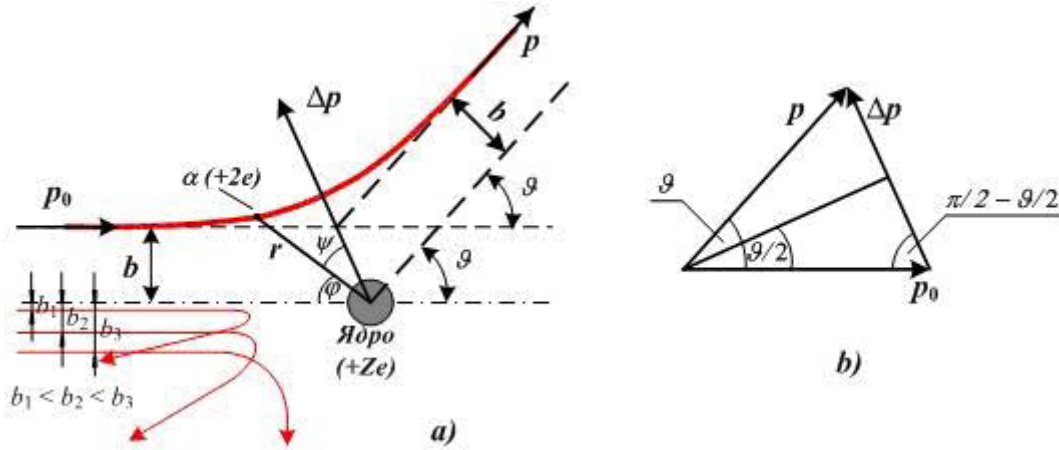


Рис. 1.3. Траектории движения α -частиц в кулоновском поле ядра

Расстояния от ядра до направления полета α -частицы, т. е. минимальное расстояние, на котором частица прошла бы мимо ядра, если бы между ними не было сил отталкивания, называется *прицельным параметром* b . Как видно из рис. 1.3а, чем меньше прицельный параметр, тем больше угол отклонения частиц.

Соотношение между величинами b и ϑ можно установить следующим образом. На рис 1.3b изображены импульсы α -частицы до рассеяния p_0 и после рассеяния p . Закон сохранения энергии требует равенства начальной и конечной энергий частицы, а, следовательно, и модулей импульсов (в процессах сближения и удаления частицы кинетическая энергия сначала уменьшается из-за кулоновского отталкивания, а затем восстанавливает свое значение). Следовательно, треугольник (рис. 1.3b) – равнобедренный. Модуль изменения импульса при рассеянии равен

$$\Delta p = 2 p_0 \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right). \quad (1.8)$$

Из механики известно, что изменение импульса и силы связаны как

$$\Delta p = \int F dt. \quad (1.9)$$

Спроектируем это равенство на направление Δp (рис. 1.3)

$$\Delta p = \int F_{\Delta p} dt = \int F \cos \psi dt = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\cos \psi}{r^2} dt. \quad (1.10)$$

Из рисунка видно, что

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\vartheta}{2} - \varphi, \quad \cos \psi = \sin\left(\varphi + \frac{\vartheta}{2}\right). \quad (1.11)$$

Подставим это выражение в (1.10) и, произведя замену $dt = d\varphi/\dot{\varphi}$, получим

$$\Delta p = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\sin(\varphi + \vartheta/2)}{r^2} dt = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\sin(\varphi + \vartheta/2)d\varphi}{r^2 \dot{\varphi}}. \quad (1.12)$$

Модуль момента импульса α -частицы в полярных координатах записывается как $M = mr^2\dot{\varphi}$, а в декартовой системе координат как $M = mvb$. Приравнявая эти выражения, получим

$$r^2\dot{\varphi} = bv. \quad (1.13)$$

Заменив в (1.12) $r^2\dot{\varphi}$ на bv и произведя интегрирование, получим

$$|\Delta p| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{bv} \int \sin\left(\varphi + \frac{\vartheta}{2}\right) d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{bv} 2\cos\frac{\vartheta}{2}. \quad (1.14)$$

Теперь приравняем (1.8) и (1.14) и получим окончательно формулу для угла рассеяния

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{bmv_\alpha^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{bT} \quad (1.15)$$

где T – кинетическая энергия α -частицы.

1.2.3. ФОРМУЛА РЕЗЕРФОРДА

Уравнение (1.15) нельзя проверить опытом, так как в нее входит недоступное измерению прицельное расстояние b . В действительности измеряется число частиц dN , рассеянных в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении, характеризуемом углами ϑ и φ . Величина телесного угла $d\Omega$ равна отношению элемента поверхности сферы к квадрату радиуса

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = \frac{R^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{R^2} = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (1.16)$$

В опытах Резерфорда и его сотрудников чаще изучалось среднее число частиц, рассеиваемых в пределах области, лежащей между двумя телесными углами, характеризуемыми отверстиями ϑ и $d\vartheta$ (рис. 1.4).

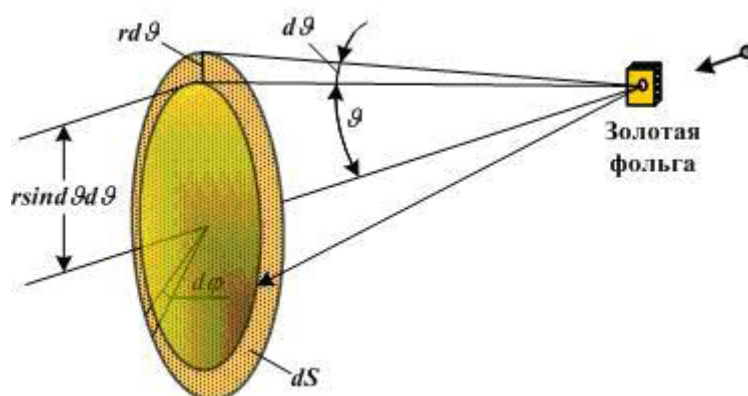


Рис. 1.4.

Очевидно, что соответствующий этому случаю телесный угол $d\Omega$ получится путем интегрирования (1.16) по φ в пределах от 0 до 2π :

$$d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta. \quad (1.17)$$

Все α -частицы, которые приближаются к ядру с прицельным расстоянием $\leq b$, будут рассеяны под углами $\geq \vartheta$. Площадь области вокруг ядра, заключенная внутри окружности радиусом, равном прицельному параметру b , называется *интегральным эффективным сечением рассеяния* на угол $\geq \vartheta$. Его можно записать так

$$\sigma = \pi b^2 \quad (1.18)$$

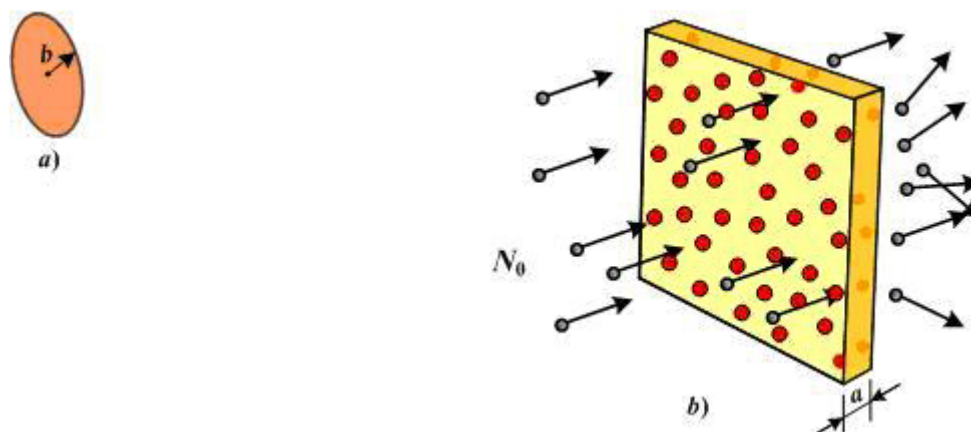


Рис. 1.5

На рис. 1.5 изображен увеличенный участок золотой фольги с площадью поверхности S и толщиной a , настолько малой ($a \approx 6,0 \cdot 10^{-7}$ м), что отдельные эффективные сечения различных ядер не перекрываются.

Пусть N_0 – число α -частиц, движущихся перпендикулярно к поверхности S . Взаимодействуя с различными ядрами (имеющими одинаковое эффективное сечение $\sigma = \pi b^2$), α -частицы будут испытывать только однократное рассеяние. Если n – число ядер в единице объема, то данный участок золотой фольги будет содержать naS ядер. И, следовательно, при рассеянии под углами, превышающими ϑ , и прицельных расстояниях, меньших b , эффективная площадь мишени $S_{\text{эф}}$, образованной эффективными сечениями этих ядер, может быть записана в следующем виде

$$S_{\text{эф}} = \Sigma \sigma = naS\sigma. \quad (1.19)$$

Так как S – общая площадь мишени, то относительное число α -частиц, рассеиваемых под углами, превышающими ϑ , определяется выражением

$$\frac{N_{\vartheta}}{N_0} = \frac{naS\sigma}{S},$$

или

$$\frac{N_{\vartheta}}{N_0} = na\sigma = na\pi b^2. \quad (1.20)$$

По определению N_{ϑ} – число α -частиц, рассеянных под углами $\geq \vartheta$, а N_0 – общее число α -частиц, направленных на мишень. Поэтому из уравнений (1.15) и (1.20) получаем

$$\frac{N_{\vartheta}}{N_0} = na\pi \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{T} \right)^2 \text{ctg}^2 \frac{\vartheta}{2}. \quad (1.21)$$

Это соотношение еще не является применяемой на практике формулой, которую можно было бы проверить опытным путем. Для определения числа рассеянных частиц в единичном телесном угле $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ продифференцируем уравнение (1.21) по ϑ и разделим полученное выражение на $d\Omega$

$$\frac{dN_{\vartheta}}{d\vartheta} \frac{1}{d\Omega} = -na\pi N_0 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{T} \right)^2 \frac{\text{ctg}(\vartheta/2) \text{cosec}(\vartheta/2)}{2\pi \sin \vartheta d\vartheta}. \quad (1.22)$$

Знак минус в последней формуле означает, что с увеличением угла ϑ число частиц dN_{ϑ} , рассеянных под углом ϑ , уменьшается. Учитывая, что $\sin \vartheta = 2\pi \sin(\vartheta/2) \cos(\vartheta/2)$, для абсолютного значения получим

$$\frac{dN_{\vartheta}}{d\Omega} = naN_0 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}. \quad (1.23)$$

И, наконец, поскольку $d\Omega = dS / r^2$, получаем соотношение

$$\left| \frac{dN_{\vartheta}}{dS} \right| = naN_0 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{4T} \right)^2 \frac{1}{r^2 \sin^4(\vartheta/2)}, \quad (1.24)$$

которое определяет число α -частиц, приходящихся на единицу площади dS , когда α -частицы попадают в круг на экране площадью $dS = 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta$.

Соотношение (1.24), известное как *формула Резерфорда для рассеяния α -частиц*, было проверено экспериментально. Опыт показал, что если 10^6 α -частиц, бомбардирующих мишень, имеют углы рассеяния $\vartheta \geq 10^\circ$, то только около 230 частиц отклоняются на углы $\vartheta \geq 90^\circ$. Таким образом, именно Резерфорд первым обосновал существование ядра.

Число ядер в единице объема можно определить из молекулярно-кинетической теории

$$n = \frac{\rho N_A}{M}, \quad (1.25)$$

где ρ - плотность материала, из которого изготовлена фольга ($\text{кг}/\text{м}^3$), M - молярная масса ($\text{кг}/\text{моль}^{-1}$) и $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ - число Авогадро.

1.2.4. ПЛАНЕТАРНАЯ МОДЕЛЬ АТОМА

На основании своих исследований Резерфорд, опираясь на классические представления о движении микрочастиц, предложил в 1911 г. *ядерную (планетарную) модель атома*. Эта модель атома напоминала солнечную систему: в центре находится маленькое (10^{-14} м) атомное ядро большой массы, а вокруг него в области с линейными размерами порядка 10^{-10} м по замкнутым орбитам движутся по своим орбитам электроны, образуя электронную оболочку атома.

Ядро имеет положительный заряд, а электроны - отрицательный. Вместо сил тяготения, действующих в Солнечной системе, в атоме действуют электрические силы. Электрический заряд ядра атома Ze численно равен порядковому номеру в периодической системе Менделеева. Так как атомы нейтральны, то заряд ядра равен суммарному заряду электронов, т. е. вокруг ядра должно вращаться Z электронов.

Так как размер атома составляет $\sim 10^{-10}$ м, то большая часть пространства внутри атома «пуста». В относительных размерах Луна ближе

к Земле в 300 раз по сравнению с положением электрона в атоме водорода.

Рассмотрим подробнее модель атома водорода. Для простоты предположим, что электрон с зарядом e и массой m движется равномерно вокруг протона, имеющего заряд $+e$, по круговой орбите радиуса r (рис. 1.6.). Размер атома – это радиус орбиты его электрона.

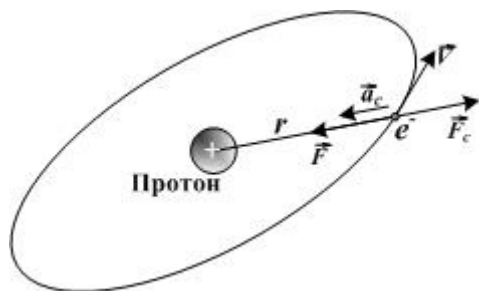


Рис. 1.6. Планетарная модель атома водорода

Движением протона пренебрегаем (масса протона $m_p = 1836 m_e$).

Кулоновская сила взаимодействия между ядром и электроном

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad (1.26)$$

уравновешивается центростремительной силой $F_c = m_e v^2 / r$, которая сообщает электрону центростремительное ускорение a_c . Второй закон Ньютона для электрона, движущегося по окружности под действием кулоновской силы, имеет вид

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad (1.27)$$

где m_e и v — масса и скорость электрона на орбите радиуса r , ϵ_0 — электрическая постоянная.

Уравнение (1.27) содержит два неизвестных: r и v . Следовательно, существует бесчисленное множество значений радиуса и соответствующих ему значений скорости (а значит, и энергии), удовлетворяющих этому уравнению. Поэтому величины r , v (следовательно, и E) могут меняться непрерывно, т. е. может испускаться любая, а не вполне определенная порция энергии. Тогда спектры атомов должны быть сплошными. В действительности же опыт показывает, что атомы имеют линейчатый спектр.

Из выражения (1.27) следует, что при $r \approx 10^{-10}$ м скорость движения электронов $v = 10^6$ м/с, а ускорение $a_c = v^2 / r = 10^{22}$ м/с². Ускоренно движущийся заряд по законам электродинамики Максвелла должен излучать электромагнитные волны с частотой, равной частоте его обра-

щения вокруг ядра. Излучение сопровождается потерей энергии. Теряя энергию, электроны должны приближаться к ядру (рис. 1.7), подобно тому, как спутник приближается к Земле при торможении в верхних слоях атмосферы. Как показывают строгие расчеты, основанные на механике Ньютона и электродинамике Максвелла, электрон за ничтожно малое время (порядка 10^{-8} с) должен упасть на ядро. Атом должен прекратить свое существование.



Рис. 1.7.

Кроме того, если данная модель верна, то оптический спектр водорода должен быть непрерывным, а это значит, что все атомы за очень короткое время будут разрушены.

Оба эти заключения находятся в полном противоречии с экспериментальными данными: атом очень устойчивая система, а спектры газов имеют линейчатую структуру.

Радикальные выводы о строении атома, следовавшие из опытов Резерфорда, заставляли многих ученых сомневаться в их справедливости. Не исключением был и сам Резерфорд, опубликовавший результаты своих исследований только через два года (в 1911 г.) после выполнения первых экспериментов

Не согласующийся с опытом вывод о неизбежной гибели атома вследствие потери энергии на излучение – это результат применения законов классической физики к явлениям, происходящим внутри атома. Отсюда следует, что к явлениям атомных масштабов законы классической физики неприменимы.

1.3. МОДЕЛЬ АТОМА БОРА

После предложения Резерфордом планетарной модели атома Бор с ней согласился. Проанализировав всю совокупность опытных фактов, Бор пришел к выводу, что при описании поведения атомных систем следует отказаться от многих представлений классической физики. Американец Леон Купер по этому поводу заметил: «Конечно, было несколько самонадеянно выдвигать предложения, противоречащие электродинамике Максвелла и механике Ньютона, но Бор был молод».



Нильс Бор³

Предложенная Бором модель, хотя сейчас и заменена более совершенной квантовой моделью Гейзенберга, Шредингера, Дирака и др. (1924 – 1926 гг.), используется и теперь, в частности, как очень наглядная модель при введении понятия стационарных состояний. Модель атома Бора впервые позволила удовлетворительно объяснить строение атома; ее дополняли и уточняли в течении последующих лет.

Для исправления недостатков планетарной модели Бор создал свою, совершенно несовместимую с нормами классической физики, теорию водородоподобного атома, основанную на двух постулатах.

постулат – утверждение, принимаемое без доказательств, и служащее основой для построения какой-либо научной теории

1.3.1. ПОСТУЛАТЫ БОРА

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний) гласит: в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, в которых он не излучает энергии. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением электромагнитных волн.

Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой *энергетических уровней* E_n , каждый из которых соответствует определенному стационарному состоянию. Механическая энергия электрона, движущегося по замкнутой траектории вокруг положительно заряженного ядра, отрицательна. Поэтому всем стационарным состояниям соответствуют значения энергии $E_n < 0$. При $E_n \geq 0$ электрон удаляется от ядра (ионизация). Величина $|E_1|$ называется *энергией ионизации*. Состояние с энергией E_1 называется *основным состоянием* атома.

Второй постулат Бора (правило частот) формулируется следующим образом: при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (или поглощается) один фотон с энергией, равной разности энергий соответствующих стационарных состояний

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m \quad (1.28)$$

³ Нильс Хенрик Давид Бор (1885-1962) – датский физик, Нобелевская премия по физике 1922 г. «за заслуги в исследовании строения атомов и испускаемого ими излучения».

где h – постоянная Планка, E_n и E_m – соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения). Отсюда можно выразить частоту излучения:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} \quad (1.29)$$

При $E_m < E_n$ происходит излучение фотона (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, т. е. переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на более близлежащую), при $E_m > E_n$ – поглощение фотона (переход атома в состояние с большей энергией, т. е. переход электрона на более удаленную от ядра орбиту).

Набор возможных дискретных частот $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$ квантовых переходов и определяет линейчатый спектр атома.

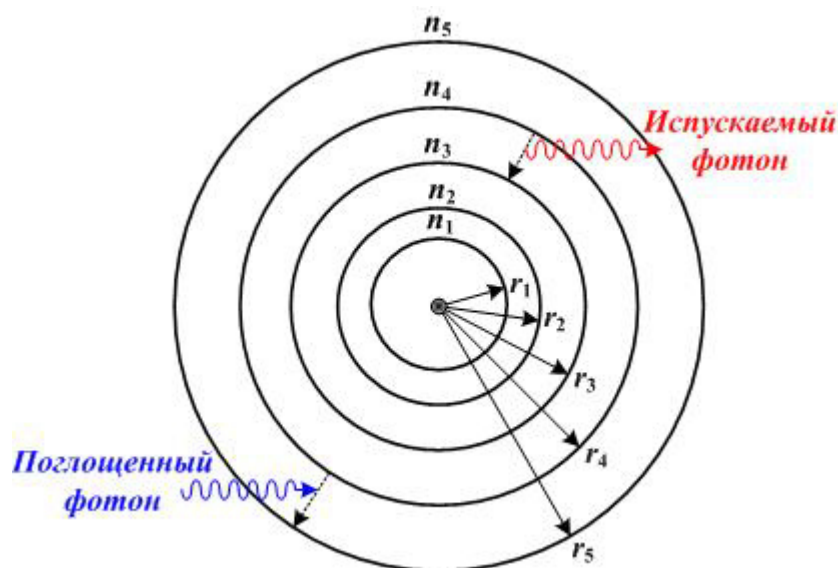


Рис. 1.8. Стационарные орбиты атома Бора, излучение и поглощение фотонов

Согласно постулатам Бора электрон может излучать порции света (фотоны) только при переходе с одной орбиты на другую. Если он попадает на орбиту с наименьшей возможной энергией, откуда ему некуда переходить, то в этом состоянии электрон живет неограниченно долго. Таким образом объяснялась стабильность атома. Смысла правил квантования, т. е. рецепта определения параметров стационарных состояний (орбит) и соответствующих им значений энергии E_n , теория Бора не раскрывала, однако созданная им модель атома подкрепляла концепцию двойственной природы света – одновременно волны и потока фотонов.

Физическую интерпретацию правилу квантования суждено было объяснить десятилетием позже, в 1924 году, Луи де Бройлю на основе представлений о волновых свойствах частиц (см. раздел 2.1). Де Бройль предложил, что каждая орбита в атоме водорода соответствует волне, распространяющейся по окружности около ядра атома. Стационарная орбита возникает в том случае, когда волна непрерывно повторяет себя после каждого оборота вокруг ядра. Другими словами, стационарная орбита соответствует круговой стоячей волне де Бройля на длине орбиты (рис. 1.9). Это явление очень похоже на стационарную картину стоячих волн в струне с закрепленными концами.

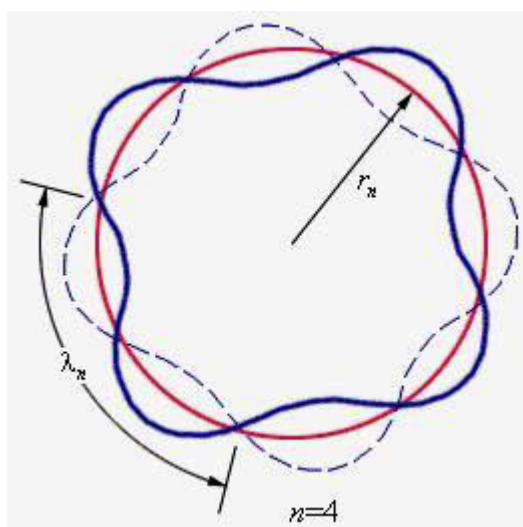


Рисунок 1.9. Иллюстрация идеи де Бройля возникновения стоячих волн на стационарной орбите для случая $n = 4$

В стационарном квантовом состоянии атома водорода на длине орбиты должно укладываться по идее де Бройля целое число длин волн λ , т. е.

$$n \lambda_n = 2\pi r_n,$$

т. е. стационарными орбитами будут те, на которых точно 1, 2, 3, ... раза укладывается длина волны, связанной с вращающимся электроном. Подставляя в это соотношение длину волны де Бройля $\lambda = h/p$, где $p = m_e v$ – импульс электрона, получим:

$$n \frac{h}{m_e v} = 2\pi r_n,$$

или

$$m_e v r_n = n \hbar \tag{1.30}$$

Здесь $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; m_e и v – масса электрона и его скорость на орбите радиуса r_n ; $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер орбиты или номер энергетического уровня.

Выражение (1.30) носит название правила квантования (или правила отбора) для круговых орбит Бора и читается следующим образом:

Стационарными орбитами в атоме водорода являются только те, для которых момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, кратен постоянной Планка.

Правило квантования Бора позволяет вычислить радиусы стационарных орбит электрона в атоме водорода и определить значения энергий. Скорость электрона, вращающегося по круговой орбите некоторого радиуса r_n в кулоновском поле ядра, как следует из второго закона Ньютона, определяется соотношением

$$v^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mr_n} \quad (1.31)$$

где e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Скорость электрона v и радиус стационарной орбиты r_n связаны правилом квантования Бора. Отсюда следует, что радиусы стационарных круговых орбит определяются выражением

$$r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_e e^2} n^2 \quad (1.32)$$

Для атома водорода самой близкой к ядру орбите соответствует значение $n = 1$. Радиус первой орбиты, который называется *первым боровским радиусом*, равен

$$a = r_1 = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} = 0,529 \text{ \AA}, \quad (1.33)$$

что соответствует расчетам на основании молекулярно кинетической теории газов.

Радиусы последующих орбит возрастают пропорционально n^2 .

1.3.2. АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ

Так как радиусы стационарных орбит измерить невозможно, то для проверки теории необходимо обратиться к таким величинам, которые могут быть измерены экспериментально. Такой величиной является энергия, излучаемая и поглощаемая атомами водорода.

Электрический разряд в трубке, содержащей одноатомный разреженный газ – водород – является источником света, анализ которого

призменным спектрографом дает серию очень отчетливых линий, линейчатый спектр данного газа.

Видимая часть спектра водорода показана на рис. 1.10а. Если белый свет (например, от источника накала, содержащий сплошной спектр) пропустить через газообразный водород, возникает *спектр поглощения*. При этом на экране наблюдаются темные линии на светлом фоне (рис. 1.10б). Положение этих линий соответствует длине волны ярких спектральных линий в спектре испускания водорода. То есть газ поглощает падающее излучение именно с этими длинами волн.

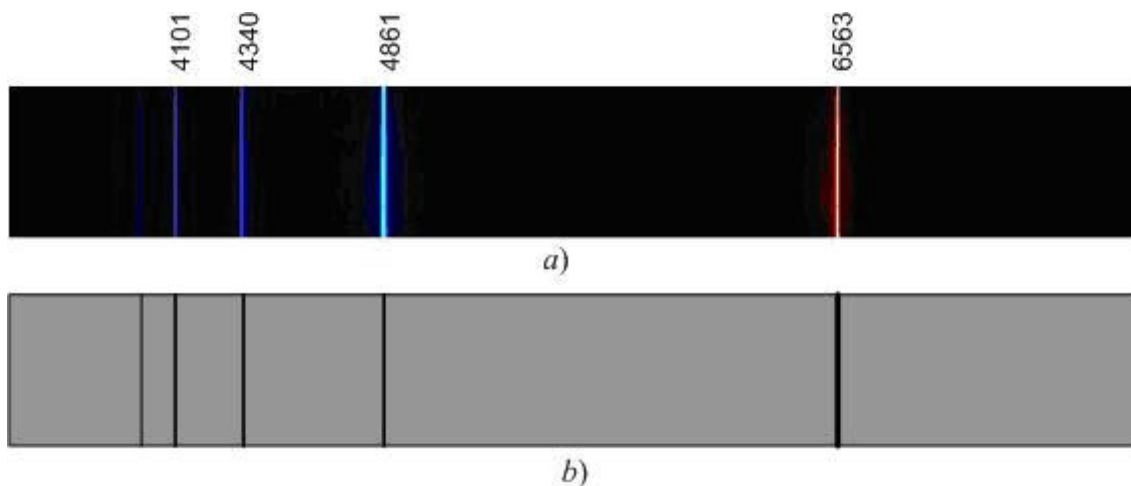


Рис. 1.10. Видимые линии излучения водорода в серии Бальмера.



И. Бальмер⁴

Для описания длин волн λ четырёх видимых линий спектра водорода И. Бальмер предложил эмпирическую формулу, по которой можно рассчитать длины волн в спектре атома водорода

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 2^2} \quad (1.34)$$

где $b = 3645,6 \text{ \AA}$ (Ангстрем), $n = 3, 4, 5, 6 \dots$

Из выражения (1.34) вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями n , образуют группу или серию линий, называемую *серией Бальмера*. Подставляя в формулу $n = 3$, получаем $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ (красная линия водорода), при $n = 4$ получаем $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ (голубая линия). С увеличением n длины волн сближаются, а интенсивность линий ослабевает. Наконец,

⁴ Иоганн Якоб Бальмер (1825-1898) – швейцарский математик, описал известный к тому времени спектр атомов водорода простой формулой.

при $n = \infty$ получаем границу серии, когда $\lambda = 4/R \approx 3646 \text{ \AA}$. К границе серии со стороны больших частот примыкает сплошной спектр.

Серия была обнаружена в спектре Солнца. Благодаря распространённости водорода во Вселенной серия Бальмера наблюдается в спектрах большинства космических объектов.

Иоган Бальмер не был спектрографистом. Будучи убежденным последователем пифагорейцев, Бальмер считал, что тайну единства всех наблюдаемых явлений следует искать в различных комбинациях целых чисел. Существует версия, согласно которой Бальмер однажды похвастался, что может найти формулу для последовательности любых четырёх чисел, и его друг на спор дал ему длины волн красной, зелёной, синей и фиолетовой линий водородного спектра.

Безрезультатные попытки объяснить физический смысл формулы Бальмера продолжались почти 28 лет. Когда Нильс Бор работал над тем, чтобы устранить противоречия между классическими законами физики и предложенной Резерфордом планетарной моделью атома, спектрографист Ханс Хансен посоветовал Бору обратить внимание на спектральные формулы. Впоследствии Бор неоднократно говорил: «Как только я увидел формулу Бальмера, все немедленно прояснилось передо мной».

Целые числа в формуле оказались разрешенными орбитами, а спектральные линии следствием квантовых переходов электронов с одной орбиты на другую.

Согласно второму постулату Бора при переходе атома водорода из стационарного состояния n в стационарное состояние m с меньшей энергией испускается квант излучения с энергией, равной разности энергий соответствующих стационарных состояний.

Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кинетической энергии $mv^2/2$ и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра ($-e^2/4\pi\epsilon_0 r$):

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = -\frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (1.35)$$

Учитывая квантованные для радиуса n -й стационарной орбиты значения (1.32), получим, что энергия электрона может принимать только следующие дозволённые дискретные значения:

$$E_n = -\frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0} \frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}, \quad (1.36)$$

где знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии.

Из формулы (1.36) следует, что энергетические состояния атома образуют последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения n . Целое число n в выражении (1.36), определяющее энергетические уровни атома, называется главным квантовым числом. Энергетическое состояние с $n = 1$ является основным (нормальным) состоянием; состояния с $n > 1$ являются возбужденными.

С учетом (1.36) согласно второму постулату Бора имеем

$$h\nu = 2\pi\hbar\nu = E_n - E_m = -\frac{1}{16\pi^2\varepsilon_0} \frac{me^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (1.37)$$

откуда частота излучения

$$\nu = \frac{1}{32\pi^3\varepsilon_0} \frac{me^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R' \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.38)$$

где R – постоянная Ридберга.

Подстановка числовых значений m , e , π , ε_0 и \hbar в эту формулу дает результат

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

который очень хорошо согласуется с эмпирическим значением R' . Это совпадение убедительно доказывает правильность полученной Бором формулы (1.38) для энергетических уровней водородоподобной системы.

Если в формуле Бальмера использовать вместо частоты ν длину волны $\lambda = c/\nu$, она записывается как

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.39)$$

Здесь R – также постоянная Ридберга, $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$.

Кроме серии Бальмера в спектре водорода обнаружен ряд других серий – в ультрафиолетовой (УФ) части спектра находится *серия Лаймана*, а в инфракрасной (ИК) части спектра – *серия Пашена*, *серия Брэкета*, *серия Пфунда* и *серия Хэмфри*.

Все приведенные выше серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой (1.39), называемой *обобщенной формулой Бальмера-Бора*. Число m определяет серию и имеет постоянное значение ($m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$). Число n определяет отдельные линии этой серии и принимает целочисленные значения, начиная с $(m+1)$.

Таблица 1 и рис. 1.11 иллюстрирует образование спектральных серий в излучении атома водорода при переходе электрона с высоких уровней и стационарных орбит на более низкие уровни.

Таблица 1

Спектральные серии в спектре атома водорода

Серия	Область спектра	Формула серии	Граница серии
Лаймана	УФ	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 2, 3, 4, \dots$	911,27 Å
Бальмера	видимая	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 3, 4, 5, \dots$	3645,6 Å
Пашена	ИК	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 4, 5, 6, \dots$	8201,4 Å
Брекета	ИК	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 5, 6, 7, \dots$	14580 Å
Пфунда	ИК	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 6, 7, 8, \dots$	22782 Å
Хэмпфри	ИК	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 7, 8, 9, \dots$	32810 Å

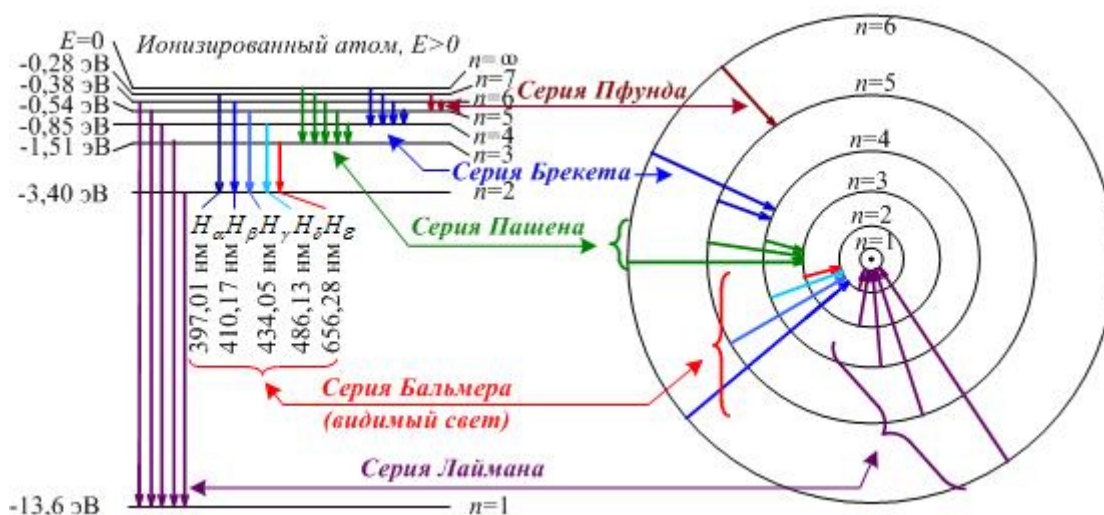


Рис. 1.11. Диаграмма энергетических уровней атома водорода. Показаны переходы, соответствующие различным спектральным сериям

Переход с третьего энергетического уровня на второй обозначается греческой буквой α, с 4-го на 2-й – β и т. д. Для обозначения самой серии используется латинская буква Н. Таким образом, полное обозначение

ние спектральной линии, возникающей при переходе электрона с третьего уровня на второй – $H\alpha$ (произносится Бальмер альфа).

Прекрасное согласие боровской теории атома водорода с экспериментом служило веским аргументом в пользу ее справедливости. Однако, попытки применить эту теорию к более сложным атомам не увенчались успехом. Теория Бора не отвергла полностью законы классической физики при описании поведения атомных систем. В ней сохранились представления об орбитальном движении электронов в кулоновском поле ядра. Классическая ядерная модель атома Резерфорда была дополнена в теории Бора идеей о квантовании электронных орбит. Поэтому теорию Бора иногда называют *полуклассической*.

Теория Бора оказала огромные услуги физике и химии, подойдя, с одной стороны, к раскрытию законов спектроскопии и объяснению механизма лучеиспускания, а с другой - к выяснению структуры отдельных атомов и установлению связи между ними. Однако, оставалось еще много явлений в этой области, объяснить которые теория Бора не могла.

1.3.3. ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА

Существование дискретных энергетических уровней атома наиболее ярко и непосредственно подтверждено в опытах Дж. Франка и Г. Герца.



Дж. Франк⁵



Г. Герц⁶

Идея опытов заключалась в следующем: атомы или молекулы более или менее разреженного газа обстреливаются медленными электронами; при этом исследуется распределение скоростей электронов до и после соударений. Если соударения происходят упруго, то распределение скоростей в результате соударений не изменяется, и, наоборот, при неупругих соударениях часть электронов теряет

свою энергию, отдавая ее атомам, с которыми они испытали соударения, и распределение скоростей меняется.

⁵ Немецкие ученые Джеймс Франк (1882-1964) и Густав Герц (1887-1975, (племянник знаменитого Генриха Герца) в 1925 г. были награждены нобелевской премией за открытие законов соударения электрона с атомом.

⁶ Г. Герц награждён Сталинской премией (СССР, 1951 г.) за исследования динамики и устойчивости каскадов газодиффузионного разделения изотопов урана

Схема экспериментальной установки опыта Франка и Герца приведена на рис. 1.12. В вакуумной трубке, установлены катод K , две сетки C_1 и C_2 и анод A . Электроны, эмитируемые катодом, ускоряются разностью потенциалов U , приложенной между катодом и сеткой C_1 . Скорость v , которую приобретает неподвижный электрон под действием ускоряющего потенциала U , находится из соотношения $\frac{mv^2}{2} = e \cdot U$, откуда получаем

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U} \text{ м/с}$$

Таким образом, при ускоряющем потенциале в 1 вольт скорость электронов составляет около $6 \cdot 10^5$ м/с.

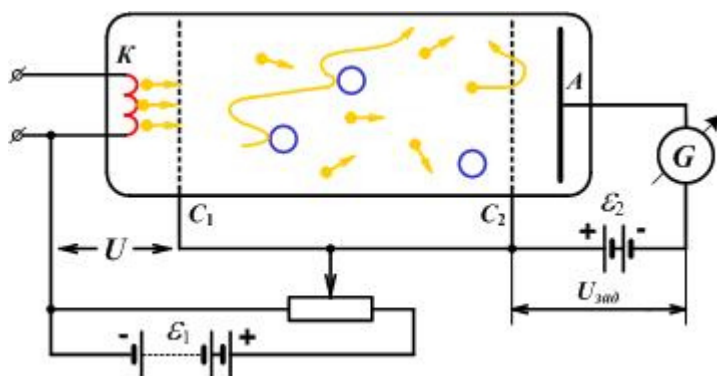


Рис. 1.12. Принципиальная схема установки Франка и Герца

Электроны, получившие определенную скорость, попадают в область между сетками C_1 и C_2 , находящихся под одинаковым потенциалом, где испытывают соударения с атомами газов, вводимых при небольших давлениях в трубку. Исследовался характер этих соударений – упругие они или неупругие.

При упругом ударе кинетическая энергия поступательного движения электрона будет оставаться практически неизменной. Потеря некоторой части кинетической энергии ΔE электрон может быть определена по формуле

$$\Delta E = \frac{4mM}{(m+M)^2} E \cong \frac{4m}{M} E \quad (1.40)$$

где m и M – масса электрона и атома соответственно; $E = mv^2 / 2$ – кинетическая энергия налетающего электрона. Энергия ΔE передается атому и появляется как его энергия отдачи.

Так как $m \ll M$, значение ΔE настолько мало, что электрон до полной остановки испытывает значительное число столкновений, двигаясь при этом по зигзагообразной траектории.

Если энергия налетающего электрона превышает некоторый порог, возможны неупругие столкновения, при которых часть кинетической энергии электрона передается атому с переходом его из основного состояния в возбужденное состояние. Так как время жизни возбужденного атома очень мало ($\sim 10^{-8}$ с), то практически сразу же после столкновения возбужденный атом вернется в основное состояние, испустив при этом фотон энергии.

Известна вольтамперная характеристика электронной лампы (рис. 1.13а). Анодный ток I растет по мере увеличения напряжения U и достигает тока насыщения. При ускоряющем потенциале, равном нулю, анодный ток не падает до нуля ($I_0 \neq 0$), он продолжает уменьшаться вплоть до некоторого значения тормозящего потенциала $U_{зад}$.

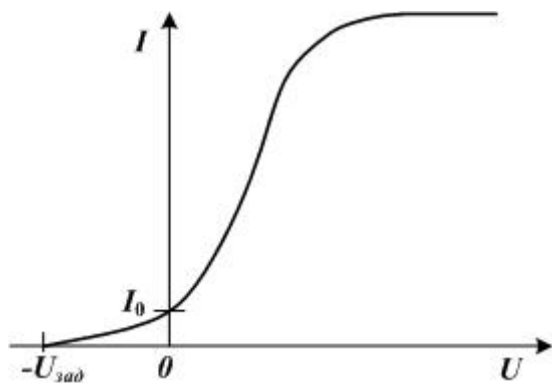


Рис. 1.13а

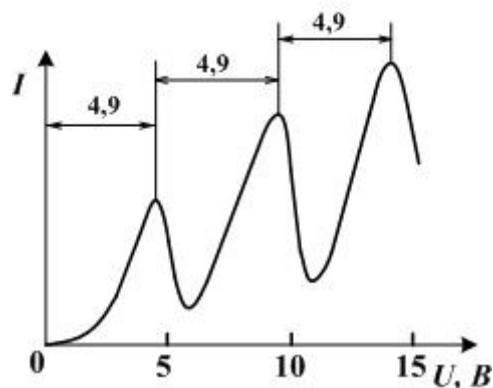


Рис. 1.13б

Это объясняется тем, что электроны выходят из катода не с нулевой скоростью, но обладают конечными скоростями, распределенными по закону Максвелла. Кроме того, катод и анод в трубке с горячим катодом всегда бывают сделаны из различных металлов. Поэтому между катодом и анодом в отсутствие внешнего напряжения обязательно имеется контактная разность потенциалов. Если теперь внешний ускоряющий потенциал становится равным нулю, то электроны все еще ускоряются этой контактной разностью потенциалов. Для компенсации ее необходимо приложить некоторый тормозящий потенциал $U_{зад}$. Только когда задерживающий потенциал достигает такой величины, что его могут преодолеть самые быстрые электроны, сила тока становится равной нулю.

В опытах между сеткой C_2 и анодом приложен небольшой (примерно 0,5 В) задерживающий потенциал.

Когда трубку при низком давлении (~ 13 Па) наполнили парами ртути ($t^\circ \approx 150$ °С), то обнаружился очень интересный эффект. Оказалось, что при увеличении напряжения на сетке C_1 анодный ток, как и в любой электронной лампе, растет, но здесь не монотонно, а сопровождается резкими спадами каждый раз, когда напряжение на сетке C_1 увеличивается на 4,9 В (рис. 1.13б). Объясняется это тем, что электроны с энергией больше 4,9 В, испытывают неупругие столкновения с атомами ртути. В результате их энергия уменьшается настолько, что электроны не могут преодолеть слабое задерживающее поле, и не достигают анода. Если напряжение на сетке C_1 увеличить еще на 4,9 В, то электроны смогут испытать еще одно неупругое столкновение и потерять при этом полностью свою энергию. Этим объясняется второй спад тока на кривой рис. 1.13б, который более резкий, чем первый спад, так как соответствует электронам, испытавшим два неупругих соударения. Третий спад тока соответствует электронам, которые испытали три неупругих столкновения, и т. д.

Каждый раз, когда происходит неупругое столкновение, атом ртути переходит в возбужденное состояние и затем возвращается в основное состояние, излучая фотон.

Рассмотрим кратко некоторые вопросы, связанные с возбуждением атомов, сопровождающихся переходами электронов между «оптическими» уровнями. В тяжелых атомах (${}^{202}_{80}\text{Hg}$) трудно удалить электрон с внутренних орбит. Энергия связи таких электронов составляет несколько тысяч электроновольт. Внешние (валентные) электроны экранированы от ядра электронными оболочками, и их энергия связи составляет несколько электроновольт.

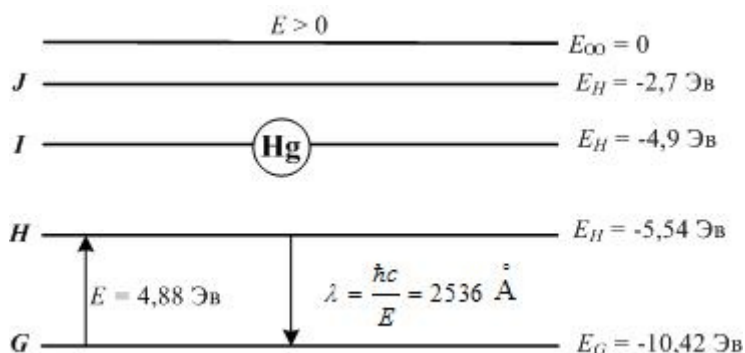


Рис. 1.14. Энергетические уровни внешнего электрона атома ртути

В опытах Франка и Герца работают только внешние электроны. Энергетические уровни внешнего электрона показаны на рис. 1.14. Эти уровни обычно называют «оптические уровни», так как при любых пере

ходах между ними поглощаются или испускаются фотоны, длины волн которых лежат в видимой области спектра.

Из рисунка видно, что энергия валентного электрона в основном состоянии (G) равна $E_G = -10,42$ эВ. Другие уровни энергии (H, I, J , и т. д.) есть возбужденные состояния.

Энергия первого возбужденного состояния (H) равна $E_H = -5,54$ эВ. Энергия, которая требуется для перехода электрона из основного в первое возбужденное состояние равна

$$E_{GH} = E_H - E_G = -5,54 - (-10,42) = 4,88 \text{ эВ.}$$

Эту энергию называют *первым критическим потенциалом* атома ртути.

Если по какой либо причине атом ртути перейдет в первое возбужденное состояние, то он затем за очень короткое время возвратится в основное состояние. Такой переход должен сопровождаться излучением фотона с энергией 4,88 эВ.

Различие теоретического (4,88 эВ) и экспериментального (4,9 эВ) значений потенциала возбуждения легко объясняется наличием контактной разности потенциалов.

А. Комптон, повторив опыт Франка и Герца (1922 23 г.г.), обнаружил, что при напряжении $U > 4,9$ В пары ртути начинают испускать свет с частотой $\nu = \Delta E / h$, где $\Delta E = 4,9$ эВ, h – постоянная Планка. Таким образом, возбужденные электронным ударом атомы ртути действительно испускают фотон с энергией 4,9 эВ и возвращаются в основное состояние.

2. НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

В 1924 г. де Бройль представил свою работу "Исследования по квантовой теории" в качестве докторской диссертации факультету естественных наук Парижского университета. Его оппоненты и члены ученого совета были поражены, но настроены весьма скептически. Они рассматривали идеи де Бройля как теоретические измышления, лишённые экспериментальной основы. Однако Альберт Эйнштейн сумел убедить их в том, что открытие де Бройля имеет огромное значение для квантовой физики.

В следующем году де Бройль опубликовал свою работу в виде обширной статьи, которая была встречена с почтительным вниманием.

2.1. ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ



*Луи де Бройль*⁷

В 1900 г. Макс Планк предложил свою революционную квантовую теорию для объяснения соотношения между температурой тела и испускаемым им излучением. Вопреки освященному веками представлению о том, что свет распространяется непрерывными волнами, Планк высказал предположение о том, что электромагнитное излучение (всего лишь за несколько десятилетий до этого было доказано, что свет представляет собой электромагнитное излучение) состоит из неделимых порций, энергия которых пропорциональна частоте излучения. Новая теория позволила Планку разрешить проблему, над которой он работал, но она оказалась слишком непривычной, чтобы стать общепринятой.

В 1905 г. Альберт Эйнштейн показал, что теория Планка – не математический трюк. Используя квантовую теорию, он предложил замечательное объяснение фотоэлектрического эффекта (испускание электронов поверхностью металла под действием падающего на нее излучения). Было известно, что с увеличением интенсивности излучения число испущенных с поверхности электронов возрастает, но их скорость никогда не превосходит некоторого максимума. Согласно предложенному Эйнштейном объяснению, каждый квант передает свою энергию одному электрону, вырывая его с поверхности металла: чем интенсивнее излучение, тем больше фотонов, которые высвобождают больше электронов; энергия же каждого фотона определяется его частотой и задает предел скорости вылета электрона. Заслуга Эйнштейна не только в том, что он расширил область применения квантовой теории, но и в подтверждении им ее справедливости. Свет, несомненно обладающий волновыми свойствами, в ряде явлений проявляет себя как поток частиц.

Так возникло представление о частицах света – фотонах, несущих квант энергии и движущихся со скоростью света. В дальнейшем, исходя из релятивистской кинематики, фотонам был приписан импульс. Представление о фотонах получило окончательное подтверждение после открытия эффекта Комптона (1922). Таким образом, было установлено,

⁷ Луи-Виктор-Пьер-Раймон де Бройль (1892-1987) – французский физик-теоретик, один из основоположников квантовой механики, удостоенный Нобелевской премии 1929 г. по физике за открытие волновой природы электрона

что электромагнитное излучение наряду с волновыми обладает корпускулярными свойствами.



А. Комптон⁸

Выражение для энергии фотона можно записать в виде

$$E = h\nu = mc^2 = pc. \quad (2.1)$$

Тогда импульс фотона определится как

$$p = E/c = h\nu/c = h/\lambda, \quad (2.2)$$

Несмотря на большое число экспериментальных подтверждений мысль о двойственном характере электромагнитного излучения у многих физиков продолжала вызывать сомнения. К тому же в новой теории обнаружались уязвимые места. Например, модель Бора «разрешенные» электронные орбиты ставила в соответствии наблюдаемым спектральным линиям. Орбиты не следовали из теории, а подгонялись, исходя из экспериментальных данных.

Де Бройль первым понял, что если волны могут вести себя как частицы, то и частицы могут вести себя как волны. Он применил теорию Эйнштейна - Бора о дуализме волна-частица к материальным объектам. Волна и материя считались совершенно различными. Материя обладает массой покоя. Она может покоиться или двигаться с какой-либо скоростью. Свет же не имеет массы покоя: он либо движется с определенной скоростью (которая может изменяться в зависимости от среды), либо не существует. По аналогии с соотношением между длиной волны света и энергией фотона де Бройль высказал гипотезу о существовании соотношения между длиной волны и импульсом частицы (массы, умноженной на скорость частицы). Импульс непосредственно связан с кинетической энергией. Таким образом, быстрый электрон соответствует волне с более высокой частотой (более короткой длиной волны), чем медленный электрон. В каком обличье, волны или частицы, проявляет себя материальный объект, зависит от условий наблюдения.

Де Бройль применил свою идею к модели атома Бора. Отрицательный электрон притягивается к положительно заряженному ядру. Для того чтобы обращаться вокруг ядра на определенном расстоянии, электрон должен двигаться с определенной скоростью. Если скорость электрона изменяется, то изменяется и положение орбиты. В таком случае центробежная сила уравнивается центростремительной силой. Ско-

⁸ Артур Холли Комптон (1892—1962), американский физик, – Нобелевская премия по физике 1927 г. «за исследование эффекта, названного его именем».

рость электрона на определенной орбите, находящейся на определенном расстоянии от ядра, соответствует определенному импульсу (скорости, умноженной на массу электрона) и, следовательно, по гипотезе де Бройля, определенной длине волны электрона. По утверждению де Бройля, «разрешенные» орбиты отличаются тем, что на них укладывается целое число длин волн электрона. Только на таких орбитах волны электронов находятся в фазе (в определенной точке частотного цикла) с самими собой и не разрушаются собственной интерференцией.

Де Бройль задался вопросом: «что, может быть, нужно найти общее синтезирующее понятие, которое позволило бы объединить точку зрения волновой теории с точкой зрения корпускулярной». В своей Нобелевской речи де Бройль так изложил поразившую его фантазию аналогии между корпускулярной и волновой теориями, принятыми физикой того времени: *«С одной стороны, теория световых квантов не может быть признана удовлетворительной, потому что она определяет энергию корпускулы света соотношением $E = h\nu$, в котором фигурирует частота ν . Но чисто корпускулярная теория не содержит в себе ни одного элемента, который позволил бы определить частоту. Хотя бы по этой причине необходимо в случае света вводить одновременно и идею корпускулы и идею периодичности.*

Де Бройль высказал блестящую идею: если свет во многих случаях проявляет корпускулярные свойства, то и частицы, в частности, электрон, в силу симметрии в природе могут обладать волновыми свойствами. В соответствии с теорией относительности де Бройль исходит из предположения, что с каждой частицей с массой покоя (или энергией) m_0 связан волновой процесс с частотой ν_0 , так что

$$h\nu_0 = m_0c^2, \quad (2.3)$$

где h - постоянная Планка, а c - скорость света в пустоте.

Иными словами, этот основной постулат означает, что каждая частица материи является местом и источником связанного с ней колебания с частотой, определяемой выше указанным соотношением (2.3). Если эта частица находится в движении, то, согласно теории относительности, ее колебание представляется неподвижному наблюдателю в виде волны, движущейся со скоростью большей, чем скорость частицы.

Де Бройль предположил, что частицы должны описываться волновым процессом с определенной длиной волны, связанной с импульсом частицы и ее энергией

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}. \quad (2.4)$$

Подобные утверждения справедливы и для света, где существует соотношение между длиной волны фотонов и их импульсом (см. формулу (2.2)), ведь свет тоже неизвестно что – волна или частица. Поскольку импульс напрямую связан с кинетической энергией, то более быстрому электрону должна соответствовать более короткая длина волны или более высокая частота. А более медленному – наоборот, более длинная волна или низкая частота.

Соотношения (2.3, 2.4) справедливы не только для элементарных частиц, но и для любых материальных тел. Обычный волейбольный мяч массой $m = 0,14$ кг, запущенный сильным ударом, имеет скорость около 40 м/с. Длина волны этого тела, связанная с мячом, равна

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{0,14 \cdot 40} = 1,18 \cdot 10^{-34} \text{ м} = 1,18 \cdot 10^{-24} \text{ \AA},$$

то есть длина волны столь мала, что ее невозможно определить из опыта.

Электрон, движущийся с такой же скоростью, будет иметь длину волны

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 40} = 1,8 \cdot 10^5 \text{ \AA},$$

которая легко может быть определена из эксперимента.



*К. Дэвиссон*⁹



*Дж. П. Томсон*¹⁰

Естественно, ученые сразу же стали проверять эту гипотезу, и самым естественным методом проверки оказались попытки обнаружить волновую дифракцию электронов. Эти попытки увенчались успехом в 1927 году благодаря классическим опытам, поставленным американцами Клинтон Дэвиссоном и Лестером Джермером и, независимо от них, англичанином

Джорджем Томсоном.

⁹ **Клинтон Джозеф Дэвиссон** (1881-1958) – американский физик, награжден за экспериментальное подтверждение предсказанных де Бройлем волн материи Нобелевской премией по физике 1937 года, которую разделил с

¹⁰ **Джорджем Паджетом Томсоном** (1892-1975), английским физиком, сыном Нобелевского лауреата Дж. Дж. Томсона.

Американцы исследовали рассеяние пучка электронов металлической поверхностью. Схема эксперимента изображена на рис. 2.1. В опытах можно менять угол рассеяния φ при одной и той же энергии E электронов, а также энергию E электронов при фиксированном значении φ . Полярная диаграмма рассеяния представляла собой более или менее плавную кривую без чётко выраженных особенностей.



Рис. 2.1. Схема опыта по рассеянию электронов

Открытию предшествовал «несчастный случай» – разгерметизация установки. После отжига окислившегося кристалла (никель) результаты опытов резко изменились. Исследовалось рассеяние электронов, как и раньше, под любыми углами, но при определенных углах количество рассеянных электронов резко возрастало. Так для электронов с энергией $E = 54$ эВ в распределении интенсивности рассеянных электронов был получен максимум под углом $2\varphi = 50^\circ$.

В соответствии с формулой де Бройля длина волны таких электронов будет равна

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 54 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}} = 1,67 \text{ \AA}$$

Отжиг окислившегося рассеивателя способствовал устранению неоднородностей и очистке кристаллографических плоскостей, при отражении от которых и наблюдалась интерференция электронных волн. Период кристаллической решетки никеля равен $d = 0,91 \text{ \AA}$. При дифракции электронов по методу Брэгга для максимума первого порядка $n = 1$ получаем, что длина дифрагированной волны равна

$$\lambda = 2d \sin \varphi = 2 \cdot 0,91 \text{ \AA} \sin 65^\circ = 1,65 \text{ \AA}$$

Оба результата хорошо совпадают, и это свидетельствует о том, что электроны проявляют как волновые, так и корпускулярные свойства.

Экспериментальная проверка волновой природы частиц продолжалась и в последующие годы как физиками за рубежом, так и в нашей стране. Наглядным примером волновой природы частиц является дифракционная картина (рис. 2.2), полученная при рассеянии электронов на тонкой золотой фольге.

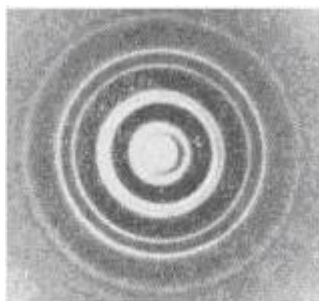


Рис. 2.2. Пример дифракции электронов на тонкой золотой плёнке

Опыты окончательно доказали не только волновую природу частиц, но и поставили новые вопросы: так как электроны и фотоны проявляют свойства и волны, и частицы, может оказаться, что между ними нет разницы.

Но по волновой теории нельзя объяснить ряд опытов, например эффект Комптона или фотоэффект, или объяснить, почему электрон не может двигаться со скоростью, равной скорости света. Поэтому Нильс Бор ввел *принцип дополнительности*: Всем микрообъектам присущи и волновые, и корпускулярные свойства, однако, они не являются ни волной, ни частицей в классическом понимании. Разные свойства микрообъектов не проявляются одновременно, они дополняют друг друга, только их совокупность характеризует микрообъект полностью. Можно условно сказать, что микрообъекты распространяются как волны, а обмениваются энергией как частицы.

Идея де Бройля хорошо разрешала противоречие «волна-частица», но, несмотря на быстрое подтверждение опытом, потребовалось определенное время, чтобы она получила всеобщее признание физиков. Волны, связанные с материальными частицами, теперь принято называть волнами де Бройля. Волны де Бройля не являются электромагнитными волнами и не имеют аналогии среди всех видов волн, изучаемых в классической физике, т.к. они не испускаются какими-либо источниками волн и не имеют отношения к распространению какого-либо поля, например электромагнитного или какого-либо другого. Они связаны с любой движущейся частицей вне зависимости от того, является ли она электрически заряженной или нейтральной.

2.2. ПРИНЦИП НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Сначала рассмотрим точечный объект, его пространственную локализацию. Пусть точка массой m движется вдоль оси x (рис. 2.3). В некоторый момент времени t она занимает положение a с координатой x_1 и обладает скоростью v (или импульсом $p_{x1} = mv$). Через некоторое время она займет положение b с координатой x_2 и будет двигаться с импульсом p_{x2} . Совокупность положений точек a, b, c, \dots представляет собой траекторию движения частицы m .



Рис. 2.3

Если известны силы F_x , действующие на точку m , то по второму закону Ньютона можно рассчитать все последующие значения координаты x и импульса p_x материальной точки.

Используя известные соотношения $v_x = dx/dt$ и $a_x = dv_x/dt = d^2x/dt^2$, выражения для силы и скорости можно записать в виде двух уравнений

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x \quad \text{и} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{1}{m} p_x \quad (2.5)$$

Эти уравнения представляют собой в классической механике математическую формулировку *принципа причинности*: если известны силы F_x , действующие на материальную точку, то из (2.5) можно определить приращение координаты dx и импульса dp_x в последовательные промежутки времени dt и, значит, рассчитать ее движение.

Таким образом, для точечного объекта характерно:

- ✓ материальная точка обладает одновременно определенными координатой x и импульсом p_x ;
- ✓ совокупность последовательных положений точки образует в пространстве линию – траекторию ее движения;
- ✓ принцип причинности позволяет определить положение и импульс материальной точки на ее траектории в любой момент времени t .

Совсем иначе обстоит дело с волновыми объектами, так как волна представляет собой протяженный объект и не может иметь определенную координату x . Любая волна характеризуется некоторой волновой функцией (например, плотностью и давлением в случае акустической волны, или векторами \vec{E} и \vec{H} в случае электромагнитной волны), кото-

рью обозначают буквой Ψ (пси). Значения функции Ψ различны в точках с различными координатами x и изменяются с течением времени t , то есть функция Ψ является функцией двух переменных x и t

$$\Psi = \psi(x, t) \quad (2.6)$$

Локализация Ψ -функции в пространстве может быть различной. Например, для монохроматической волны отрезок Δx , в котором заключен объект, равен $\Delta x = \infty$.

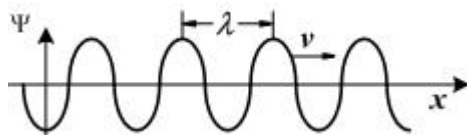


Рис. 2.4. Монохроматическая волна

Для фотона или электрона импульс равен

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (2.7)$$

Так как волна монохроматична, то $\lambda = const$, скорость тоже постоянна, и значит значение импульса тоже $p = const$. То есть для такой волны имеем

$$\Delta x = \infty \quad \text{и} \quad \Delta p = 0, \quad (2.8)$$

т.е. такой волновой объект имеет определенный импульс и неограниченную область локализации.

Теперь возьмем суперпозицию группы волн с различными длинами волн λ , т.е. волновой пакет (рис. 2.5). Здесь функция Ψ отлична от нуля только в интервале Δx . Однако теперь теряет определенность длина волны λ , а значит и импульс, связанный с длиной волны $p = h/\lambda$.

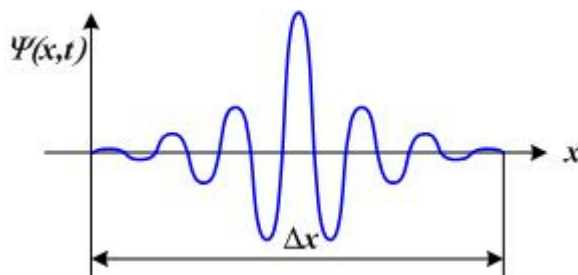


Рис. 2.5. Волновой пакет

В волновом пакете содержится набор монохроматических волн, импульсы которых заключаются в интервале Δp

$$\Delta p = \Delta \left(\frac{h}{\lambda} \right) = \frac{h}{\lambda^2} (\Delta \lambda) \quad (2.9)$$

Чем уже интервал Δx , тем шире должен быть интервал $\Delta \lambda$ (вспомним биения), а, следовательно, и интервал импульсов Δp . То есть увеличение определенности в локализации (уменьшение Δx) связано с одновременным возрастанием в неопределенности Δp .

В пределе при $\Delta x \rightarrow 0$ имеем $\Delta p \rightarrow \infty$. Этот волновой объект имеет определенную координату (как материальная точка), но зато совершенно неопределенный импульс. Следовательно, волновая природа таких объектов, как электрон и фотон, приводит к тому, что они не могут иметь одновременно определенную координату x и импульс p_x .

Чтобы определить размеры x и импульс p_x электрона, нам нужен измерительный инструмент, который вступит во взаимодействие с электроном и возвратит нам сигнал с детектора с информацией о его местоположении. В качестве такого измерительного инструмента выступает световая волна, точнее ее частицы, кванты света – фотоны. Цена деления такого инструмента равна длине волны фотона λ . Других инструментов взаимодействия с электроном для определения его положения в пространстве, кроме других элементарных частиц, нет.

Погрешность измерения, как известно, определяется минимальным делением шкалы, т.е. максимальная погрешность измерения размера Δx электрона не должна превышать деления шкалы λ

$$\Delta x \leq \lambda. \quad (2.10)$$

Рассеяние фотона на электроне рассматривается как упругий удар. Максимальный импульс Δp_x , который фотон может передать при таком ударе электрону, не должен превышать импульс фотона $p_x = h / \lambda$

$$\Delta p_x \leq p_x = \frac{h}{\lambda} \quad (2.11)$$

Перемножая (2.10) и (2.11), получаем

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \lambda \frac{h}{\lambda} = h,$$

или

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = h. \quad (2.12)$$

Такие же соотношения можно записать и для других координат

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h \quad \text{и} \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \geq h. \quad (2.13)$$



К. Гейзенберг ¹¹

Выражения (2.12-2.13) называются соотношениями неопределенности Гейзенберга. Согласно этому соотношению *положение (координата) и импульс частицы не могут быть определены одновременно сколь угодно точно.*

Соотношение неопределенностей отражает особенности природы частиц вещества, обусловленные их корпускулярно-волновой двойственностью (а не границы познания этих свойств, как считал Гейзенберг, полагая частицы материальными точками).

В микромире принципиально отсутствует понятие траектории, так как уже при $\Delta x \approx 0$ возникает полная неопределенность импульса, и, следовательно, неизвестно положение частицы в следующий момент времени.

Представим себе диафрагму с двумя щелями, на достаточно большом расстоянии от которой помещена фотопластинка (рис. 2.6). Если через такую диафрагму пропустить параллельный пучок электронов Φ_e , то на фотопластинке должна возникнуть известная картина дифракции от двух щелей, всем своим характером, но отнюдь не просто интенсивностью, отличающаяся от картины дифракции от одной щели.

Если мы закроем, например, нижнюю щель, то, если щель достаточно узка, мы получим на фотопластинке картину дифракции от этой щели (рис. 2.6a). Если же мы закроем верхнюю щель, которая ранее была открыта, и откроем нижнюю, мы снова получим картину дифракции от одной щели (рис. 2.6b).

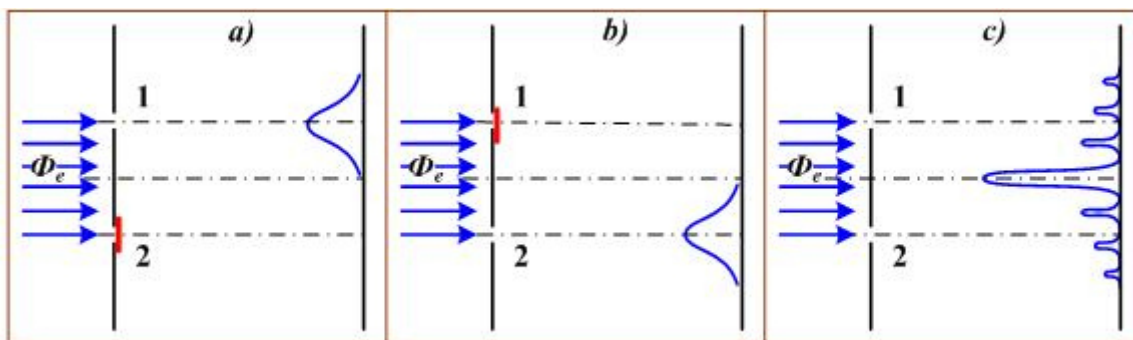


Рис. 2.6

Если мы откроем обе щели, то возникающая при этом картина (рис. 2.6c) отнюдь не будет соответствовать сложению обеих картин, полу-

¹¹ **Вёрнер Карл Гейзенберг** (1901-1976) - немецкий физик-теоретик. Нобелевская премия по физике 1933 г. «за создание квантовой механики, приложения которой, в числе прочего, привели к открытию аллотропных форм водорода»

чающихся при открытых нижней и верхней щелей, но будет состоять из светлых и темных полос, положение которых определяется обеими щелями.

Совершенно очевидно, что этот опыт никак не может быть согласован с представлением об электроны как о частице, движущейся по определенной траектории, т. е. обладающей в каждый момент времени определенными, хотя бы и неизвестными, координатами и импульсом. Подобная частица, наглядным образом которой может служить дробинка, доведенная до крайних пределов малости, обязательно должна пройти через одну определенную щель: присутствие или отсутствие второй щели не может оказать никакого влияния на ее траекторию.

Между тем электроны и другие микрочастицы ведут себя существенно различным образом в том и другом случаях, т. е. при открытой и закрытой второй щели. Описанный опыт показывает, что электроны и другие микрочастицы ни в коем случае нельзя рассматривать просто как микродробинки. Представление об очень маленькой частице, движущейся по определенной траектории и обладающей в каждой точке этой траектории определенной скоростью, пока над ней не произведено измерения, - такое представление отнюдь не может служить картиной движения электрона. Понятие траектории теряет смысл для электрона, совершенно так же, как в волновой оптике теряет смысл понятие светового луча.

Принцип неопределенности связывает не только пространственные координаты и скорость – на этом примере он просто проявляется нагляднее всего. В равной мере неопределенность связывает и другие пары взаимно увязанных характеристик микрочастиц. Путем аналогичных рассуждений можно прийти к выводу о невозможности безошибочно измерить энергию квантовой системы и определить момент времени, в который она обладает этой энергией. То есть, если мы проводим измерение состояния квантовой системы на предмет определения ее энергии, то это измерение займет некоторый отрезок времени – назовем его Δt . За этот промежуток времени энергия системы случайным образом меняется, происходят ее флуктуация, и выявить ее мы не можем. Обозначим погрешность измерения энергии ΔE . Путем рассуждений, аналогичных вышеприведенным, мы придем к соотношению для ΔE и неопределенности времени Δt , которым квантовая частица этой энергией обладала:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \quad (2.14)$$

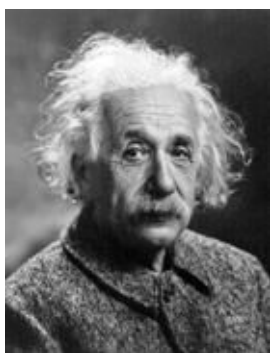
Произведение энергии на время имеет ту же размерность, что и произведение импульса на координату. Выражение (2.14) легко получить из выражения (2.12), записав,

$$(\Delta p \cdot \Delta x) \frac{\Delta t}{\Delta t} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta t} \right) \cdot \Delta x \cdot \Delta t = (F \cdot \Delta x) \Delta t = E \cdot \Delta t \geq h. \quad (2.15)$$

По второму закону Ньютона отношение $\Delta p / \Delta t$ есть сила, а сила, умноженная на расстояние Δx равна энергии (работе).

Так же как импульс и координата не могут быть определены одновременно сколь угодно точно, так и энергия и время не могут быть одновременно найдены с неограниченной точностью. Чем большая точность достигнута при измерении промежутка времени Δt , тем меньше точность в определении энергии E .

В качестве примера рассмотрим два мысленных эксперимента Эйнштейна и ответы на них Нильса Бора.



*А. Эйнштейн*¹²

Первый мысленный эксперимент Эйнштейна

по проверке принципа неопределённости был следующим: Рассмотрим частицу, проходящую через щель в экране шириной d . Щель приводит к неопределённости импульса частицы порядка h/d , когда частица проходит через экран. Но импульс частицы с достаточной точностью можно определить по отдаче экрана с помощью закона сохранения импульса.

Ответ Бора был таков: так как экран подчиняется законам квантовой механики, то для измерения отдачи с точностью Δp импульс экрана должен быть известен с такой точностью до пролёта частицы. Это приводит к неопределённости положения экрана и щели, равной $h/\Delta p$, и если импульс экрана известен достаточно точно для измерения отдачи, положение щели оказывается определённым с точностью, не позволяющей точного измерения положения частицы.

Другой мысленный эксперимент Эйнштейна был задуман для проверки принципа неопределённости в отношении таких сопряжённых переменных, как время и энергия. Если в эксперименте со щелью в экране

¹²Альберт Эйнштейн (1879-1955) – физик-теоретик, один из основателей современной теоретической физики, лауреат Нобелевской премии по физике в 1921 г. «...за его вклад в теоретическую физику и особенно за открытие закона фотоэлектрического эффекта».

частицы двигались в заданном пространстве, то во втором случае они двигаются в течение заданного времени.

Рассмотрим коробку, наполненную световым излучением в результате радиоактивного распада. В коробке имеется затвор, открывающий её на точно известное малое время, в течение которого часть излучения покидает коробку. Для измерения унесённой с излучением энергии можно взвесить коробку после излучения, сравнить с начальным весом и применить принцип эквивалентности массы и энергии. Если коробка установлена на весах, то измерения сразу должны показать неточность принципа неопределённости.

Через день размышлений Бор определил, что если энергия самой коробки известна точно в начальный момент, то время открытия затвора не может быть известно точно. Кроме этого, весы и коробка за счёт изменения веса при излучении могут менять своё положение в гравитационном поле. Это приводит к изменению скорости течения времени за счёт движения часов и за счёт влияния гравитации на ход часов, и к дополнительной неточности времени срабатывания затвора. Бору уже было известно соотношение $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$.

И, в заключение, относительно принципа неопределённости нужно сделать еще два важных замечания:

принцип неопределённости не подразумевает, что какую-либо одну из двух характеристик частицы – пространственное местоположение или скорость – нельзя измерить сколь угодно точно;

принцип неопределённости действует объективно и не зависит от присутствия разумного субъекта, проводящего измерения.

2.3. УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА



Э. Шредингер¹³

В развитие идеи де Бройля о волновых свойствах вещества Эрвин Шредингер в 1926 году получил свое знаменитое уравнение. Шредингер сопоставил движению микрочастицы комплексную функцию координат и времени, которую он назвал волновой функцией и обозначил греческой буквой «пси» (ψ или Ψ). Мы будем называть ее пси-функцией.

2.3.1 ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ.

В соответствии с постулатом о наличии волновых свойств у объектов микромира квантовая механика принимает без

¹³ Эрвин Шредингер – австрийский физик (1887-1961), Нобелевская премия по физике 1933 г. «за открытие новых продуктивных форм атомной теории»

доказательства (*a priori*), что динамические состояния физической системы определяются функцией, описывающей распространение соответствующей волны вещества в пространстве времени. Эту функцию принято называть *волновой функцией*.

Волна де Бройля

$$\Psi = Ce^{i(kr - \omega t)} \quad (2.16)$$

является волновой функцией свободной частицы в нерелятивистском приближении. Она описывает свободное равномерное движение частицы в определенном направлении и с определенным импульсом p . Но частица, даже в свободном пространстве и, в особенности в силовых полях, может совершать и другие движения, описываемые более сложными волновыми функциями. В этих случаях полное описание состояния частицы в квантовой механике дается не плоской волной де Бройля, а какой-то более сложной комплексной функцией $\Psi(\vec{r}, t)$, зависящей от координат и времени. Эволюция $\Psi(\vec{r}, t)$ во времени задается волновым уравнением.

В частном случае свободного движения частицы волновая функция переходит в плоскую волну де Бройля. Сама по себе волновая функция вводится как некоторый вспомогательный символ и не относится к числу непосредственно наблюдаемых величин. Но ее знание позволяет статистически предсказывать значения величин, которые получают экспериментально и потому имеют реальный физический смысл



Макс Борн¹⁴

Волновая функция $\Psi(\vec{r}, t)$ есть аналог траектории в классической механике. Частица, сопоставляемая с волной, кроме случая волны де Бройля, не обладает ни определенным положением в пространстве, т. е. координатой \vec{r} , ни определенным импульсом p . Можно говорить лишь о вероятности найти частицу в некоторой области пространства координат и импульсов.

Правильную интерпретацию пси-функции дал Макс Борн в 1926 г. Согласно Борну квадрат модуля пси-функции определяет вероятность dW того, что для заданного момента времени t частица будет обнаружена в элементе объема dV

¹⁴ Макс Борн (1882-1970), немецкий и британский физик-теоретик и математик. Нобелевская премия по физике (1954) «За фундаментальные исследования по квантовой механике, особенно за статистическую интерпретацию волновой функции»

$$dW = |\Psi|^2 dV = \Psi^* \Psi dV, \quad (2.17)$$

где Ψ^* – комплексно сопряжённая с Ψ функция. Квадрат модуля комплексной функции $|\Psi|^2$, удовлетворяющий этому уравнению, толкуется как плотность вероятности (вероятность, отнесенная к единице объема) найти частицу в соответствующем месте пространства.

Физический смысл волновой функции накладывает на эту функцию определенные (аналитические) ограничения. Волновая функция должна быть *однозначной, конечной и непрерывной* функцией своих переменных.

Поскольку мы истолковываем $\Psi^* \Psi dV$ как вероятность, появляется необходимость нормировать эту функцию таким образом, чтобы достоверность события равнялась 1. *Условие нормирования* имеет вид

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \Psi dV = 1, \quad (2.18)$$

где интеграл берется по всему бесконечному пространству. Условие нормировки означает, что во всем пространстве частица будет обнаружена с достоверностью, равной 1. Если интеграл от $|\Psi|^2$ берётся по определённому объёму V_1 – мы вычисляем вероятность нахождения частицы в пространстве объёма V_1 .

2.3.2. НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЕ ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ

Статистическое толкование волн де Бройля и соотношение неопределенностей Гейзенберга привели к выводу, что уравнением движения в квантовой механике, описывающим 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 $\Psi(x, y, z, t)$, так как именно она, или, точнее, величина $|\Psi|^2$, определяет 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 $z+dz$. Так как искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть волновым уравнением подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны.

Уравнение Шредингера, как и все основные уравнения физики (например, уравнения Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла для электромагнитного поля), не выводится, а постулируется. Правильность этого уравнения подтверждается согласием с опытом по-

лучаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы. Уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + U(x, y, z, t)\Psi = i\hbar\frac{d\Psi}{dt}. \quad (2.19)$$

Здесь $\Psi(x, y, z, t)$ – искомая волновая функция частицы; m – масса частицы; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица; $U(x, y, z, t)$ – потенциальная энергия силового поля, в котором движется частица.

Уравнение (2.19) справедливо для любой частицы (со спином, равным 0), движущейся с малой (по сравнению со скоростью света) скоростью, т. е. со скоростью $v \ll c$.

Чтобы прийти к уравнению Шредингера, рассмотрим свободно движущуюся частицу, которой, согласно идее де Бройля, сопоставляется плоская волна. Для простоты рассмотрим одномерный случай. Уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль оси x , имеет вид

$$\Psi = Ae^{-(i/\hbar)(Et - px)}. \quad (2.20)$$

(учтено, что $\omega = E/\hbar$, $k = p/\hbar$). В квантовой механике показатель экспоненты берут со знаком минус, но поскольку физический смысл имеет только $|\Psi|^2$, то это несущественно. Продифференцируем (2.20) один раз по времени и дважды по x

$$\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{i}{\hbar}E\Psi; \quad \frac{d^2\Psi}{dx^2} = \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 p^2\Psi = -\frac{1}{\hbar^2}p^2\Psi, \quad (2.21)$$

откуда

$$E = -\frac{\hbar}{i}\frac{1}{\Psi}\frac{d\Psi}{dt} = \frac{1}{\Psi}i\hbar\frac{d\Psi}{dt}; \quad p^2 = -\frac{1}{\Psi}\hbar^2\frac{d^2\Psi}{dx^2} \quad (2.22)$$

Используя взаимосвязь между энергией E и импульсом p $E = p^2/(2m)$ и подставляя это выражение в (2.22), получим дифференциальное уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\Psi}{dx^2} = i\hbar\frac{d\Psi}{dt}, \quad (2.23)$$

которое совпадает с уравнением (2.19) для случая $U=0$ (мы рассматривали свободную частицу).

В случае, если частица движется в силовом поле, характеризуемом потенциальной энергией U , энергия E и импульс p связаны соотношением

$$p^2/(2m) = E - U . \quad (2.24)$$

Используя для этого случая взаимосвязь между E и p^2 (2.23), получим

$$-\frac{1}{\Psi} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{1}{\Psi} i\hbar \frac{d\Psi}{dt} - U \quad (2.25)$$

Умножив это соотношение на Ψ и перенеся член $U\Psi$ влево, придем к уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + U\Psi = i\hbar \frac{d\Psi}{dt} ,$$

совпадающему с (2.19).

Само собой разумеется, что на приведенные соображения следует смотреть только как на соображения, поясняющие установление уравнения Шредингера, а не как вывод его. Доказательством правильности является согласие с опытом тех выводов, к которым оно приводит.

Уравнение (2.19) известно как общее (или временное) уравнение Шредингера, так как потенциальная энергия U в общем случае есть функция координат и времени $U(x, y, z, t)$.

Для многих физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (2.19) можно упростить, исключив зависимость U от времени, иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных состояний – состояний с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, то есть функция $U=U(x, y, z)$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В этом случае решение уравнения Шредингера распадается на два множителя, один из которых зависит только координат, другой только от времени

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i(E/\hbar)t} . \quad (2.26)$$

здесь E – полная энергия частицы, которая в случае стационарного поля остается постоянной. Чтобы убедиться в справедливости выражения (2.26), подставим его в уравнение (2.20). В результате получим соотношение

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i(E/\hbar)t} \nabla^2 \psi + U \psi e^{-i(E/\hbar)t} = i\hbar \left(-i \frac{E}{\hbar} \right) \psi e^{-i(E/\hbar)t} . \quad (2.27)$$

Сократив на общий множитель $e^{-i(E/\hbar)t}$, придем к дифференциальному уравнению, определяющему функцию ψ :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = E\psi. \quad (2.28)$$

Уравнение (2.28) называется уравнением Шредингера для стационарных состояний. Его можно записать в более удобном виде

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (2.29)$$

В квантовой механике широко используется понятие оператора. В общем случае оператор это некоторое правило, согласно которому каждой функции, заданной в некоторой области, ставятся в соответствие новые функции в той же области. Если указано правило, по которому каждой функции Ψ в некотором функциональном пространстве однозначно ставится в соответствие другая функция φ в том же пространстве, то говорят, что φ есть функция, полученная в результате действия некоторого оператора \hat{A} из этого пространства на функцию Ψ , и записывают

$$\varphi = \hat{A}\Psi. \quad (2.30)$$

Оператор может быть обозначен любой буквой со шляпкой, например, \hat{A} , \hat{B} , \hat{C}

В уравнении (2.19) использован известный из математики нам оператор Гамильтона набла ∇ , который означает дифференцирование по координатам

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.31)$$

Оператор можно возводить в степень. Так оператор Лапласа Δ в квантовой механике записывается как набла в квадрате ∇^2 . Это означает, что оператор ∇ действует на исследуемую функцию Ψ два раза

$$\nabla^2\Psi = \nabla(\nabla\Psi) \quad (2.32)$$

Полная энергия частицы массы m в классической механике определяется как сумма кинетической E и потенциальной U энергии. В квантовой механике полной энергии частицы отвечает оператор \hat{H} , который называют гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}, \quad (2.33)$$

где $\hat{E} = \frac{\hat{p}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2$ – оператор кинетической энергии, а $\hat{U} = U(\vec{r})$ – оператор потенциальной энергии.

Если в уравнении (2.29) рассматривать функцию U как оператор, действие которого на пси-функцию сводится к умножению ψ на U , то уравнение (2.29) можно записать в виде

$$\hat{H}\psi = E\psi. \quad (2.34)$$

Функцию ψ в такой записи называют собственной функцией оператора \hat{H} , а функцию E – собственным значением оператора \hat{H} .

Оператор полной энергии \hat{H} в уравнении (2.34) равен сумме операторов $-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2$ и U

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U, \quad (2.35)$$

В качестве примера применения стационарного уравнения Шредингера рассмотрим частицу, попавшую в потенциальную яму.

2.3.3 ЧАСТИЦА В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

Потенциальная яма представляет собой область пространства шириной l , ограниченную с обеих сторон бесконечно высокими и абсолютно непроницаемыми стенками. Потенциальная энергия поля U , в котором находится частица, внутри ямы от $x=0$ до $x=l$ постоянна и равна нулю. На границах же области $(0, l)$ потенциальная энергия резко возрастает до бесконечности (рис. 2.7). При таких условиях частица не может выйти за пределы области $0, l$. Для наглядности можно представить частицу, запертую в ящике с идеально отражающими стенками; внутри ящика частица может свободно двигаться между его стенками, но за пределы ящика выйти не может.

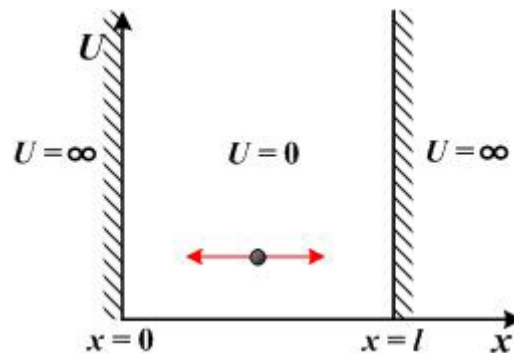


Рис. 2.7. Потенциальная яма

Запишем уравнение Шредингера для одномерного движения вдоль оси x :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (2.36)$$

Потенциальная энергия в нашей задаче должна удовлетворять требованиям:

$$U = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq x \leq l \\ \infty & \text{при } x = 0 \text{ и при } x = l \end{cases} \quad (2.37)$$

За пределы потенциальной ямы частица попасть не может. Поэтому вероятность обнаружения частицы в областях $x < 0$ и $x > l$ равна нулю. Соответственно и волновая функция $\psi(x) = 0$.

В центральной части $U(x) = 0$. В этом случае уравнение Шредингера принимает вид

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0. \quad (2.38)$$

Введем обозначение

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E. \quad (2.39)$$

Уравнение (2.38) приобретает вид

$$\psi'' + k^2\psi = 0, \quad (2.40)$$

хорошо известный из теории колебаний. Решение такого уравнения имеет вид

$$\psi(x) = A \sin(kx + \alpha) \quad (2.41)$$

Постоянные k и a мы найдем из условий непрерывности волновой функции. На левой границе

$$\psi(0) = A \sin \alpha = 0 \quad (2.42)$$

дает $\alpha = 0$. На правой границе

$$\psi(l) = A \sin(kl) = 0 \quad (2.43)$$

приводит к

$$kl = \pm n\pi, \quad (2.44)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ Нулевое значение n в ряд допустимых значений не входит, т.к. иначе волновая функция везде бы обращалась в ноль.

Возведем в квадрат левую и правую части равенства (2.44) и вспомним, что согласно (2.39) $k^2 = 2mE/\hbar^2$, получим выражение для энергии

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.45)$$

Самым важным результатом является то, что возможны только такие состояния, для которых энергия E может иметь одно из дискретных значений, определяемых уравнением (2.45). Вероятность обнаружения частицы на одном из множества дискретных состояний, доступных для нее, пропорциональна n^2 . Конечно, в любой момент времени она может иметь только одно значение энергии. Чтобы перейти на другой уровень, она должна приобрести или потерять часть энергии, достаточную для перехода.

Значения E_n называют *уровнями энергии*, а введенное выше число n называют квантовым числом. Четыре первых уровня энергии изображены на рисунке 2.8.

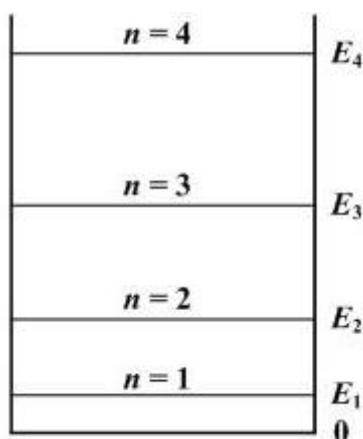


Рис. 2.8. Схема энергетических уровней

Состояние с минимальной энергией ($n = 1$) называют *основным*, остальные – возбужденными. Обратим внимание на то, что энергия основного состояния *не равна* нулю. Это общий результат квантовой механики, справедливый для всех ее задач и полностью чуждый классической механике.

Расстояние между соседними уровнями энергии можно определить как

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n + 1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n \quad (2.46)$$

Чем меньше масса m частицы и ширина l области движения, тем больше расстояние ΔE между соседними уровнями. Для электрона мас-

сой порядка 10^{-30} кг в атоме размером порядка 10^{-10} м получим $\Delta E \sim 10$ эВ, так что дискретность энергетических уровней получается весьма заметной.

А для молекулы массой $\sim 10^{-27}$ кг в сосуде размером l порядка 10^{-1} м (молекулы газа в сосуде) разность энергий двух соседних уровне составит $\Delta E \sim 10^{-20}$ эВ. В этом случае, хотя квантование энергии в принципе будет иметь место, энергию молекулы можно считать непрерывно изменяющейся величиной и мы будем наблюдать как сплошной спектр энергии.

По известным дискретным значениям энергии E_n можно определить соответствующие им значения импульсов p_n

$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2. \quad (2.47)$$

Откуда

$$p_n = \frac{\pi \hbar}{l} n. \quad (2.48)$$

Таким образом, импульсы тоже квантуются, принимая дискретные значения.

Уравнение волновой функции (2.41) с учетом (2.44) можно переписать в виде

$$\psi = A \sin\left(\frac{n\pi}{l} x\right). \quad (2.49)$$

Для нахождения амплитуды A воспользуемся условием нормировки, которое в нашем случае запишется следующим образом:

$$\int_0^l |\psi|^2 dx = A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1 \quad (2.50)$$

Интегрирование этого выражения дает

$$A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = A^2 \frac{l}{2\pi n} \left[\pi n - \frac{1}{2} \sin\left(2 \frac{n\pi x}{l}\right) \right]_0^l = A^2 \frac{l}{2}, \quad (2.51)$$

откуда $A = \sqrt{2/l}$.

Таким образом, собственные функции имеют вид

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi}{k} x\right). \quad (2.52)$$

На рисунке (2.9) приведены графики собственных функций $\psi_n(x)$ и плотности вероятности $|\psi_n(x)|^2$ обнаружения частицы на различных расстояниях от стенок ямы.

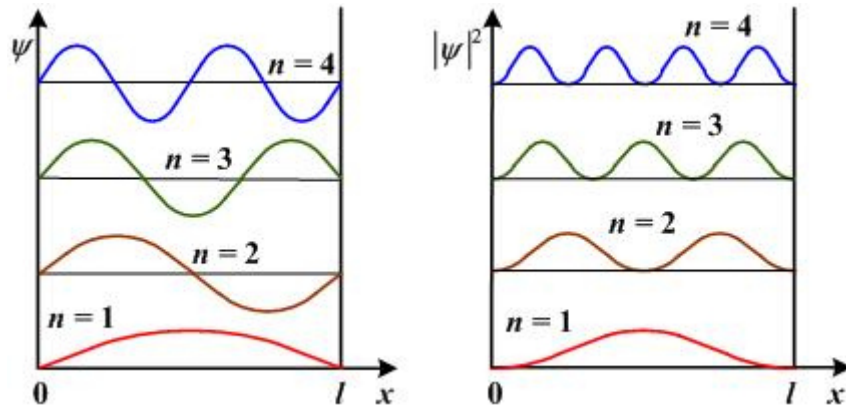


Рис. 2.9. Волновые функции ψ и распределение плотности вероятности по координате x

Распределение плотности вероятности $|\psi_n(x)|^2$ по координате x неоднородно и зависит от квантового числа n . Так при $n = 1$ вероятность обнаружения частицы в точке $x = l/2$ больше, чем в каком-либо другом месте. В тоже время при $n = 2$, когда частица находится на втором энергетическом уровне, вероятность обнаружения частицы при $x = l/2$ равна нулю. Чем больше n , тем сильнее неоднородность.

С классической же точки зрения, так как на частицу в яме не действуют никакие силы, она с равной вероятностью может находиться в любой точке.

3. ФИЗИКА АТОМОВ

3.1 АТОМ ВОДОРОДА

В атоме водорода электрон движется в поле протона, который можно рассматривать как заряженную частицу сферической формы. Тогда потенциальная энергия будет выражаться формулой

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (3.1)$$

и уравнение Шредингера записывается в виде

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (3.2)$$

где m – масса электрона, E – полная энергия электрона в атоме. Так как поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным, то для решения уравнения (3.2) обычно используют сферическую систему координат: r , θ , φ . Уравнение (3.2) в этих координатах имеет вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + k \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (3.3)$$

Решение этой задачи приводится в пособиях по квантовой физике. Не вдаваясь в математическое решение этой задачи, ограничимся рассмотрением важнейших результатов, которые из него следуют, пояснив их физический смысл.

Электроны могут находиться в атоме водорода, только имея определенные значения энергии:

$$E_n = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (3.4)$$

($n = 1, 2, 3, \dots$). Состояния с другими значениями, как и в рассмотренных выше примерах, следует трактовать как неустойчивые (нестационарные), поэтому при $E \neq E_n$ электрон должен излучать (или поглощать) энергию, с тем, чтобы перейти в одно из состояний, «дозволенных» для него при данных условиях.

Выражение (3.4) совпадает с формулой (1.36), полученной Бором для энергии атома водорода. Однако, если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы (постулаты), то в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера. Таким образом, как и в случае «потенциальной ямы» с бесконечно высокими «стенками», (см. 2.3.3. Частица в потенциальной яме), решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней.

Собственные функции уравнения (3.3) содержат три целочисленных параметра n , l и m

$$\psi = \psi_{nlm}(r, \theta, \varphi).$$

Параметр n называют *главным* квантовым числом, которое отражает удаленность электронного слоя от ядра и запас энергии электронов в этом слое. Чем больше значение n , тем «размазаннее» электронное облако и больше энергия электронов

Параметр l называют *орбитальным* или *азимутальным* квантовым числом, характеризующим форму электронного облака и определяющим момент количества движения по орбите L :

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (3.5)$$

число l принимает значения $0, 1, 2, \dots, (n-1)$, т. е. для данного значения главного квантового числа n существует n значений орбитального числа $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$.

Параметр m называют магнитным квантовым числом, определяющим «разрешенные» (стационарные, устойчивые) ориентации орбитального момента L на направление внешнего магнитного поля (отсюда и название квантового числа) и характеризующим ориентацию электронного облака в пространстве. Это число имеет значения $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm (l-1)$. Таким образом, вектор момента количества движения электрона в атоме может иметь в пространстве $(2l+1)$ различных ориентаций.

Четвертое спиновое квантовое число определяется ориентацией собственного момента количества движения электрона относительно орбитального момента L . Своим названием данное квантовое число связано с наглядным представлением о вращении электрона вокруг собственной оси. Это свойство, неизменно присущее электрону в такой же степени, как заряд и масса, на всех языках называется коротким английским словом «спин», что означает нечто вращающееся, и обозначается буквой s . Спиновое квантовое число может принимать лишь два возможных значения $+1/2$ и $-1/2$. Они соответствуют двум возможным и противоположным друг другу направлениям собственного магнитного момента электрона.

В первоначальной теории Н. Бора предполагалось, что электроны движутся вокруг ядра по круговым или эллиптическим орбитам, причем число n определяет энергию (или скорость) электрона на орбите, число l определяет размеры орбиты (радиус окружности или полуоси эллипса), а следовательно, и момент количества движения ($L = mvr$) электрона на орбите, а число m определяет возможные ориентации этого момента в пространстве. Однако, в отличие от таких модельных интерпретаций квантовых чисел, решение уравнения Шредингера для атома водорода допускают также и состояния с $l = 0$, т. е. с нулевым значением момента количества движения $L = 0$. А по Бору это означает отсутствие орбиты (орбита проходит прямо через центр атома).

Для таких состояний, то есть для $l = 0$, распределение вероятности нахождения электрона в атоме оказывается сферически симметричным, т. е. $|\psi|^2$ зависит только от расстояния r до центра атома и поэтому оди-

наково вдоль поверхности сферы. На этой сферической поверхности, радиус которой равен радиусу боровской орбиты, $|\psi|^2$ достигает максимума, а при удалении от нее быстро убывает. Поэтому электрон оказывается «запертым» в некотором кольцевом слое. Заметим, между прочим, что вероятность нахождения электрона на самой поверхности этой сферы равна нулю, так как вероятность нахождения пропорциональна объему пространства. Из

$$dW = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 4\pi r^2 dr$$

следует, что при $dr = 0$ вероятность нахождения электрона $dW = 0$.

Для состояния с $l \neq 0$ распределение $|\psi|^2$ уже не является сферически симметричным; для этих состояний орбиты по Бору оказываются теми линиями, вдоль которых $|\psi|^2$ имеет максимумы.

Каждое из значений энергии E_n , соответствующих определенному устойчивому состоянию электрона, называется уровнем энергии. Совокупность уровней энергии, определяемая различными значениями главного квантового числа $n = 1, 2, 3, \dots$, называется энергетическим спектром частицы или системы. Ниже дана схема различных состояний электрона в атоме водорода, соответствующая всем возможным значениям квантовых чисел n, l и m . Дополнительно указаны состояния, определяемые ориентацией собственного момента количества движения электрона – спина.

Первый основной уровень $n = 1$ состоит только из двух подуровней (рис. 3.1).

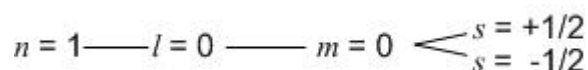


Рис. 3.1

Второй основной уровень $n = 2$ состоит из восьми подуровней (рис. 3.2).

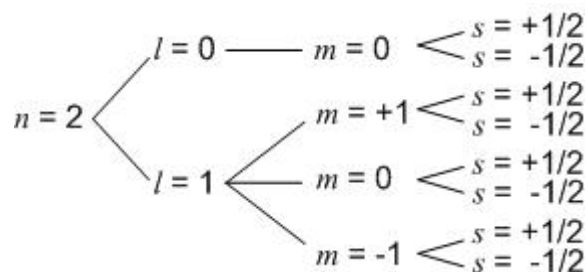


Рис. 3.2

Заметим, что этот уровень $n = 2$ распадается на две части; первая содержит два подуровня такого же типа ($l = 0, m = 0$), какие имеются на первом основном уровне $n = 1$; вторая содержит шесть новых подуровней ($l = 1; m = +1, 0, -1$).

Третий, основной, уровень $n = 3$ повторяет подуровни $l = 0$ и $l = 1$ и дополнительно содержит десять подуровней, объединенных квантовым числом $l = 2$ (рис. 3.3).

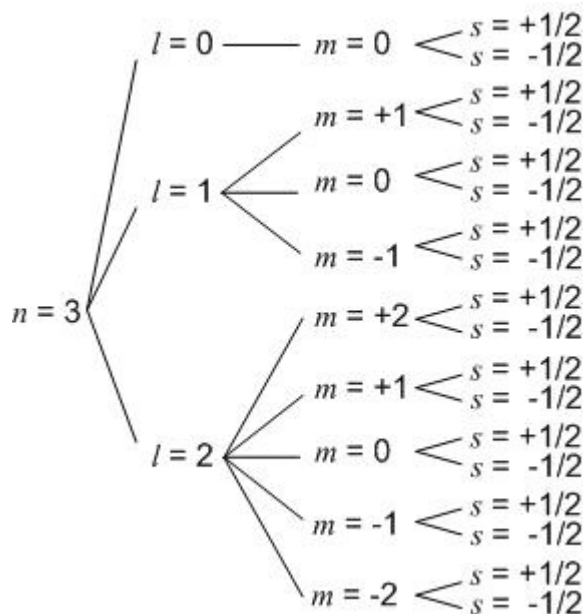


Рис. 3.3

Эти схемы могут быть продолжены также и для последующих значений n . Заметим, что одному значению главного квантового числа n , т. е. определенному значению энергии атома водорода E_n , соответствует

$$z = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$$

различных устойчивых состояний электрона в атоме.

Различные состояния электронов в атоме принято обозначать символами, каждый из которых состоит из числового коэффициента, равного главному квантовому числу n , и строчной буквы латинского алфавита, обозначающей квантовое число l в соответствии со схемой

l	0	1	2	3	4	5	...
Состояние	s	p	d	f	g	h	...

Электрон, находящийся в состоянии с $l=0$, называют s -электроном, а состояние – s -состоянием, с $l=1$ p -электроном (p -состоянием), с $l=2$ – d -электроном (d -состоянием) и т. д.

Поскольку $l=1, 2, \dots, n-1$, возможны следующие состояния электрона:

1s
2s, 2p
3s, 3p, 3d
4s, 4p, 4d, 4f и т. д.

Квантовое число m , указывающее ориентацию атома в пространстве, в обозначениях состояний не приводят.

Схема уровней атома водорода показана на рис. 3.4.

В квантовой механике вводятся **правила отбора**, ограничивающие число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением света. Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что для излучения электрона, движущегося в центрально-симметричном поле ядра, могут осуществляться только такие переходы, для которых изменение орбитального квантового числа Δl удовлетворяет условию

$$\Delta l = \pm 1. \quad (3.6)$$

Это объясняется тем, что фотон обладает собственным моментом импульса, равным примерно \hbar . Этот момент фотон при испускании уносит из атома, а при поглощении привносит. Так что правило (3.6) есть следствие закона сохранения момента импульса.

На рис. 3.4 показаны переходы, разрешенные правилом отбора (3.6).

Серии Лаймана соответствуют переходы

$$np \rightarrow 1s, \quad (n = 2, 3, \dots),$$

серии Бальмера

$$np \rightarrow 2s, \quad nd \rightarrow 2p \quad \text{и} \quad nd \rightarrow 2p \quad (n = 3, 4, \dots)$$

и т. д. (Переходы $p-d$, $d-f$, $f-g$ в схеме не показаны, чтобы не затемнять чертеж).

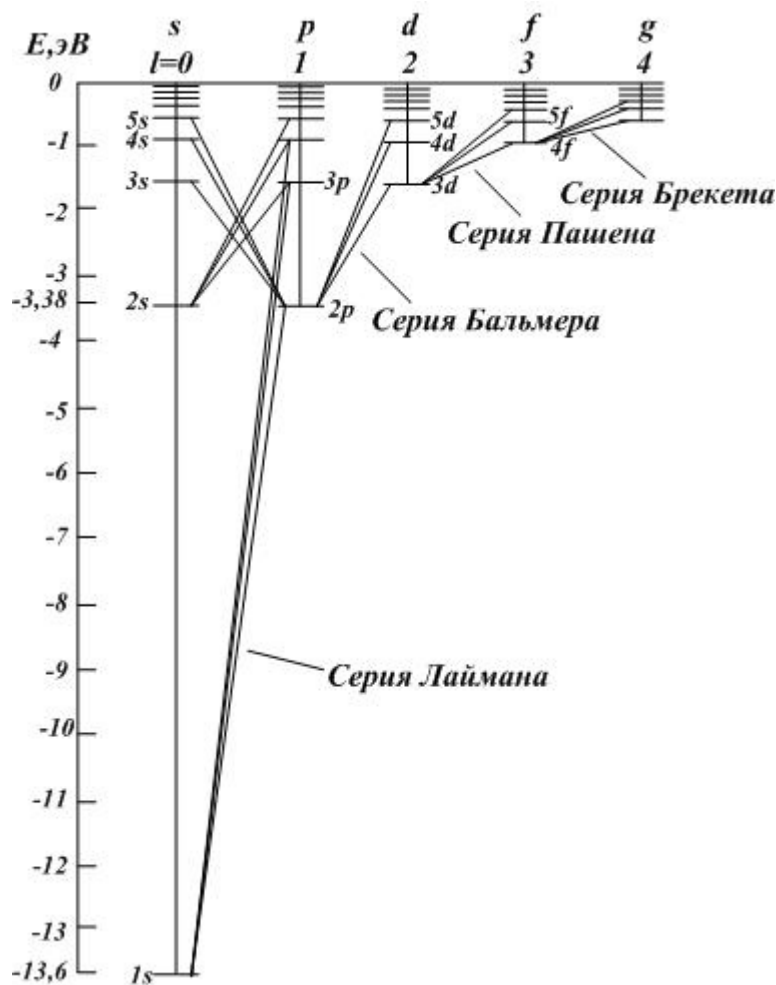


Рис. 3.4.

Теория Шредингера правильно объясняет спектральные линии. Их положения описываются уравнением Бальмера-Бора (1.38), вычисленным по значениям энергии E_n (1.36). Согласно (3.4) энергия первого уровня атома водорода ($Z = 1$, $n = 1$, $m = m_e$) равна 13,53 эВ.

Немецкий физик В.Гейзенберг сформулировал принцип неопределенности, согласно которому невозможно точно установить импульс и местонахождение электрона в атоме, т. е. понятия строго определенной орбиты для электрона в атоме не существует. Электрон в атоме может находиться в любой точке пространства вокруг ядра, однако, вероятность его пребывания в разных местах атомного пространства различна.

Вероятность обнаружения электрона в единице объема, согласно квантовой механике, определяется как квадрат модуля волновой функции. Ход радиальной составляющей плотности вероятности $|\psi|^2 = f(r)$ для различных состояний атома водорода относительно расстояния, вы-

раженного в единицах a , где a – первый радиус Бора, изображен на рис. 3.5.

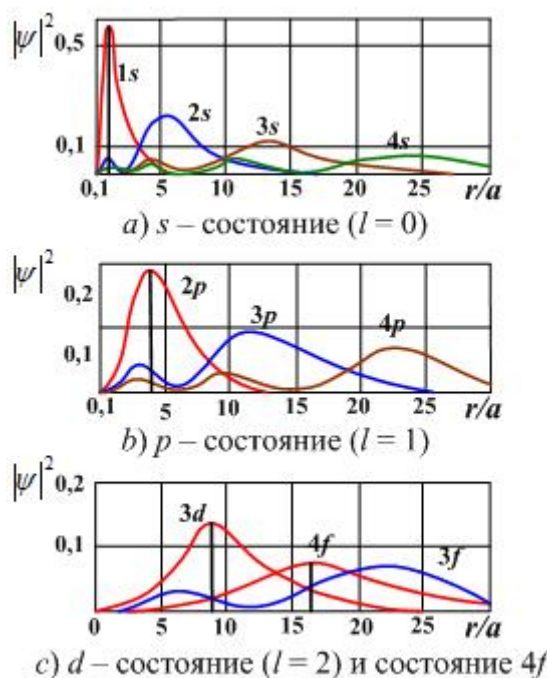


Рис. 3.5. Графики радиальной составляющей плотности вероятности $|\psi|^2$ в единицах a_1

С ростом энергии собственных состояний электрона среднее расстояние между электроном и ядром увеличивается. Электронные плотности двух соседних состояний различаются главным образом тем, что при большем собственном значении энергии появляются дополнительные максимумы.

Жирными вертикальными линиями на рисунке отмечено положение максимумов плотности вероятности, которые для состояний $1s$, $2p$, $3d$ и $4f$ приходятся у расстояний соответственно a , $4a$, $9a$ и $16a$. Эти цифры точно равны радиусам круговых орбит для перечисленных состояний ($l = 0, 1, 2, \dots$) в теории Бора. Но если в теории Бора орбита рассматривалась как линия, то в нашем случае электрон при своем движении как бы «размазан» по всему объему, образуя электронное облако, плотность (густота) которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома.

Квантовая механика вообще отказывается от классического представления об электронных орбитах и вводит понятие *орбитали* (пространственной орбиты), представляя ее как отражение определенной совокупности положений электрона в атоме.

На рис. 3.6 для примера показаны полярные диаграммы плотности вероятности для ряда l и пространственное квантование проекции l_z .

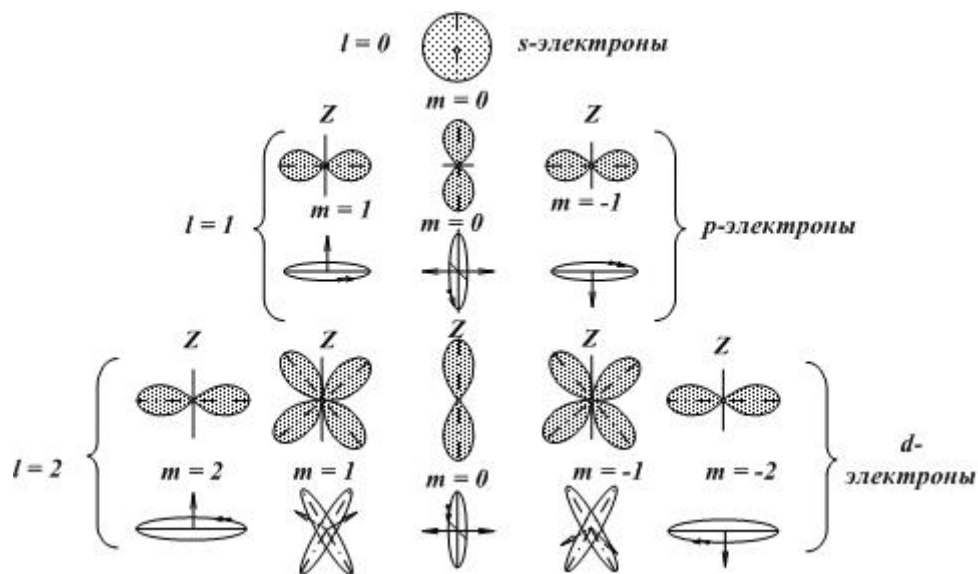


Рис. 3.6

Поскольку энергия электрона определяется кулоновским взаимодействием и, следовательно, расстоянием от ядра, то главное квантовое число n задаёт размер орбитали. Форма орбитали задается орбитальными квантовыми числами l , а квантовое число m характеризует ориентацию электронного облака в пространстве.

Орбитали, или иначе электронные облака, имеют разную геометрическую форму. Так как плотность вероятности углового распределения электрона не зависит от угла φ , распределение обладает симметрией вращения около оси z , на которую проектируется орбитальный момент l .

При $l = 0$ (s -состояние) распределение плотности вероятности представляет собой сферическое облако, т. е. имеет форму шара с ядром в центре. При $l \neq 0$ орбитали имеют более сложную форму.

3.2. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА Д.И. МЕНДЕЛЕЕВА

Химические свойства элементов периодически повторяются. Этот закон нашел отражение в периодической системе элементов Д. И. Менделеева (1869), в основу построения которой была положена атомная масса. В современном варианте системы предполагается сведение элементов в двумерную таблицу, в которой каждый столбец (группа) определяет основные физико-химические свойства, а строки представляют собой периоды, в определённой мере подобные друг другу.

В русскоязычной химической литературе, однако, обычно используется так называемый короткий вариант таблицы Менделеева, содержащая восемь групп элементов (рис. 3.7).


		Периодическая система элементов						VII	VIII				
1	I	II	III	IV	V	VI	(H)	2					
1	H ¹ водород							He ² гелий					
2	Li ³ литий	Be ⁴ бериллий	B ⁵ бор	C ⁶ углерод	N ⁷ азот	O ⁸ кислород	F ⁹ фтор	Ne ¹⁰ неон					
3	Na ¹¹ натрий	Mg ¹² магний	Al ¹³ алюминий	Si ¹⁴ кремний	P ¹⁵ фосфор	S ¹⁶ сера	Cl ¹⁷ хлор	Ar ¹⁸ аргон					
4	K ¹⁹ калий	Ca ²⁰ кальций	Sc ²¹ скандий	Ti ²² титан	V ²³ ванадий	Cr ²⁴ хром	Mn ²⁵ марганец	Fe ²⁶ железо	Co ²⁷ кобальт	Ni ²⁸ никель			
	Cu ²⁹ медь	Zn ³⁰ цинк	Ga ³¹ галлий	Ge ³² германий	As ³³ мышьяк	Se ³⁴ селен	Br ³⁵ бром	Kr ³⁶ криптон					
5	Rb ³⁷ рубидий	Sr ³⁸ стронций	Y ³⁹ иттрий	Zr ⁴⁰ цирконий	Nb ⁴¹ ниобий	Mo ⁴² молибден	Tc ⁴³ технеций	Ru ⁴⁴ рутений	Rh ⁴⁵ родий	Pd ⁴⁶ палладий			
	Ag ⁴⁷ серебро	Cd ⁴⁸ кадмий	In ⁴⁹ индий	Sn ⁵⁰ олово	Sb ⁵¹ сурьма	Te ⁵² теллур	I ⁵³ йод	Xe ⁵⁴ ксенон					
6	Cs ⁵⁵ цезий	Ba ⁵⁶ барий	La ⁵⁷ лантан*	Hf ⁷² гафний	Ta ⁷³ тантал	W ⁷⁴ вольфрам	Re ⁷⁵ рений	Os ⁷⁶ осмий	Ir ⁷⁷ иридий	Pt ⁷⁸ платина			
	Au ⁷⁹ золото	Hg ⁸⁰ ртуть	Tl ⁸¹ таллий	Pb ⁸² свинец	Bi ⁸³ висмут	Po ⁸⁴ полоний	At ⁸⁵ астат	Rn ⁸⁶ радон					
7	Fr ⁸⁷ франций	Ra ⁸⁸ радий	Ac ⁸⁹ актиний**	Db ¹⁰⁴ дубний	Jl ¹⁰⁵ жолотий	Rf ¹⁰⁶ резерфордий	Bh ¹⁰⁷ борий	Hh ¹⁰⁸ ханний	Mt ¹⁰⁹ мейтнерий				
* Лантаноиды													
Ce ⁵⁸ церий	Pr ⁵⁹ празеодим	Nd ⁶⁰ неодим	Pm ⁶¹ прометий	Sm ⁶² самарий	Eu ⁶³ европий	Gd ⁶⁴ гадолиний	Tb ⁶⁵ тербий	Dy ⁶⁶ диспрозий	Ho ⁶⁷ гольмий	Er ⁶⁸ эрбий	Tm ⁶⁹ тулий	Yb ⁷⁰ иттербий	Lu ⁷¹ лютеций
** Актиноиды													
Th ⁹⁰ торий	Pa ⁹¹ протактиний	U ⁹² уран	Np ⁹³ нептуний	Pu ⁹⁴ плутоний	Am ⁹⁵ америций	Cm ⁹⁶ кюрий	Bk ⁹⁷ берклий	Cf ⁹⁸ калфорний	Es ⁹⁹ эйзенштейний	Fm ¹⁰⁰ фермий	Md ¹⁰¹ менделеевий	No ¹⁰² нобелий	Lr ¹⁰³ лоуренсий

Рис. 3.7. Короткий вариант таблицы Менделеева

Всего предложено несколько сот вариантов изображения периодической системы (аналитических кривых, таблиц, геометрических фигур и т. п.). Международный союз чистой и прикладной химии (ИЮПАК) в 1989 году официально отменил короткую форму таблицы и предложил в качестве стандартной таблицы приведённый ниже вариант, разбитый на 7 периодов и 18 групп, пронумерованных арабскими цифрами; лантаноиды и актиноиды размещаются под основной таблицей.

Несмотря на рекомендацию использовать длинную форму, короткая форма продолжает приводиться в большом числе российских справочников и пособий и после этого времени. Из современной иностранной литературы короткая форма исключена полностью, вместо неё используется длинная форма. Такую ситуацию некоторые исследователи связывают, в том числе, с кажущейся рациональной компактностью короткой формы таблицы, а также с инерцией, стереотипностью мышления и не восприятием современной (международной) информации.

Современная периодическая система элементов Д.И.Менделеева

<p>Группа 1: Группы 1, 2</p> <p>1 H 1.00794</p> <p>2 He 4.002602</p>		<p>Группы 13-18: Группы 13, 14, 15, 16, 17, 18</p> <p>3 Li 6.941 4 Be 9.012182</p> <p>5 B 10.811 6 C 12.011 7 N 14.0074 8 O 15.9994 9 F 18.9984032 10 Ne 20.1797</p>									
<p>Группы 3-10: Группы 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10</p> <p>11 Na 22.98976928 12 Mg 24.304094</p> <p>13 Al 26.9815386 14 Si 28.0855836 15 P 30.973762 16 S 32.06 17 Cl 35.453 18 Ar 39.948</p>		<p>Группы 11-12: Группы 11, 12</p> <p>19 K 39.0983 20 Ca 40.078 21 Sc 44.955909 22 Ti 47.88 23 V 50.9415 24 Cr 51.9961 25 Mn 54.938044 26 Fe 55.845 27 Co 58.933195 28 Ni 58.6934 29 Cu 63.546 30 Zn 65.38 31 Ga 69.723 32 Ge 72.61 33 As 74.9216 34 Se 78.96 35 Br 79.904 36 Kr 83.80</p>									
<p>Группы 11-12: Группы 11, 12</p> <p>37 Rb 85.4678 38 Sr 87.62 39 Y 88.90584 40 Zr 91.224 41 Nb 92.90638 42 Mo 95.94 43 Tc 98 44 Ru 101.07 45 Rh 102.90550 46 Pd 106.42 47 Ag 107.8682 48 Cd 112.411 49 In 114.818 50 Sn 118.710 51 Sb 121.757 52 Te 127.60 53 I 126.905 54 Xe 131.29</p>		<p>Группы 13-18: Группы 13, 14, 15, 16, 17, 18</p> <p>55 Cs 132.90545 56 Ba 137.327 57 La 138.905 58 Ce 140.12 59 Pr 140.90765 60 Nd 144.24 61 Pm 144.9126 62 Sm 150.36 63 Eu 151.964 64 Gd 157.25 65 Tb 158.92534 66 Dy 162.50 67 Ho 164.93032 68 Er 167.26 69 Tm 168.93421 70 Yb 173.04 71 Lu 174.967</p>									
<p>Группы 11-12: Группы 11, 12</p> <p>87 Fr 223 88 Ra 226 89 Ac 227 90 Th 232 91 Pa 231 92 U 238 93 Np 237 94 Pu 244 95 Am 243 96 Cm 247 97 Bk 247 98 Cf 251 99 Es 252 100 Fm 257 101 Md 258 102 No 259 103 Lr 260</p>		<p>Группы 13-18: Группы 13, 14, 15, 16, 17, 18</p> <p>81 Tl 204.38 82 Pb 208.98 83 Bi 208.98 84 Po 209 85 At 210 86 Rn 222 87 Fr 223 88 Ra 226 89 Ac 227 90 Th 232 91 Pa 231 92 U 238 93 Np 237 94 Pu 244 95 Am 243 96 Cm 247 97 Bk 247 98 Cf 251 99 Es 252 100 Fm 257 101 Md 258 102 No 259 103 Lr 260</p>									

75Re
[Xe] 4f¹⁴5d⁵6s²

Атомная масса, относительная: 186.207

Распределение электронов: [Xe] 4f¹⁴5d⁵6s²

Температура плавления (°C): 3180

Температура кипения (°C): 5827

Электронегативность (по Полюингу Аллорау и Рошору): 1.9/1.46

Название: Рений

Латинское название: Rhenium

Рис. 3.8.

Объяснение периодическому закону дала квантовая теория атома. Прежде всего, было уточнено, что в основе систематики химических элементов лежит заряд ядра атома, а не его атомная масса (Бор, 1922). Заряд ядра любого атома выражается целым числом Z в единицах элементарного заряда e , равному заряду одного электрона, взятому со знаком плюс.

Число Z определяет номер химического элемента в периодической системе и называется его порядковым номером. Если атом электрически нейтрален, то число электронов в атомной оболочке равно Z . Свойства элементов зависят от числа электронов в атомной оболочке и ее строения. Химические свойства элементов определяются периферийными электронами.

Современное объяснение периодической системы элементов основано на трех принципах.

Принцип первый: состояние атомной оболочки характеризуется состояниями ее отдельных электронов, которые полностью определяются четырьмя квантовыми числами:

главным n ($n = 1, 2, 3, \dots$),
азимутальным l ($l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$),
магнитным m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$),
спиновым s ($s = +1/2, s = -1/2$).



Вольфганг Паули¹⁵

Принцип второй: В атоме может существовать только один электрон в состоянии, характеризуемом данными значениями четырех квантовых чисел. Это означает, что два электрона, связанные в одном и том же атоме, должны различаться значениями, по крайней мере, одного квантового числа (*принцип Паули*). Принцип Паули жестко ограничивает число электронов, связанных в одном и том же атоме и обладающих тремя, двумя одинаковыми квантовыми числами или одним определенным квантовым числом.

Установим, сколько может быть в атоме электронов с тремя одинаковыми квантовыми числами n , l , m . Такие электроны должны иметь различные значения четвертого квантового числа s , но квантовое число s может иметь только два значения $+1/2$ и $-1/2$. Итак, в атоме может быть только два электрона с одинаковыми тремя квантовыми числами n , l , m .

Пусть теперь фиксировано два квантовых числа n , и l ; сколько может быть в одном и том же атоме электронов с одинаковыми значениями этих квантовых чисел? При данном значении l квантовое число m может иметь $(2l + 1)$ различных значений, а для каждой тройки квантовых чисел n , l , m еще два различных значения может иметь s .

Итак, в атоме может одновременно быть $2(2l + 1)$ электронов с одинаковыми двумя квантовыми числами n и l , т. е.

s -электронов ($l = 0$) может быть только два,
 p -электронов ($l = 1$) – шесть,
 d -электронов ($l = 2$) – десять,

и т. д.

¹⁵ Вольфганг Паули (1900—1958) – швейцарский физик-теоретик, Нобелевская премия по физике 1945 г. «...за открытие принципа запрета, называемого также принципом Паули».

Посмотрим, наконец, сколько же электронов, имеющих одно и то же главное квантовое число n , может быть в атоме. При заданном значении n электроны могут различаться, прежде всего, квантовым числом l , принимающим всего n значений: $0, 1, 2, \dots, n-1$. А при заданных n и l в атоме может одновременно быть связано $2(2l+1)$ электронов. Итак, максимальное число электронов с одинаковым главным квантовым числом выразится суммой

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2(1+3+5+\dots) = 2n^2.$$

Таким образом, мы видим, что несколько таинственная на первый взгляд формула $2n^2$, выражающая число элементов в различных рядах периодической системы, имеет чрезвычайно простое объяснение: это – просто максимальное число электронов, связанных в атоме с одним и тем же главным квантовым числом. Таких электронов в атоме для главного квантового числа $n=1$ может быть два, для $n=2$ – 8, для $n=3$ – 18, и т. д.

Совокупность электронов, обладающих одинаковым главным квантовым числом n , образует электронную оболочку (или слой), а совокупность электронов, имеющих одинаковые значения n и l , образуют подоболочку. В соответствии с терминологией, принятой в спектроскопии, различные электронные оболочки имеют названия, которые соответствуют схеме:

n	...	1	2	3	4	5	6	7	...
слой	..	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>	<i>P</i>	<i>Q</i>	...

Из сказанного видно, что принцип Паули дает следующую картину построения электронной оболочки атомов, объясняющую периодичность системы элементов: каждый вновь присоединяющийся электрон связывается в состоянии с наименьшими возможными квантовыми числами. Эти электроны постепенно заполняют слой с одним и тем же главным квантовым числом n . Когда число их достигает максимальной для данного n величины, т. е. $2n^2$, построение слоя заканчивается, причем получается устойчивая структура (благородный газ). Следующий электрон начинает заполнение уже нового слоя и т. д. Идеальная периодическая система по принципу Паули должна была бы иметь строение и длины периодов, указанные в табл. 2. Электронная конфигурация атома записывается в виде символа, указывающего слой и число электронов в каждой подоболочке. Она записывается в виде последовательного ряда, состоящего из символов

$$nl^{Nnl},$$

где n и l – главное и орбитальное квантовые числа; Nnl – число электронов в подоболочке.

Таблица 2

слой	подоболочка					Максимальное число электронов
	s	p	d	f	g	
K	2					2
L	2 + 6					8
M	2 + 6 + 10					18
N	2 + 6 + 10 + 14					32
O	2 + 6 + 10 + 14 + 18					50



Теодор Сиборг¹⁶

В 1970 году Т. Сиборг предложил расширенную периодическую таблицу элементов, представленную на рис. 3.9 в наиболее удобной для наших целей форме: каждый ряд слева начинается щелочным металлом и заканчивается справа благородным газом. Аналогичные элементы соединены черточками.

Сравним периодическую система элементов Сиборга с идеальной структурой системы элементов (табл. 3.1.) Число элементов в слое:

$$2, 8, 8, 18, 18, 32$$

соответствует формуле $2n^2$, но последовательность этих чисел не согласуется с рассмотренной идеальной таблицей (табл. 2), согласно которой числа элементов в строках должны были бы быть

$$2, 8, 18, 32,$$

– без повторений 8 и 18.

Причина несоответствия между идеальной и реальной таблицами элементов заключается в том, что в основе первой лежат чрезмерно идеализированные предпосылки. Предполагается, что каждый электрон находится в кулоновском поле ядра и между различными электронами отсутствует взаимодействие, тогда как в действительности это не осуществляется.

¹⁶ Гленн Теодор Сиборг – американский химик и физик-ядерщик, Нобелевская премия по химии (1951 г.) за открытие плутония.

Принцип третий: *атом устойчив тогда, когда находится в состоянии с наименьшей возможной энергией* (правило Хунда¹⁷). Это означает, что при присоединении к системе нового электрона его энергия связи должна быть максимально возможной. Применение этого принципа, вообще говоря, требует точного решения квантово-механической задачи многих электронов, что, практически невыполнимо. Поэтому при построении электронных конфигураций реальных атомов используют эмпирические данные об ионизационных потенциалах атомов и их химических свойствах.

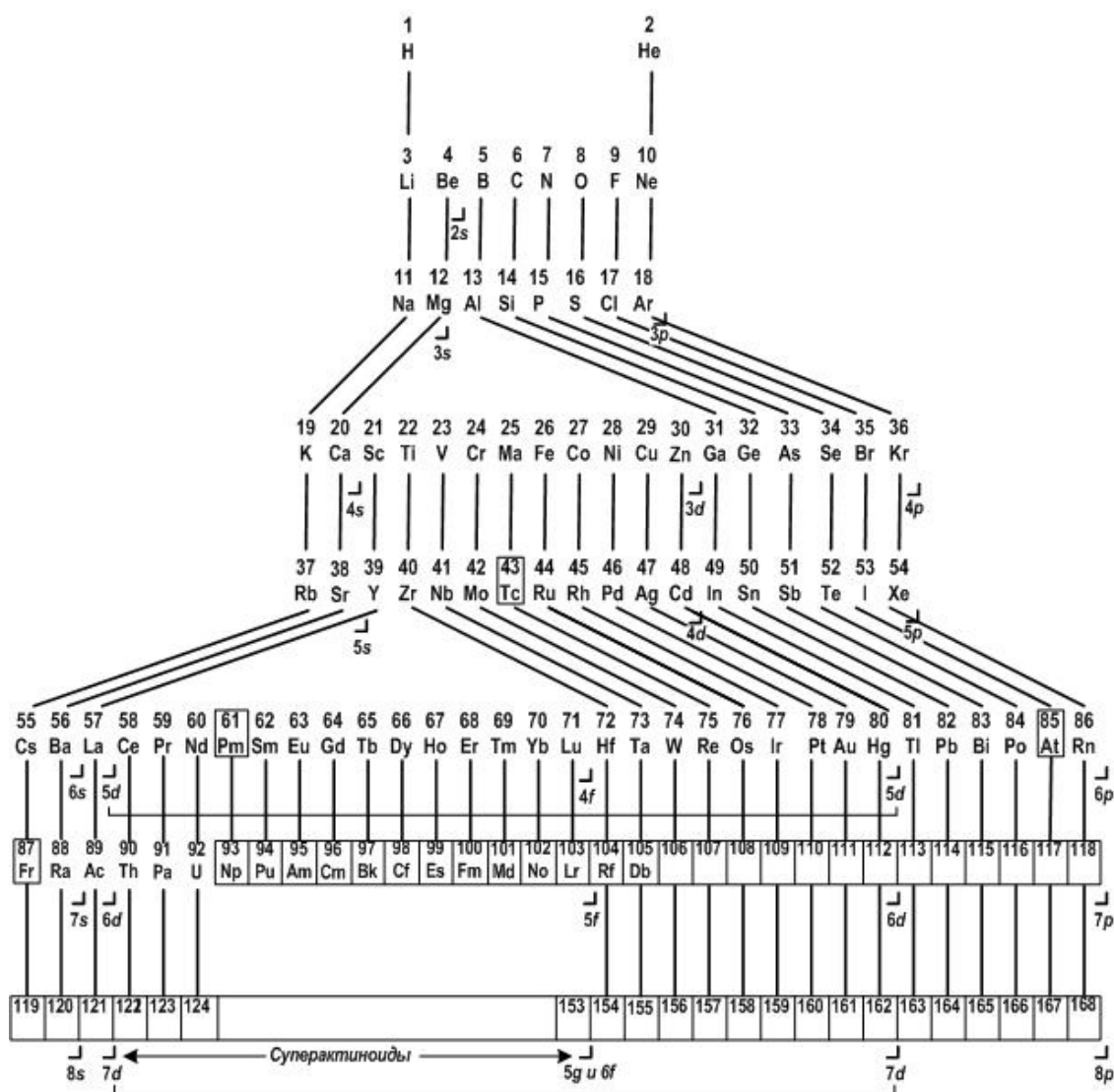


Рис3.9. Периодическая система элементов Г. Сиборга

¹⁷ Фридрих Хунд – немецкий физик, в 1925 году установил эмпирические правила, позволяющие описать состояния электронных конфигураций атомов, которые теперь носят его имя

3.3. СТРОЕНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ МЕНДЕЛЕЕВА

Проследим, как это было впервые сделано Бором (1921 — 1922 гг.), и установим, в каких именно местах при построении реальной периодической системы нарушается идеальный порядок заполнения слоев и подгрупп и к каким следствиям это ведет.

Начнем с атома водорода. В этом атоме находится один электрон и он должен занять состояние с наименьшими квантовыми числами, а так как «свободны» еще все состояния, то первый электрон будет связан с главным квантовым числом $n = 1$ (K-оболочка) и азимутальным квантовым числом $l = 0$, т. е. в состоянии $1s$. Электронная конфигурация атома водорода имеет вид $1s^1$.

В атоме гелия к этому электрону присоединяется второй электрон. Он также будет связан в состоянии $1s$, так как по принципу Паули в этом состоянии может быть связано два электрона. Образуется электронная конфигурация $1s^2$. Этим исчерпывается число возможных электронов на K-оболочке. Формируется первый период периодической системы элементов.

Третий электрон уже не может быть связан в состоянии $1s$, так как слой K ($n = 1$) у гелия уже заполнен. Ближайшее энергетически возможное состояние есть состояние $2s$ ($n = 2, l = 0$) – валентный электрон лития будет связан именно в этом состоянии (рис. А.02, стрелками $\uparrow\downarrow$ показано направления спинов). Образуется атом лития с электронной конфигурацией $1s^2 2s^1$.

Четвертый электрон также занимает состояние $2s$, и получается элемент бериллий.

Пятый электрон бора уже не может быть связан в том же состоянии $2s$, так как подгруппа $n = 2, l = 0$ у бериллия уже заполнена. Поэтому пятый электрон бора должен быть связан в состоянии с более высокими значениями l , а именно $n = 2, l = 1$, т. е. в состоянии $2p$.

2p					\uparrow
2s			\uparrow	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$
1s	\uparrow	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$
элемент	H	He	Li	Be	B
конфигурация	$1s^1$	$1s^2$	$1s^2 2s^1$	$1s^2 2s^2$	$1s^2 2s^2 2p^1$

Рис. 3.10. Основные состояния атома

Следующие электроны, вплоть до десятого (у неона), связывается в том же состоянии, так как подгруппа $n = 2, l = 1$ имеет шесть мест (см. табл. 3.1). Строение атома неона, таким образом, можно представить

формулой $1s^2 2s^2 2p^6$, где показатели означают число электронов, связанных в данном состоянии. Этой конфигурацией заканчивается формирование второго периода периодической системы. Он начинается щелочным металлом ${}^3\text{Li}$ и заканчивается инертным газом ${}^{10}\text{Ne}$ (индекс обозначает порядковый номер элемента).

Заполнение оболочки M ($n = 3$) начинается со щелочного элемента ${}^{11}\text{Na}$ и заканчивается инертным газом ${}^{18}\text{Ar}$. Получается третий период периодической системы. Все эти предсказания безукоризненно оправдываются спектроскопическими данными.

В соответствии с третьим принципом объяснения периодической системы элементов оболочки должны заполняться последовательно одна за другой, а в пределах каждой оболочки должны полностью заполняться сначала s -подоболочка, затем p -, d -, f -подоболочки. Однако, начиная с четвертого периода, этот порядок нарушается. Так, здесь сначала заполняется $4s$ -подоболочка, а затем $3d$. За электронной конфигурацией ванадия $4s^2 3d^3$ следует электронная конфигурация хрома $4s^1 3d^5$. Новый электрон присоединяется не к подоболочке $3d$, а к $4s$, занимая пропущенное место, и образует конфигурацию марганца $4s^2 3d^5$. Аналогичные нерегулярности наблюдаются при заполнении и других d - и f -подоболочек.

Число электронов	Конфигурация
2	$1s^2$
8	$2s^2 2p^6$
8	$3s^2 3p^6$
18	$4s^2 3d^{10} 4p^6$
18	$5s^2 4d^{10} 5p^6$
32	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6$
32	$7s^2 5f^{14} 6d^{10} 7p^6$

Отмеченные нарушения порядка заполнения подоболочек электронами объясняются главным образом наличием у них орбитального момента $L = \hbar\sqrt{l(l+1)}$, который приводит к появлению у электрона дополнительной к электрической энергии центробежного отталкивания от ядра, равной $\hbar^2 l(l+1)/2m_e r^2$. Эта энергия противоположна по знаку электрической энергии притяжения к ядру. Поэтому энергия связи электрона с $l \neq 0$ меньше, чем у s -электрона. Так, каждый из 10 электронов $3d$ -подоболочки имеет меньшую энергию связи, чем каждый из двух электронов $4s$ -подоболочки. Поэтому сначала заполняется подоболочка $4s$, а затем $3d$. Особенно велико центробежное отталкивание у d - и f -

подоболочек. В целом, за исключением некоторых деталей, порядок заполнения оболочек и подоболочек следующий:

Характерной особенностью периодов периодической системы элементов является то, что каждый из них начинается щелочным металлом, а заканчивается инертным газом. У щелочных металлов имеется всего один наружный *s*-электрон. Такие атомы имеют наименьшие ионизационные потенциалы. Они легко отдают наружный *s*-электрон, поэтому имеют большую химическую активность. У инертных газов (кроме He) наружные *s*-, *p*-подоболочки состоят из восьми электронов, образующих особенно компактную, прочно связанную систему. Ионизационные потенциалы инертных газов максимальны. Этим объясняется их химическая пассивность, они практически не вступают в химические реакции.

Прекрасным подтверждением правильности теории периодической системы элементов является открытие элемента 72. Этот элемент до 1922 г., не был известен, но место для него оставлялось среди редких земель. Однако Бор указал на то, что по теоретическим соображениям группа редких земель должна заканчиваться 71-м элементом, а элемент 72 должен быть аналогом циркония ($Z = 40$). На основании этого предсказания в циркониевых рудах действительно был открыт новый элемент гафний ^{72}Hf , который по своему рентгеновскому спектру был отождествлен с элементом 72, а по химическим свойствам оказался аналогичным цирконию ^{40}Zr .

ФИЗИКА ЯДРА

Согласно предложенной Резерфордом (1911) *ядерной модели* атом представляет собой систему зарядов, в центре которой расположено ядро с размерами $d \leq 10^{-14}$ м. Вокруг этого ядра под действием электростатических сил движутся электроны. Ядро состоит из положительно заряженных протонов и не имеющих заряда нейтронов. Число электронов в атоме равно числу протонов в ядре. Так как масса электронов почти в 2000 раз меньше массы протонов или нейтронов, практически вся масса атома сосредоточена в ядре.

Структуру атома в настоящее время наиболее полно описывает квантовая механика. Положения квантовой механики используются и для атомного ядра. Полная теория атомного ядра все еще не создана

4. СТРОЕНИЕ И ВАЖНЕЙШИЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

Ядром называется центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный электрический заряд. Все атомные ядра состоят из элементарных частиц, протонов и нейтронов, которые считаются двумя зарядовыми состояниями одной частицы – нуклона. Термин «элементарная частица» первоначально означал простейшие, далее ни на что не разложимые частицы, лежащие в основе любых материальных образований. Позднее физики осознали всю условность термина “элементарный” применительно к микрообъектам. Сейчас уже не подлежит сомнению, что частицы имеют ту или иную структуру, но, тем не менее, исторически сложившееся название продолжает существовать.

4.1. СТРОЕНИЕ ЯДРА. ПРОТОНЫ, НЕЙТРОНЫ, КВАРКИ

Протон представляет собой ядро простейшего атома – атома водорода. Ядра остальных атомов состоят из протонов и нейтронов. То, что ядро водорода является фундаментальной частицей вещества, установил Э.Резерфорд, который показал, что масса положительного заряда атома сконцентрирована в очень малой области пространства, и назвал его протоном. Масса протона составляет $1,67 \cdot 10^{-27}$ кг, т.е. примерно в 1836 раз превышает массу электрона. Электрический заряд протона $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл равен по величине, но противоположен по знаку заряду электрона.

Еще в 1920 г. Резерфорд допускал существование нейтронов в ядрах, но первые убедительные доказательства существования этих частиц принесла работа его ассистента Дж. Чедвика в 1932. Чедвик облучал

бериллий альфа-частицами радиоактивного источника. Тогда уже было известно, что облученный бериллий становится источником нового излучения. Это излучение при столкновении с другими ядрами выбивает из них протоны. Чедвик предположил, что излучение бериллия представляет собой поток частиц с массой, примерно такой же, как у протона, но без электрического заряда. Он назвал такие частицы нейтронами.

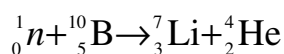


Дж. Чедвик¹⁸

Масса нейтрона несколько превышает массу протона и в 1839 раз массу электрона. Как и у протона, спин нейтрона равен $\hbar/2$. У нейтрона есть и магнитный момент, равный $9 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл, т.е. примерно $2/3$ магнитного момента протона. Но, в отличие от протона, магнитный момент нейтрона ориентирован противоположно его спину (оси вращения).

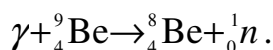
Нейтрон как нейтральная частица не отклоняется ни в электрическом, ни в магнитном поле, не оставляет треков в камерах. Поэтому их нельзя прямо зарегистрировать.

Один из способов детектирования – борные счетчики: в ионизационную камеру помещают газ – трифторид бора. Налетающие на ядра бора нейтроны приводят к образованию α -частиц в ядерной реакции



Образующиеся альфа-частицы легко детектируются ионизационной камерой и так, косвенно, можно судить о наличии в камере нейтронов.

Сами нейтроны могут быть получены, например, путем облучения бериллия гамма-излучением из реакции фотораспада:



Эта реакция имеет отрицательный дефект массы, то есть конечная масса для нее оказывается больше первоначальной. Значит, требуется затратить определенную энергию, чтобы эта реакция смогла произойти. Пороговая энергия гамма-лучей для этой реакции равна 1,67 МэВ.

На первый взгляд у нейтрона, как у одного из основных (первичных) элементов, из которых все построено, есть крупный недостаток. Нейтрон недолговечен. В свободном состоянии время его жизни приблизительно 15 минут. Он распадается на протон, электрон и антинейтрино (этот процесс называется β -распадом, поскольку поток электронов когда-то назывался бета-лучами). Однако в стабильных ядрах, по

¹⁸ Джеймс Чедвик (1891–1974) – английский ученый, Нобелевская премия по физике 1935 г. «за открытие нейтрона».

современным оценкам, время его жизни превышает 10^{32} лет. Скорее всего, столько же живет протон, распад которого старательно искали, но так пока и не обнаружили. Нестабильность протона предсказал А. Д. Сахаров.

Общее число протонов и нейтронов, образующее ядро, называют массовым числом. Число протонов определяет заряд атома, а число нейтронов находится по формуле:

$$N = A + Z ,$$

где N — число нейтронов в ядре (нейтронное, или изотопическое, число);, A — массовое число, число Z равно протонов числу в ядре (протонное, или зарядовое, число). Оно определяет общий заряд ядра $+Ze$ и порядковый номер химического элемента в периодической системе Менделеева.

Тип ядра обозначается символом ${}^A_Z\text{B}_N$. Например, хлор ${}^{35}_{17}\text{Cl}_{18}$ имеет $Z = 17$ протонов, $N = 18$ нейтронов и $A = 35$ нуклонов. Число N , не несущее дополнительной информации, часто опускают, и ядро обозначают символом ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ (а иногда опускают и Z , обозначая ${}^{35}\text{Cl}$).

Ядра с одинаковым числом Z , но различными массовыми числами A называются *изотопами*. Например, ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$. Всего известно около 300 устойчивых изотопов химических элементов и более 2000 естественных и искусственно полученных радиоактивных изотопов.

Ядра, которые при одинаковом A имеют различные Z , называются *изобарами*. Например, ${}^{16}_8\text{O}$ и ${}^{16}_7\text{N}$.

Ядра с одинаковым числом N , например ${}^{14}_6\text{C}_8$, ${}^{15}_7\text{N}_8$ и ${}^{16}_8\text{O}_8$ называются *изотонами*. Все ядра имеют по несколько изотопов.

Некоторые ядра, по историческим и иным причинам, имеют самостоятельные названия. Например, ядро ${}^4_2\text{He}$ называется альфа-частицей, ядро дейтерия ${}^2_1\text{H}$ (или d) – дейтроном, а ядро трития ${}^3_1\text{H}$ (или T) – тритоном.

Наиболее распространен в природе элемент водород ${}^1_1\text{H}$. Его распространенность (относительная доля в чистом водороде) составляет 99,99%. Изотоп водорода дейтерий ${}^2_1\text{H}$ имеет распространенность 0,01%, а тритий ${}^3_1\text{H}$ встречается очень редко.

Размер ядра характеризуется *радиусом ядра*, имеющим условный смысл ввиду размытости границы ядра. Эмпирическая формула для радиуса ядра

$$R = r_0 A^{1/3} , \tag{4.1}$$

где $r_0 = (1,2 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$ м = (1,2 ÷ 1,7) фм. При практических вычислениях можно брать усредненное значение $r_0 = 1,3$ фм.

Масса ядра пропорциональна произведению

$$M_{\text{я}} \sim A \cdot m_N, \quad (4.2)$$

где A - массовое число, а m_N – некоторая масса, имеющая порядок массы нуклона ($m_N = 1,67 \cdot 10^{-27}$) кг.

Принимая объем ядра равным

$$V_{\text{я}} = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi (r_0 A^{1/3})^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A, \quad (4.3)$$

для плотности массы ядра $\rho_{\text{я}} = M_{\text{я}} / V_{\text{я}}$ имеем

$$\rho_{\text{я}} = \frac{m_N A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{m_N}{\frac{4}{3} \pi r_0^3} \quad (4.4)$$

Подставляя числовые значения, получим

$$\rho_{\text{я}} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3 = 2 \cdot 10^{14} \text{ т/м}^3 \quad !!!$$

Это невероятно много. Например, плотность воды $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 1 \text{ г/см}^3 = 1 \text{ т/м}^3$, а средняя плотность атома $\rho_{\text{ат}} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ кг/м}^3$. (200 т/м³). Гирька в равновесе размером 1 мм³, если бы нам удалось изготовить ее из ядерного вещества, весила бы 200 000 тонн ! Ее негде было бы «положить», она ушла бы к центру Земли как дробинка в воду.

В 1968 г. эксперименты с глубоко неупругим рассеянием частиц на Стэнфордском линейном ускорителе (SLAC) показали, что протон состоит из каких-то точечноподобных объектов и потому не является элементарной (неразложимой на части) частицей.

Существование магнитного момента у нейтрона – частицы, не имеющей электрического заряда, – также указывает на то, что эта частица вряд ли элементарна и, скорее всего, построена из других частиц, в том числе и из имеющих электрический заряд.

Большое число элементарных частиц и в особенности адронов уже в начале 1950-х годов побудило физиков заняться поиском закономерностей в распределении их масс и других квантовых чисел. Эти поиски привели американского физика М. Гелл-Манна к гипотезе, что все адроны являются комбинациями кварков.

По современным представлениям кварки — гипотетические материальные объекты, из которых состоят все адроны. Адрон (от греч. hadros — тяжёлый), класс элементарных частиц, подверженных сильному взаимодействию, и не являющихся истинно элементарными. К ним относятся все мезоны и барионы, а также многочисленные нестабильные (резонансные) элементарные частицы. Согласно новой гипотезе, мезоны состоят из кварка и антикварка, барионы (тяжелые частицы, такие, как **протон**, **нейтрон** и им подобные) — из трех кварков. Гипотеза кварков стала необходимой для объяснения динамики различных процессов, в которых участвуют адроны.

Кварки имеют электрический заряд, спин и массу и являются в стандартной теории единственными частицами, участвующими во всех известных фундаментальных взаимодействиях, включая электромагнитное, слабое, сильное и гравитационное взаимодействия. При этом обычная гравитация ввиду её малой величины, по сравнению с другими силами в теории частиц, практически не рассматривается.

В настоящее время известно 6 видов кварков, для различия которых вводится такое понятие, как «аромат». Для краткости кваркам присвоены следующие имена: u-кварк, d-кварк, c-кварк, s-кварк, t-кварк, b-кварк. В зависимости от своего аромата кварк может быть: *верхний* (u), *нижний* (d), *очарованный* (c), *странный* (s), *истинный* (t) и *прелестный* (b).

Кварки имеют дробную величину электрического заряда, либо $-\frac{1}{3}$, либо $+\frac{2}{3}$ от значения элементарного заряда в зависимости от своего аромата. U-кварк, c-кварк и t-кварк, относящиеся к верхним кваркам, имеют электрический заряд $+\frac{2}{3}$. D-кварк, s-кварк и b-кварк, относящиеся к нижним кваркам, имеют электрический заряд $-\frac{1}{3}$.

Поскольку заряды элементарных частиц целые и должны равняться сумме зарядов кварков, это накладывает ограничение на комбинации составляющих частицы кварков. Например, нейтрон состоит из двух d-кварков и одного u-кварка, а протон с электрическим зарядом 1 (в единицах элементарного заряда) состоит из двух u-кварков и одного d-кварка.

Реальность кварков подтверждается хорошим совпадением теории с результатами физических экспериментов. Убедительное подтверждение кварковая модель получила в опытах по рассеянию электронов высоких энергий, которые, взаимодействуя с нуклонами, выявили наличие у них внутренней структуры.

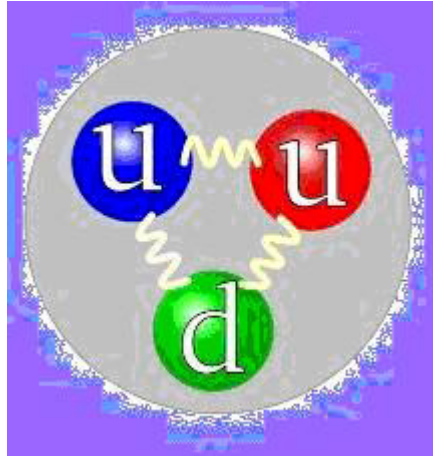


Рис. 4.1. Протон как структура из двух *u*-кварков и одного *d*-кварка

4.2. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДЕР. ДЕФЕКТ МАССЫ

Энергией связи ядра называется физическая величина, равная той работе, которую нужно совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны без придания им кинетической энергии.

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.

Полный заряд ядра, состоящего из нейтронов и протонов, равен $Q = Ze$, где Z – протонное число, т. е. число протонов в ядре. Очевидно, что масса ядра должна быть равна сумме масс протонов и нейтронов, образующих ядро. Однако, действительная масса ядра меньше суммы масс протонов и нейтронов! Разность этих масс Δm называется *дефектом массы*.

Когда Z протонов и N нейтронов образуют ядро, некоторая масса пропадает и вместо нее выделяется эквивалентная ей энергия связи $E_{св}$ (обычно в виде γ -квантов). Это значит, что для разрушения ядра необходимо сообщить ему энергию, не менее

$$E_{св} = \Delta m \cdot c^2. \quad (4.5)$$

Теоретически формула (4.5) представляет собой закон сохранения массы и энергии

Энергию связи ядра, состоящего из Z протонов и N нейтронов, можно определить как

$$E_{св} = (Zm_p + Nm_n)c^2 - M_я c^2 \quad (4.6)$$

где $M_{\text{я}}$ – масса ядра; m_p – масса протона; m_n – масса нейтрона. Каждую массу умножили на c^2 , чтобы получить соответствующую ей энергию.

Так как в таблицах свойств атомных ядер приводятся массы атомов, а не ядер, то формулу (4.6) надо изменить:

Во первых, массу ядра вычислим по формуле

$$M_{\text{я}} = M_{\text{ам}} - Zm_e, \quad (4.7)$$

где $M_{\text{ам}}$ – масса атома, соответствующая данному ядру; Zm_e – полная масса электронов, обращающихся вокруг ядра. Энергией связи электронов с ядром пренебрегаем вследствие ее малости;

Во вторых, массу протона найдем как

$$m_p = m_{\text{H}} - m_e, \quad (4.8)$$

где m_{H} – масса атома водорода H. Энергией связи электрона в атоме водорода ($\approx 13,6$ эВ) пренебрегаем.

Теперь формулу (4.6) можем записать в виде

$$E_{\text{св}} = Z(m_{\text{H}} - m_e)c^2 + Nm_n c^2 - (M_{\text{ам}} - Zm_e)c^2, \quad (4.9)$$

или проще

$$E_{\text{св}} = (Zm_{\text{H}} + Nm_n)c^2 - M_{\text{ам}}c^2 \quad (4.10)$$

Часто оказывается удобнее выражать энергию связи в единицах массы, а не в единицах энергии. Тогда множитель « c^2 » следует опустить, и окончательно получим

$$E_{\text{св}} = (Zm_{\text{H}} + Nm_n) - M_{\text{ам}} \quad (4.11)$$

Здесь энергия связи выражается в атомных единицах массы (а. е. м.). За одну а. е. м. принимают 1/12 часть массы нуклида ^{12}C . 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: если $E_{\text{св}} > 0$, то ядро стабильно. Чтобы расщепить его на составные части, ему надо сообщить энергию извне. Если $E_{\text{св}} < 0$, то ядро нестабильно. Оно будет распадаться самопроизвольно – спонтанно.

4.3. СТАБИЛЬНОСТЬ ЯДРА. ФОТОРАСПАД.

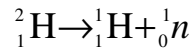
Энергия связи в ядре очень велика. При столкновении нейтрона, протона или α -частицы с ядром может быть много разных событий:

- ✓ захват частицы ядром (пока не будут испущены ядром эта или другая (другие) частицы);

- ✓ расщепление ядра на фрагменты;
- ✓ отскок от ядра при упругом ударе.

Что произойдет – зависит от соотношения энергии связи и энергии налетающей частицы.

Вторым после простейшего ядра водорода (протона) является ядро атома дейтерия ${}^2_1\text{H}$ (дейтрон $d = p + n$). Ядерная реакция распада атома дейтерия



позволяет рассчитать энергию связи дейтрона в а.е.м. по формуле

$$E_{св} = Zm_{\text{H}} + Nm_n.$$

В случае дейтрона $Z = 1$ и $N = 1$, поэтому

$$E_{св} = m_{\text{H}} + m_n.$$

Численно:	+	1,007825	а. е. м.	(масса атома ${}^1_1\text{H}$)
		1,008665	а. е. м.	(масса нейтрона m_n)
		2,016490	а. е. м.	
	-	2,014102	а. е. м.	(масса атома ${}^2_1\text{H}$)
		0,002388	а. е. м.	

В ядерной физике вместо массы ядра $M_{\text{я}}$ используют (в соответствии с соотношением Эйнштейна $E = Mc^2$) её энергетический эквивалент Mc^2 , причём в качестве единицы энергии используется 1 электрон-вольт (эВ). 1 эВ – это энергия, приобретаемая частицей, имеющей единичный электрический заряд, при прохождении в электрическом поле разности потенциалов в 1 вольт.

Если полученную в результате расчета энергию связи выразить в единицах энергии (1 а. е. м. = 931.494 МэВ/ c^2), то получим

$$E_{св} = 0,002388 \times 931 = 2,22 \text{ МэВ.}$$

Энергию связи дейтрона в единицах энергии можно также вычислить по формуле

$$E_{св} + m_d c^2 = m_p c^2 + m_n c^2, \quad (4.12)$$

где m_d – масса дейтрона; $m_p c^2$ – энергия покоя протона; $m_n c^2$ – энергия покоя нейтрона.

Наглядно

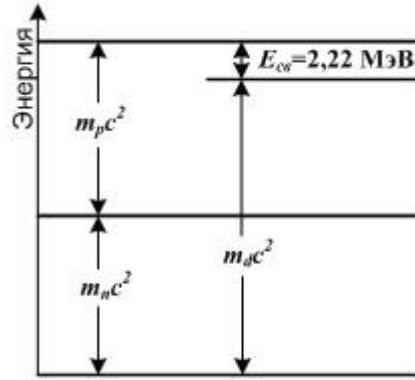


Рис. 4.2. Энергия связи дейтрона

Экспериментально энергию связи дейтрона находят из реакции ядерного фотосинтеза, при которой моноэнергетический фотон поглощается дейтроном. При этом дейтрон распадается на протон и нейтрон.

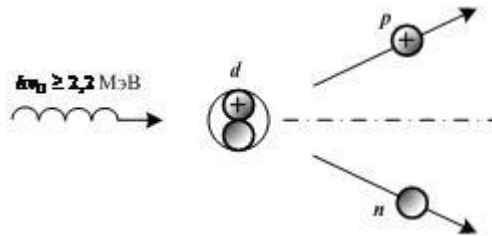


Рис. 4.3.

Уравнение реакции имеет вид



Закон сохранения массы и энергии для этой реакции дает

$$h\nu + m_d c^2 \rightarrow m_p c^2 + m_n c^2 + W_p + W_n \quad (4.14)$$

где W_p и W_n - кинетическая энергия протона и нейтрона.

Полагаем, что дейтрон покоится. Минимальную или *пороговую* энергию налетающего фотона $E = h\nu$ найдем из (4.14), если в ней положить $W_p = W_n = 0$. Таким образом для пороговой энергии имеем:

$$(h\nu_0)_\gamma + m_d c^2 = m_p c^2 + m_n c^2 \quad (4.15)$$

Очевидно, что $h\nu_0 = E_{св}$.

В обратной реакции – реакции *ядерного фотозффекта* – в результате ядерной реакции слияния (синтеза) покоящихся протона и нейтрона образуется γ - фотон с энергией 2,22 МэВ.

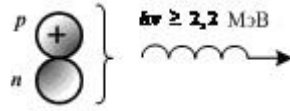


Рис. 4.4.

Реакция ядерного фотоэффекта записывается уравнением



4.4. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Атомное ядро как целостная система существует благодаря силам притяжения, связывающих протоны и нейтроны в атомном ядре. Эти силы совершенно не похожи на те, с которыми мы встречались до сих пор – ни на гравитационные, ни на электростатические. Чтобы объяснить, почему протоны внутри ядра очень прочно связаны, потребовалось ввести новую фундаментальную силу. Эти силы назвали *сильным взаимодействием* или *ядерными силами*.



Хидэки Юкава¹⁹

Для объяснения ядерных сил японский физик Хидэки Юкава постулировал существование пиона. По теории (она была создана Юкава в 1935 году) два нуклона притягиваются друг к другу, потому что обмениваются между собой частицей. Частицу назвали пи-мезоном, или пионом. Один нуклон испускает пи-мезон, другой его поглощает, а в результате нуклоны притягиваются друг к другу. В слове «мезон» окончание «он» как у всех названий частиц, а корень «мезо» взят из греческого «мезос» – промежуточный. Масса пи-мезона больше массы электрона и меньше массы протона. Между радиусом действия ядерных сил r_p и массой пи-мезона m_p существует простая связь:

$$m_p \geq \hbar / cr_p \quad (4.17)$$

Есть три сорта пи-мезонов – положительный, отрицательный и нейтральный. Их массы несколько отличаются, но все они примерно в 300 раз больше массы электрона. Таким образом, масса пи-мезона стала известна задолго до экспериментального открытия этой частицы (1947 г.).

¹⁹ Хидэки Юкава (1907–1981 г) - японский физик-теоретик, Нобелевская премия (1949) «за предсказание существования мезонов и теоретические исследования природы ядерных сил»

К отличительным свойствам ядерных сил относятся:

Зарядовая независимость:

Короткодействие:

Способность к насыщению:

Ядерные силы являются самыми мощными из известных в природе сил.

Остановимся подробнее об этих особенностях.

1. *Зарядовая независимость:* Когда говорят о ядерных силах, часто не различают протон и нейтрон. Как установлено из опытов силы взаимодействия между протоном и нейтроном, между нейтроном и нейтроном, а также между протоном и протоном, за вычетом кулоновских сил, одинаковы.



Энрико Ферми²⁰

2. *Короткодействие:* Если электростатические силы действуют как на микроскопических, так и на макроскопических расстояниях, то ядерные силы проявляют себя только на микроскопических расстояниях. Радиус действия ядерных сил составляет величину порядка 10^{-15} метра. Для этой сверхмалой длины, характеризующей размеры атомных ядер, ввели специальную единицу измерения, названную в честь Э.Ферми, «1 Фм = 10^{-13} см». В системе СИ, введенной в России с 1978 г., эта единица носит название «фемтометр» 1 фм = 10^{-15} метра.

Короткодействие ограничивает действие ядерных сил ближайшим окружением нуклона, в то время как медленно спадающее с расстоянием электростатическое отталкивание протонов действует во всем объеме ядра. С ростом числа нуклонов ядра становятся неустойчивыми, и поэтому большинство тяжелых ядер радиоактивны, а совсем тяжелые вообще не могут существовать. Конечное число элементов в природе – следствие короткодействия ядерных сил.

3. *Способность к насыщению:* Когда нуклон оказывается полностью окруженным другими нуклонами, но теряет способность притягивать другие нуклоны. Нуклоны вне этого окружения «не чувствуют» сил притяжения такого (окруженного со всех сторон) нуклона. Это явление аналогично экранировке внешнего электрона в атоме.

²⁰ Энрико Ферми (1901 – 1954) – итальянский физик, Нобелевская премия по физике 1938 г. «За доказательства существования новых радиоактивных элементов, полученных при облучении нейтронами, и связанное с этим открытие ядерных реакций, вызываемых медленными нейтронами»

4. *Ядерные силы самые мощные:* В пределах радиуса действия ядерные силы характеризуются очень большой величиной. Если взаимодействие описывать при помощи потенциала U (рис. 4.5), то глубина этого потенциала с радиусом действия (шириной) ~ 1 фм должна быть порядка $eU = 50$ МэВ. Для сравнения – энергия кулоновского взаимодействия двух протонов на расстоянии 1 фм по порядку величины равна 1,4 МэВ. В связи с этим ядерные силы называют *сильным взаимодействием*.

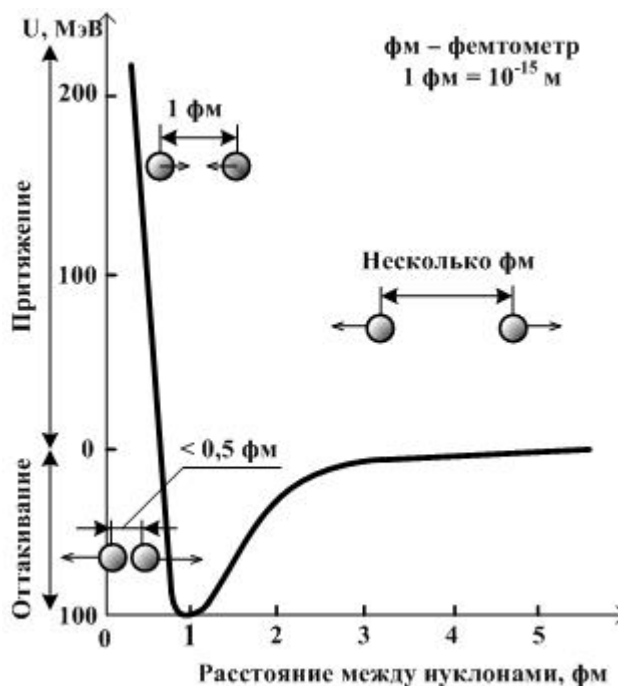


Рис.4.5. Потенциальная энергия взаимодействия протона с полем ядра.

Сильное взаимодействие быстро уменьшается с увеличением расстояния. Кроме того, некоторые опыты показывают, что при еще меньших расстояниях, порядка 0,5 фм притяжение нуклонов сменится отталкиванием (рис. 4.5).

На рис. 4.6 показан протон с энергией E , налетающий на ядро. Потенциальное поле кулоновского заряда ядра

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{r}. \quad (4.18)$$

таково, что $dU/dr < 0$ и электрическая сила

$$F = eE = -e \frac{dU}{dr} < 0 \quad (4.19)$$

отрицательная, т. е. она отталкивает протон от ядра. По мере приближения протона к ядру действие отталкивающих сил кулоновского поля яд-

ра увеличивается и кинетическая энергия W протона будет уменьшаться. На рис. 4.6 полная энергия протона $E = W + eU$ изображена отрезком $AB = AC + CB$, где $AB = E$ – полная энергия; $AC = k \frac{Ze^2}{r} = eU$ – потенциальная энергия поля ядра; $CB = W$ – кинетическая энергия протона.

На рис. 4.6 полная энергия E меньше высоты кулоновского барьера. По классической механике, когда протон достигает точки B' , в которой его кинетическая энергия W будет точно равна нулю, он испытает «классическое» столкновение с ядром и остановится, затем отскочит назад, не будучи в состоянии преодолеть барьер и подвергнуться действию ядерных сил.

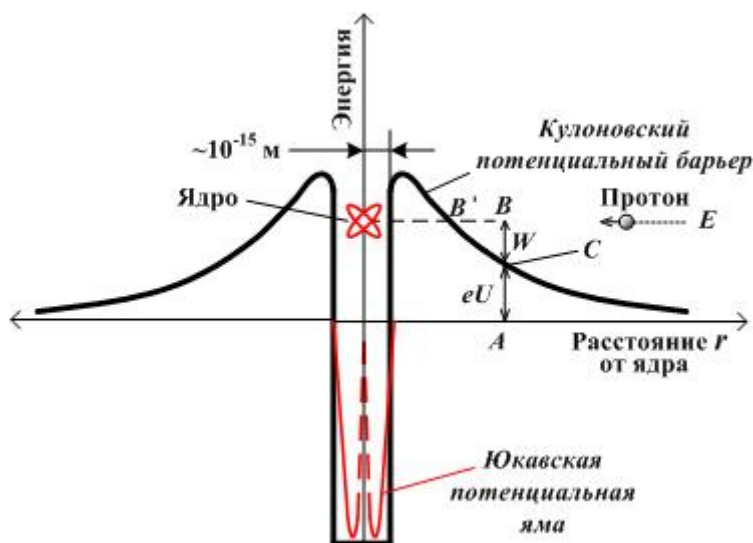


Рис. 4.6

По квантовой механике имеет место *туннельный эффект*, согласно которому протон имеет отличную от нуля вероятность *протуннелировать* (проникнуть) в Юкавскую потенциальную яму, описывающую ядерные силы с потенциалом

$$U = -g^2 \frac{e^{-ar}}{r} \quad (4.20)$$

где $a = \frac{m_{0p}c}{\hbar}$, m_{0p} – масса пиона; g – постоянная ядерных сил.

Радиус ядра (формула (4.1)) не является чисто геометрической характеристикой и связан прежде всего с радиусом действия ядерных сил. При бомбардировке ядра протонами они должны проникнуть через барьер и подойти к центру ядра настолько, чтобы почувствовать ядерные силы. Радиус нуклона r_0 в этом случае принимается равным $r_0 = 1,2$ фм.

Так кулоновский барьер не оказывает никакого влияния на рассеяние нейтрона на ядре, нейтрон почувствует ядерные силы на несколько большем расстоянии от ядра, чем заряженные частицы и для них в формуле (4.1) $r_0 = 1,5$ фм.

4.5. СТРОЕНИЕ ЯДЕР. МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

Теория ядра не закончена. Сведения о структуре ядра, свойствах его взаимодействия с частицами и другими ядрами получают на основе сравнения экспериментальных данных об энергетических уровнях, эффективных сечениях, ядерных реакциях с теоретическими представлениями о ядре как системе сильно взаимодействующих частиц – нуклонов. Исследование структуры ядра сопряжено со многими теоретическими и экспериментальными трудностями. Поэтому при построении моделей ядра используются различные аналогии и полуэмпирические схемы.

В теории ядра широкое распространение получил подход, при котором реальное ядро моделируется физической системой, которая, с одной стороны, описывает вполне определенную совокупность свойств ядра, а, с другой, являясь простой с математической точки зрения, допускает строгий количественный расчет.

Так, еще в 1936 г. Н. Бор и советский физик Я. Френкель выдвинули капельную модель атомного ядра. В ней ядро рассматривается по аналогии с каплей жидкости, которая, однако, состоит из интенсивно взаимодействующих между собой протонов и нейтронов. Поверхность такой капли может колебаться и при определенных условиях привести к разделению капли на части, т.е. к разрушению ядра.

Другая модель была предложена американским ученым М. Гепперт-Майер и немецким физиком Х. Йенсенем в 50-х гг. XX в. Она была названа оболочечной моделью ядра, согласно которой нуклоны, как и электроны в атоме, заполняют соответствующие оболочки в ядре, которые характеризуются разными значениями энергий.

В противовес этой модели датские ученые О. Бор (сын Н. Бора) и Б. Моттельсон выдвинули обобщенную модель ядра, которая состоит из устойчивой внутренней части, вокруг которой движутся внешние нуклоны. Под воздействием этих нуклонов внутренняя часть ядра может изменять свою структуру, принимая форму вытянутого эллипсоида, напоминающую своего рода каплю. Поскольку указанная модель в определенной мере объединяет представления капельной и оболочечной моделей, ее и назвали обобщенной.

Рассмотрим одну из наиболее распространенных моделей ядра.

Итак, ядро состоит из нейтронов и протонов.

Из опыта известно, что многие свойства ядер изменяются периодически подобно свойствам атомов, составляющих периодическую таблицу элементов Менделеева. Например, для самых стабильных ядер число протонов (Z) или число нейтронов ($N = A - Z$) равно одному из следующих чисел:

$$2, 8, 20, 28, 50, 82 \text{ и } 126, \quad (4.21)$$

которые называются *магическими числами*.

Ядро, у которого N или Z равно магическому числу, называется *магическим*. Если оба числа N и Z магические, то ядро называется *дважды магическим* (их всего пять ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Значения этих чисел успешно объяснила *модель ядерных оболочек*, в которой считается, что протоны и нейтроны в ядре образуют заполненные оболочки, подобные заполненным оболочкам в атоме.

О проявлении магических чисел свидетельствуют множество фактов. В природе наиболее распространены ядра ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, ${}^{60}_{28}\text{Ni}$, ${}^{88}_{38}\text{Sr}$, ${}^{120}_{50}\text{Sn}$, ${}^{90}_{40}\text{Zr}$. Для этих ядер числа n и p – магические.

Ярко выраженную периодическую зависимость от массового числа A имеет энергия первых возбужденных состояний E_1 ядер (рис. 4.7). Максимумы наблюдаются у ядер с числом нуклонов, равным одному из магических чисел (4.21).

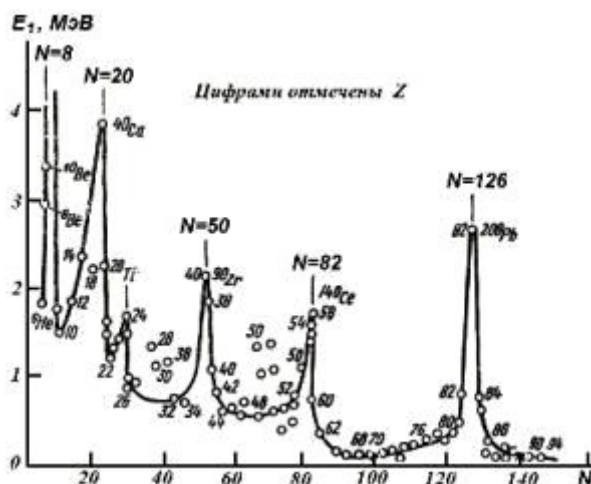


Рис. 4.7. Энергия первых возбужденных состояний ядер

Магические числа проявляются также и при рассмотрении числа типов стабильных ядер, имеющих заданное число протонов и нейтронов. Оказывается, что число стабильных ядер имеет «пики» при числе протонов и нейтронов, равном 20, 50 или 82.

Периодичность химических свойств элементов в таблице Менделеева хорошо объясняется на основе предположения о группировке электронов в атомах в оболочках и подоболочках. Дж. Бартлет в 1932 г. предположил, что экспериментальные данные по стабильным ядрам тоже можно объяснить с помощью оболочечной структуры ядра. Только теперь надо говорить о *ядерных оболочках*.

Бартлет заметил, что нуклонный состав естественных изотопов резко меняется, начиная с ядра ${}^4_2\text{He}$, и еще раз, начиная с ядра ${}^{16}_8\text{O}$. Между ядрами ${}^4_2\text{He}$ и ${}^{16}_8\text{O}$ все стабильные изотопы строятся по схеме ${}^4_2\text{He} + n + p + n + p + \dots$. Между ядрами ${}^{16}_8\text{O}$ и ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ нуклонный состав оказывается иным: ${}^{16}_8\text{O} + n + n + p + p + n + n + \dots$. Естественно было предположить, что нуклоны в ядре тоже подчиняются *принципу запрета Паули*. Так и оказалось.

Таким образом, на первую оболочку ядра (*s*-оболочку) с орбитальным моментом импульса нуклона, равным нулю ($l_1 = 0$), можно поместить по два нейтрона и по два протона. Полностью протонная и нейтронная оболочка заполнена в дважды магическом ядре гелия ${}^4_2\text{He}_2$.

За *s*-оболочкой оболочка следует *p*-оболочка ядра с орбитальным моментом импульса нуклона, равным единице ($l_2 = 1$). Она имеет места для размещения уже шести протонов и шести нейтронов. Когда *s*- и *p*-оболочки заполняются, получается дважды магическое ядро ${}^{16}_8\text{O}_8$.

Следующей идет *d*-оболочка с орбитальным моментом импульса нуклона $l_3 = 2$. На ней может уместиться десять протонов и десять нейтронов. Когда заполняются *s*- *p*- и *d*-оболочки, образуется дважды магическое ядро ${}^{36}_{18}\text{Ar}_{18}$.

Общее число протонов или нейтронов, заполняющих любую из оболочек, равно $N = 2(2l + 1)$, причем $l = 0, 1, 2, 3, \dots$.

Таблица 3

№ оболочки	Орбитальный момент	Число нейтронов	Число протонов	Атомное ядро
1. <i>s</i> -оболочка	$l_1 = 0$	2	2	${}^4_2\text{He}_2$
2. <i>p</i> -оболочка	$l_2 = 1$	6	6	${}^{16}_8\text{O}_8$
3. <i>d</i> -оболочка	$l_3 = 2$	10	10	${}^{36}_{18}\text{Ar}_{18}$

Поскольку нуклоны обладают собственным механическим моментом, или спином, равным $s = \hbar/2$, то и ядра должны иметь механические моменты. Кроме того, нуклоны участвуют в ядре в орбитальном движении, которое также характеризуется определённым моментом

количества движения l каждого нуклона. Причем орбитальные моменты принимают только целочисленные значения \hbar (1, 2, 3, ...)

Полный момент количества движения J в системе покоя ядра называется спином ядра. Спин ядра J складывается из спиновых $s_1 - s_A$ и орбитальных $l_1 - l_A$ моментов отдельных нуклонов:

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots \vec{s}_A + \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots \vec{l}_A = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \dots \vec{J}_A$$

Несмотря на то, что число нуклонов в ядре может быть очень велико, спины ядер обычно невелики и составляют не более нескольких \hbar , что объясняется особенностью взаимодействия одноимённых нуклонов.

Напомним, что по принципу запрета никакие два нейтрона или два протона не могут иметь одинаковых наборов квантовых чисел. Протоны заполняют свои, предназначенные им, протонные уровни парами, на каждый уровень попадают два протона. Также заполняют свои уровни и нейтроны. Все парные протоны и нейтроны взаимодействуют только так, что их спины взаимно компенсируются, то есть пары всегда взаимодействуют.

Наконец, когда протоны и нейтроны достраивают свои замкнутые оболочки, тогда полный момент импульса, то есть полный спин ядра, равен нулю. В результате ядра, состоящие из чётного числа протонов и чётного числа нейтронов, не имеют механического момента. Например, ядро ${}^{60}_{28}\text{Ni}_{32}$ имеет нулевой спин – Z чётно и N чётно.

Отличные от нуля спины существуют только у ядер, имеющих в своём составе непарные нуклоны.

В случаях ядер, для которых Z чётно, N нечётно или Z нечётно, N чётно, один протон или один нейтрон не объединен в пару ни с каким другим нуклоном. Спин такого нуклона $\frac{1}{2}\hbar$ суммируется с его же орбитальным моментом импульса l . Поскольку l – целое, суммарный спин ядра может иметь какое-либо полуцелое значение: $1/2, 3/2, 5/2$. Два примера: ядра ${}^{63}_{27}\text{Co}_{34}$ и ${}^{67}_{30}\text{Zn}_{37}$ имеют спины $(3/2)\hbar$ и $(5/2)\hbar$.

Нечётно-чётные ядра имеют по одному не спаренному протону и по одному не спаренному нейтрону, и их полный спин равен

$$\hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots$$

Так, ядро ${}^2_1\text{H}_1$ имеет спин $1\hbar$, а ядро ${}^{10}_5\text{B}_5$ – спин $3\hbar$.

Таким образом, с помощью модели оболочек можно объяснить значения спинов всех стабильных ядер, встречающихся в природе (табл. 4.2)

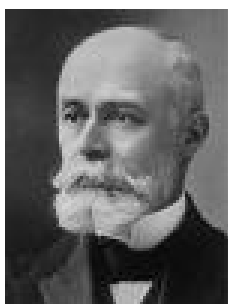
Таблица 4

Z	N	A	Ядерный спин	Число нуклидов
Четное	Четное	Чётное	0	160
Четное	Нечетное	Нечётное	$1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$	56
Нечетное	Четное	Нечётное	$1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$	52
Нечетное	Нечетное	Чётное	1, 2, 3, ...	4

В природе наблюдается 272 стабильных ядра, которые разбиваются на четыре группы в зависимости от того, четны или нечетны в них числа протонов и нейтронов.

Как видно из таблицы 4 природа предпочитает комбинации из четных чисел протонов и нейтронов. Сочетания нечетные чисел нейтронов и протонов мы находим только у ядер легких химических элементов. Число комбинаций с четно-нечетными нечетно-четными состояниями примерно одинаково.

5. РАДИОАКТИВНОСТЬ



А. Беккерель²¹

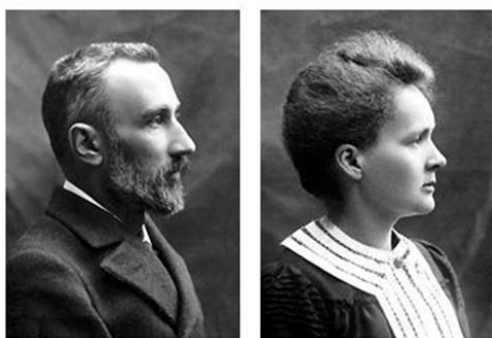
Радиоактивностью называется явление самопроизвольного превращения путем распада одних атомных ядер в другие с испусканием одной или нескольких частиц.

В 1896 г. А. Беккерель неожиданно обнаружил неизвестное ранее излучение, которое испускали соли урана. Тогда считалось, что это излучение связано с атомными процессами. Лишь с открытием атомных ядер стало ясно, что это внутриядерный процесс – изменение ядер химических элементов. Так было открыто явление радиоактивности.

В 1898 г. Мария и Пьер Кюри выделили новый радиоактивный элемент – полоний, названный в честь Польши (Нобелевская премия 1903 г.). Вторую Нобелевскую премию М. Кюри получила в 1911 году за открытие радия.

В 1903 г. Э. Резерфорд обнаружил в излучении радиоактивных веществ α -частицы (ядра гелия) и бета-частицы (электроны). Позднее Виллард обнаружил гамма-лучи.

²¹ Антуан Анри Беккерель (1833 - 1906) – французский физик, Нобелевская премия 1903 г. «...за открытие спонтанной радиоактивности».



Пьер и Мари Кюри ²²

Всякое ядро, которое изменяет свою структуру, испуская гамма-лучи или другие ядерные частицы (например, p , α , β^+ или β^-), называется радиоактивным ядром. Всего в природе найдено 272 стабильных атомных ядра химических элементов. Все остальные ядра (радиоизотопы) радиоактивны в той или иной мере.

В таблице 4.3 приведены различные типы реакций распадов естественных радиоактивных ядер.

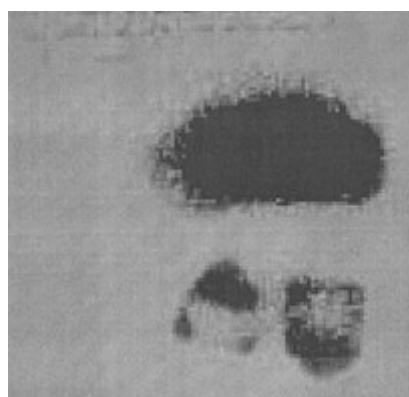


Рис. 4.8. Первое свидетельство радиоактивного распада атомных ядер, обнаруженное А. Беккерелем. На фотопластинке отчетливо видны потемнения, образовавшиеся в результате того, что А. Беккерель положил на нее образцы урановой соли.

Таблица 5

Типы ядерных распадов

α – распад	${}^A_Z M \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} M + {}^4_2 \text{He}$	(1)
β^- – распад	${}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z+1} M + {}^0_{-1} \beta + \bar{\nu}$	
β^+ – распад	${}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z-1} M + {}^0_1 \beta + \nu$	
β – захват	${}^A_Z M + {}^0_{-1} \beta \rightarrow {}^A_{Z-1} M + \nu$	
γ – распад	$({}^A_Z M)^* \rightarrow {}^A_Z M + \gamma$	
Здесь ν и $\bar{\nu}$ - нейтрино и антинейтрино; $({}^A_Z M)^*$ - ядро в возбужденном состоянии, возвращается в основное, испуская γ -квант.		

²² Французские физики Мария и Пьер Кюри, Нобелевская премия по физике 1903 г. «в знак признания... их совместных исследований явлений радиации, открытых профессором Анри Беккерелем», с которым они разделили премию.

5.1. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Постоянная распада. Пусть N – число радиоактивных ядер в образце в заданный момент времени t , dN – распавшихся ядер за интервал времени от t до $t + dt$. Тогда вероятность распада ядер

$$w = -dN / N \quad (4.21)$$

Знак минус означает, что в результате распада количество радиоактивных ядер в образце уменьшается.

Вероятность распада ядра λ в единицу времени t

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \text{const} . \quad (4.22)$$

Активность образца – величина $A = |dN/dt = \lambda N|$. Она характеризует число распадов, происходящих с ядрами образца в одну секунду.

Активность измеряют в «Кюри» (Ки) и милликюри (мКи):

1 Ки = $3,700 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду;

1 мКи = $3,7 \cdot 10^7$ распадов в секунду.

Формулу (4.22) можно переписать так: если в момент времени $t = 0$ имелось N_0 атомов, то

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_{t=0}^t -\lambda dt, \quad \text{то есть} \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t . \quad (4.23)$$

Потенцируя (4.23), получим окончательно

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} . \quad (4.24)$$

Или

$$\lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} , \quad (4.25)$$

где $\lambda N_0 = A_0$ – начальная активность образца, то есть в момент времени $t = 0$; $\lambda N = A$ – активность в момент времени t .

Таким образом, для активности образца имеем

$$A = A_0 e^{-\lambda t} , \quad (4.26)$$

или, после логарифмирования

$$\ln A = \ln A_0 - \lambda t \quad (4.27)$$

5.2. ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА И СРЕДНЕЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ

Период полураспада – время $T_{1/2}$ – время, за которое распадается $1/2$ первоначального числа ядер, т. е. время, за которое активность образца уменьшается вдвое относительно первоначальной активности.

К моменту времени $t = T_{1/2}$ число оставшихся ядер данного типа равно $N = 1/2 N_0$ и поэтому, согласно формуле (4.24) $(1/2)N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$. Откуда после сокращения и логарифмирования для периода полураспада получаем

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (4.28)$$

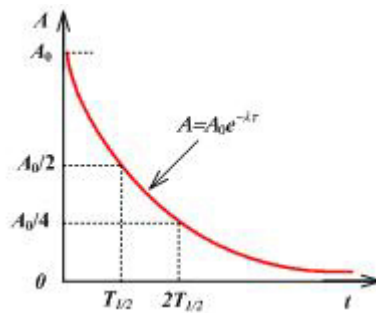


Рис. 4.9. Закон радиоактивного распада

Среднее время жизни радиоактивных ядер. Если в образце имеются dN_1 атомных ядер, которые живут в течение времени t_1 , dN_2 ядер, которые живут в течение времени t_2 , и т. д., то среднее время жизни \bar{T} ядер определяется как

$$\bar{T} = \frac{t_1 dN_1 + t_2 dN_2 + \dots}{dN_1 + dN_2 + \dots}, \quad (4.29)$$

или более точно

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{\int_{N_0}^0 dN} = -\frac{\int_0^{\infty} t dN}{N_0} \quad (4.30)$$

Но: $dN = d(N_0 e^{-\lambda t}) = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$. Подставляя это выражение в (4.30), получим:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\infty} -\lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = -\lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt \quad (4.31)$$

Интегрируем по частям;

$$\bar{T} = \lambda \left(-\frac{t}{\lambda} e^{-\lambda t} + \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt \right) = \lambda \left(-\frac{t}{\lambda} e^{-\lambda t} - \frac{1}{\lambda^2} e^{-\lambda t} \right) \Big|_0^{\infty} \quad (4.32)$$

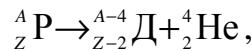
Таким образом, окончательно имеем

$$\bar{T} = \frac{1}{\lambda} \quad (4.33)$$

Среднее время жизни и период полураспада связаны соотношением

$$\bar{T} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad \text{или} \quad T_{1/2} = 0,693 \bar{T}.$$

Альфа-распад. Альфа-распад – вид радиоактивного распада ядра, в результате которого происходит испускание альфа-частицы. При этом массовое число уменьшается на 4, а атомный номер - на 2. Альфа-распад наблюдается только у тяжёлых ядер (Атомный номер должен быть больше 82, массовое число должно быть больше 200).



где P – родительское, а D – дочернее ядро.

В качестве примера рассмотрим распад ядра протактиния с образованием актиния и альфа -частицы



Энергетический эффект Q для этой ядерной реакции можно найти, составляя разность начальной и конечной масс

Начальная масса $m_p = 226,0280$ а. е. м.

Конечная масса $\begin{cases} m_d = 222,0178 \\ m_\alpha = 4,0026 \end{cases}$ а. е. м.
 $\frac{226,0204}{226,0204}$ а. е. м.

Отсюда для энергетического эффекта имеем

$$\Delta m = m_p - (m_d + m_\alpha) = 226,0280 - 226,0204 = 0,0076 \text{ а.е.м.}$$

или в единицах энергии:

$$Q = 0,0076 \cdot 931 \text{ МэВ} / \text{а.е.м.} = 7,07 \text{ МэВ.}$$

Так как $Q > 0$, энергия в этой реакции выделяется.

Остановимся на альфа -распадах подробнее. Закон сохранения массы и энергии для реакции (4.34) дает:

$$m_p c^2 = m_d c^2 + m_\alpha c^2 + E_d + E_\alpha \quad (4.35)$$

где E_d и E_α – кинетическая энергия дочернего ядра и альфа-частицы. Кинетическую энергию родительского ядра не учитываем, так как считаем, что оно до начала реакции покоилось.

Энергетический эффект будет равен

$$Q = E_d + E_\alpha = [m_p - (m_d + m_\alpha)]c^2 > 0 \quad (4.36)$$

В соответствии с законом сохранения импульса имеем

$$m_\alpha^2 v_\alpha = m_d^2 v_d \quad (4.37)$$

(т. к. $m_p v_p = 0$, альфа -частица и ядро разлетаются в противоположные стороны). Возведем (4.37) в квадрат и разделим пополам

$$\frac{m_\alpha^2 v^2}{2} = \frac{m_d^2 v^2}{2},$$

или

$$m_\alpha E_\alpha = m_d E_d. \quad (4.38)$$

Для масс имеем следующие значения:

$$m_\alpha = 4 \text{ а. е. м.}; \quad m_d = (A - 4) \text{ а. е. м.}$$

Тогда из (4.38) получаем $4E_\alpha = (A - 4)E_d$, или

$$E_d = \frac{4}{A - 4} E_\alpha \quad (4.39)$$

Величину Q можно рассчитать, используя (4.36)

$$Q = \frac{4}{A - 4} E_\alpha + E_\alpha = \frac{A}{A - 4} E_\alpha.$$

Отсюда получаем формулу, выражающую кинетическую энергию α -частиц через энергетический эффект реакции

$$E_\alpha = \frac{A - 4}{A} Q \quad (4.40)$$

Из (4.40) следует, что пучок α -частиц моноэнергетичен (рис. 4.10)

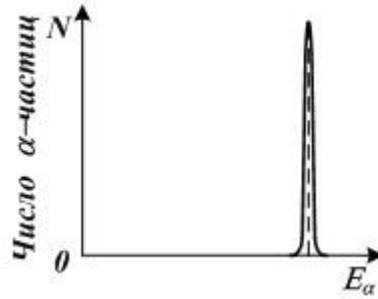


Рис. 4.10. Энергетический спектр α-частиц

Подставляя (4.38) в (4.39), получим для кинетической энергии дочернего ядра E_d

$$E_d = \frac{4}{A}Q \quad (4.41)$$

Для очень тяжелых ядер A велико и $(A-4) \cong A$, так что для кинетических энергий альфа -частиц и дочернего ядра имеем:

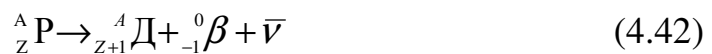
$$E_\alpha \approx Q \quad \text{и} \quad E_d \approx 0,$$

т. е. α -частица уносит практически всю энергию, выделяющуюся при альфа -распаде в форме кинетической энергии.

Так как α -частицы массивны (4 нуклона) и имеют двойной заряд $(+2e)$, длина свободного пробега в веществе для них очень невелика. Большинство α -частиц не проникают сквозь лист бумаги. Длина свободного пробега α -частиц в воздухе при альфа -распаде ядер урана составляет $\sim 2,7$ см, при альфа -распаде ядер радия – 3,3 см, что соответствует энергии α -частиц $\sim 6 \div 7$ МэВ.

5.3. БЕТА-РАСПАД

Бета-распад представляется схематически уравнением



где ${}^0_{-1}\beta$ - электрон; $\bar{\nu}$ - антинейтрино (античастица нейтрино), не имеет ни заряда, ни массы.

По закону сохранения энергии и массы имеем

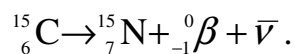
$$(m_p - Zm_e)c^2 = [m_d - (Z+1)m_e]c^2 + m_e c^2 + E_d + E_\beta + E_{\bar{\nu}}. \quad (4.43)$$

Энергетический эффект Q реакции электронного ядерного распада

$$Q = E_d + E_\beta + E_{\bar{\nu}} = (m_p - m_d)c^2, \quad (4.44)$$

причем, только при $m_p > m_d$ ($Q > 0$) распад в самом деле может произойти.

Рассмотрим пример: может ли углерод ^{15}C испускать электроны?



Разность масс ядер в реакции равна

$$m_p = 15,01060 \text{ а. е. м.}$$

$$m_d = 15,00011 \text{ а. е. м.}$$

$$m_p - m_d = 0,01049 \text{ а. е. м.}$$

Таким образом

$$Q = 0,01049 \text{ а.е.м.} \times 931 \text{ МэВ/а.е.м.} = 9,8 \text{ МэВ.}$$

Так как $Q > 0$, эта реакция может идти самопроизвольно.

Энергетический спектр испускаемых электронов будет не дискретным, а непрерывным, с ярко выраженной максимальной энергией (рис. 4.11)

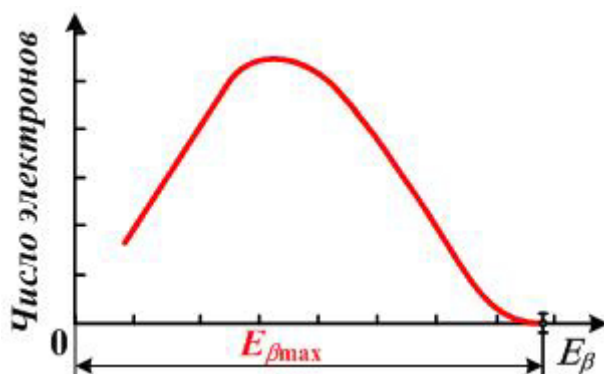


Рис. 4.11. Энергетический спектр электронов

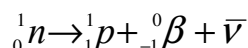
Электронный пучок был бы моноэнергетичным, если бы при бета-распаде не было испускаемых нейтрино. Так как родительское ядро покоится, электроны обладали бы одинаковым с ядром импульсом $p_\beta = p_d$. Для объяснения непрерывного спектра энергий электронов, испускаемых при бета-распаде, потребовалось ввести новую, третью частицу – нейтрино. Так как родительское ядро по условию покоится, то по закону сохранения импульса

$$\vec{p}_d + \vec{p}_\beta + \vec{p}_\nu = 0$$

Использование нейтрино (антинейтрино) позволяет объяснить непрерывный спектр электронов, так как импульсы \vec{p}_d , \vec{p}_β и \vec{p}_ν могут теперь принимать непрерывные множества различных значений, хотя все

они в векторной сумме и **дают ноль!** Резкий обрыв спектра происходит при энергии $E_{\beta_{\max}} = Q$; при этом $E_{\text{д}} = E_{\bar{\nu}} = 0$ и электрон уносит всю энергию, выделяющуюся при реакции.

Из (4.42) следует, что дочернее ядро имеет $Z + 1$ протонов, то есть на один протон больше, чем родитель. Кроме того, дочернее ядро имеет на один нейтрон меньше, чем родитель, так как $N = A - (Z + 1)$. Это заставляет считать, что здесь в действительности происходит реакция распада нейтрона, входящего в состав атомного ядра:



5.4. ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Облученный нейтронами уран проявляет искусственную бета-радиоактивность. Как оказалось, в этом случае ядра урана подвергаются реакции деления, в результате которой одно ядро урана расщепляется на два ядра примерно одинаковой массы, но меньших размеров.

Нейтроны, обладая способностью близко подходить к ядру, имеют большое эффективное сечение захвата для тепловых нейтронов, налетающих на ядро ${}^{235}_{92}\text{U}$, так как они могут долго находиться в поле действия ядерных сил. Медленные нейтроны получают путем замедления в водородосодержащих материалах (парафин, вода).

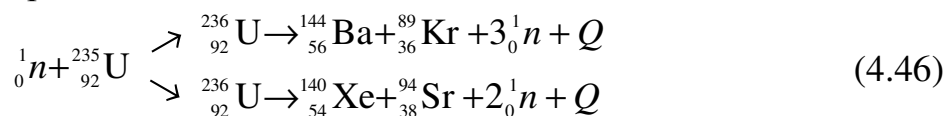
Схема реакции деления урана



где 1_0n – медленный нейтрон; ${}^{236}_{92}\text{U}^*$ – крайне нестабильный изотоп урана; X и Y – ядра-фрагменты, получаемые при делении урана.

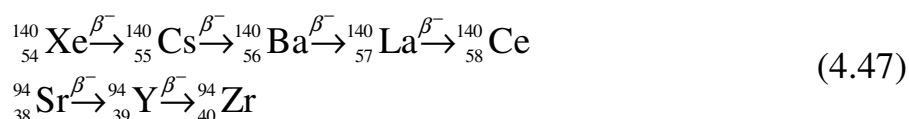
Ядра-фрагменты могут быть, конечно, разные, как это и показывает опыт.

Типичные реакции:



где Q – энергия, выделяемая при реакции.

Бета-активность, которую наблюдал Ферми, происходит от радиоактивных распадов ядер-фрагментов, например



После захвата ядром ${}^{235}_{92}\text{U}$ нейтрона образуется промежуточное ядро ${}^{235}_{92}\text{U}^*$, которое находится в возбужденном состоянии (рис. 4.12-2). При этом энергия нейтрона равномерно распределяется между всеми нуклонами, а само промежуточное ядро деформируется и начинает колебаться. Если возбуждение невелико, то ядро, освобождаясь от излишка энергии путем испускания γ -кванта или нейтрона, возвращается в устойчивое состояние. Если же энергия возбуждения достаточно велика, то деформация ядра при колебаниях может быть настолько большой, что в нем образуется перетяжка (рис. 4.12-3), аналогичная перетяжке между двумя частями раздваивающейся капли жидкости. Ядерные силы, действующие в узкой перетяжке, уже не могут противостоять значительной кулоновской силе отталкивания частей ядра. Перетяжка разрывается, и ядро распадается на два "фрагмента" (рис. 4.12-4), которые разлетаются в противоположные стороны.

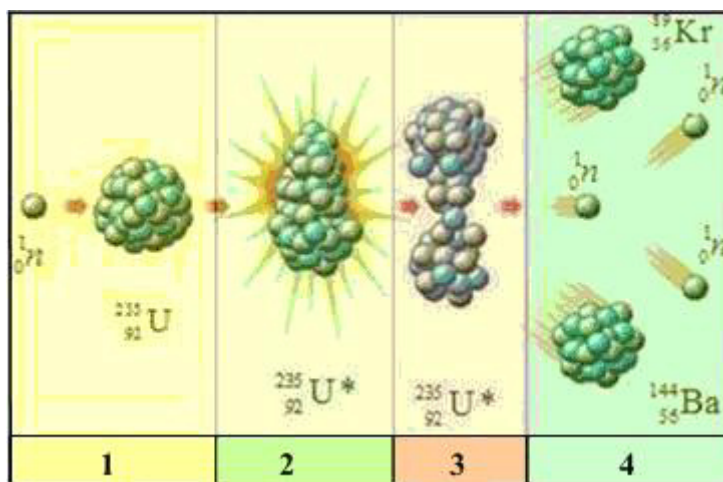


Рис. 4.12. Схема деления ядра урана-235

В продуктах деления урана-235 было обнаружено около 300 изотопов различных элементов: от $Z=30$ (цинк) до $Z=64$ (гадолиний). Кривая зависимости относительного выхода изотопов, образующихся при облучении урана-235 медленными нейтронами, от массового числа — симметрична и по форме напоминает букву «М» (рис. 4.13). Два выраженных максимума этой кривой соответствуют массовым числам 95 и 134, а минимум приходится на диапазон массовых чисел от 110 до 125.

Образующиеся при делении урана все ядра-фрагменты имеют избыточное число нейтронов, поэтому они нестабильны. Большинство нейтронов испускается мгновенно (за время, меньшее $\sim 10^{-13}$ с). Часть нейтронов (около 0,75 %), получивших название запаздывающих, испускается не мгновенно, а с запаздыванием от 0,05 с до 1 мин. Эти

нейтроны очень важны для осуществления контроля за ядерными реакциями в атомных реакторах.

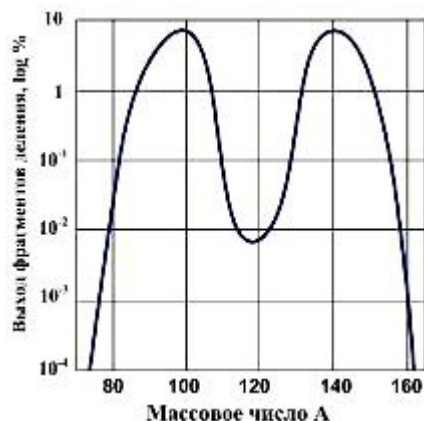


Рис. 4.13. Распределение ядер-фрагментов по массовым числам

При ядерных реакциях деления выделяется довольно много энергии в форме кинетической энергии испускаемых ядер-фрагментов, нейтронов, электронов, фотонов и нейтрино. Чтобы грубо оценить порядок величины энергии, выделяемой при реакции деления урана, возьмем для примера реакции (3).

Здесь $^{235}_{92}\text{U}^*$ расщепляется в конечном итоге на $^{140}_{58}\text{Ce}$ и $^{94}_{40}\text{Zr}$, шесть бета-частиц и два нейтрона. Массы продуктов реакции до и после деления составляют в а. е. м.:

	<i>Массы до деления</i>		<i>Массы после деления</i>
$^{235}_{92}\text{U}^*$	235,0439	$^{140}_{58}\text{Ce}$	139,9054
1_0n	1,0087	$^{94}_{40}\text{Zr}$	93,9036
	<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>	2^1_0n	2,0173
	$\Sigma_1 = 236,0526$	$6\beta^{-1}$	0,0033
			<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>
			$\Sigma_2 = 235,8296$

Разность масс составляет

$$\Delta m = \Sigma_1 - \Sigma_2 = 0,223 \text{ а. е. м.},$$

что дает громадный энергетический эффект

$$Q = 0,223(\text{а.е.м.}) \times 931\left(\frac{\text{МэВ}}{\text{а.е.м.}}\right) = 208 \text{ МэВ !!!}$$

Для сравнения: энергия, выделяющаяся при альфа-распаде одного ядра, равна ~ 5 МэВ, а энергия, выделяемая в одном акте химической реакции горения ~ 4 эВ.

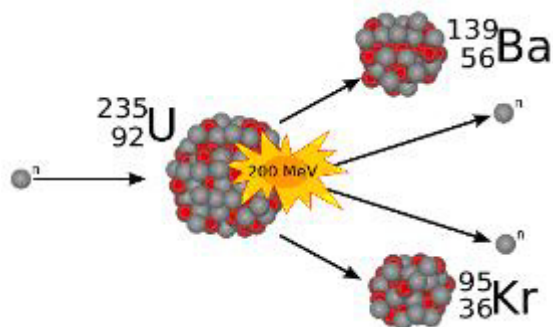
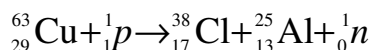


Рис. 4.14. Распад ядра урана-235

Нейтроны, получающиеся в результате деления, можно снова использовать для получения реакций деления следующих ядер $^{235}_{92}\text{U}$. При этом будет выделяться все больше энергии. Впервые цепная ядерная реакция была получена Э.Ферми в 1942 году.

Реакция деления может быть получена и бомбардировкой мишеней другими частицами. Например, Лоуренсом в 1931 году в результате деления ядер меди действием протонов, ускоренных в циклотроне, получена реакция

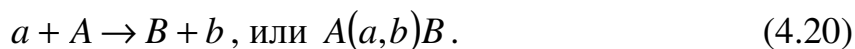


6. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Когда о ядро ударяется частица с большой энергией и ядро меняет свои свойства, то говорят, что произошла ядерная реакция. Первую ядерную реакцию осуществил Резерфорд в 1919 году, бомбардируя альфа -частицами ядра азота и получил ядра кислорода и протоны

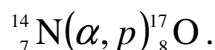


Для записи ядерных реакций приняты символические обозначения



где a – налетающая (бомбардирующая) частица; A – ядро мишень; b – легкая частица, образующаяся в конечном состоянии; B – конечное ядро (ядро отдачи).

Ядерную реакцию (4.19) можно записать короче



Она называется реакцией (α, p) типа.

До появления первого ускорителя Ван де Граафа было известно ограниченное число ядерных реакций, в качестве источников бомбардирующих частиц – протонов и альфа-частиц – использовались естествен-

ные изотопы. Широкие возможности для осуществления многих ядерных реакций появились только после развития техники ускорения заряженных частиц.

Все ядерные реакции, и высоко- и низкоэнергетические, подчиняются общим правилам (законам):

1. Закон сохранения электрического заряда: сумма зарядов частиц и ядер до реакции равна сумме зарядов частиц и ядер, образующихся в результате реакции:

$$\Sigma Z_i = \Sigma Z_f,$$

например, для реакции ${}^4_2\text{He} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O}$ $\Sigma Z_i = \Sigma Z_f = 2 + 7 = 1 + 8$.

2. Закон сохранения полного числа нуклонов: сумма массовых чисел частиц и ядер до и после ядерной реакции должны быть равны:

$$\Sigma A_i = \Sigma A_f.$$

Для реакции ${}^4_2\text{He} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O}$ $\Sigma A_i = \Sigma A_f = 2 + 7 = 1 + 8$.

При высоких энергиях частиц могут быть отклонения из-за взаимопревращения частиц

3. Закон сохранения массы и энергии: для изолированной от внешних влияний системы в силу соотношения между массой и энергией только полная масса-энергия системы остается неизменной.

4. Закон сохранения импульса. $\Sigma p_i = \Sigma p_f$ - В любой ядерной реакции сумма импульсов вступающих в реакцию ядер и частиц равна сумме импульсов конечных ядер и частиц, полученных в результате реакции.

5. Закон сохранения момента количества движения: В ядерных реакциях сохраняется полный момент количества движения замкнутой системы

$$\Sigma J_i = \Sigma J_f,$$

где J_i и J_f – полные моменты количества движения в начальном и конечном состояниях.

6.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Для реакции $A(a,b)B$, где ядро-мишень A покоится, закон сохранения массы и энергии имеет вид

$$m_a c^2 + E_a + M_A c^2 = m_b c^2 + E_b + M_B c^2 + E_B,$$

где $m_a c^2$ и E_a – энергия покоя и кинетическая энергия частицы-снаряда; $M_A c^2$ – энергия покоя ядра-мишени; $m_b c^2$ и E_b – энергия покоя и кинетическая энергия получаемой частицы; $M_B c^2$ и E_B – энергия покоя и кинетическая энергия ядра отдачи.

Энергетическим эффектом Q ядерной реакции называется энергия, выделяемая за счет разности суммы масс частицы-снаряда и ядра-мишени и суммы масс получаемой частицы и ядра отдачи:

$$Q = [(m_a + M_A) - (m_b + M_B)]c^2 = E_b + E_B - E_a.$$

Когда $(m_a + M_A) > (m_b + M_B)$, часть массы в ядерной реакции теряется и превращается в энергию, которая получается за счет «потерянной» массы;

$$(\Delta m)c^2 = \Delta E = Q.$$

где Δm – потеря массы («дефект массы»); ΔE – соответствующая полученная энергия.

Это и есть энергетический эффект.

Если $Q > 0$, реакция называется «экзоэнергетическая», в результате реакции выделяется энергия, которая преобразуется в массу $\Delta m = \Delta E / c^2$. Если $Q < 0$, реакция с поглощением энергии и называется «эндоэнергетическая».

6.2. АТОМНАЯ БОМБА

Испускание нейтронов при делении ядер урана и тория делает возможным протекание цепной ядерной реакции, так как N испущенных нейтронов могут вызвать деление N новых ядер. В результате будет испущено N^2 новых нейтронов, которые вызовут деление N^2 ядер и т. д. Нарастание числа нейтронов происходит в геометрической прогрессии. Нейтроны из ядер ^{235}U имеют энергию ~ 2 МэВ, что соответствует скорости $\sim 2 \cdot 10^7$ м/с, и процесс размножения нейтронов в веществе протекает очень быстро.

Однако, часть нейтронов может выпасть из процесса деления, покинув пределы делящегося вещества, размеры которого не бесконечны. Часть нейтронов может быть захвачена атомами загрязнений, которые, хотя и в незначительных количествах, неизбежно присутствует в активном веществе. Как известно, объем тела растет пропорционально кубу, а площадь поверхности пропорциональна квадрату размеров тела. Поэтому относительная доля нейтронов, покидающих активное вещество и выпадающих из процесса деления, уменьшается с ростом массы делящегося вещества.

Природный уран ^{238}U захватывает нейтроны без деления и цепная реакция не возникает. В уране ^{235}U каждый захваченный нейтрон вызывает деление ядра с испусканием $\sim 2,5$ новых нейтронов. Но, если масса, например, урановой сферы меньше некоторого критического значения, то большая часть испущенных нейтронов вылетает за пределы сферы меньше некоторого критического значения и цепная реакция не возникает. При массе, большей критической, нейтроны быстро размножаются и реакция приобретает взрывной характер.

На этом основан принцип действия атомной бомбы. На рис. 4.15 две полусферы из ^{235}U массой менее критической разделены на некоторое расстояние и находятся внутри прочной оболочки. В нужный момент от детонатора воспламеняется взрывчатка запала (порох) и оба полушария объединяются в единую сферу, масса которой превышает критическое значение и возникает цепная ядерная реакция.

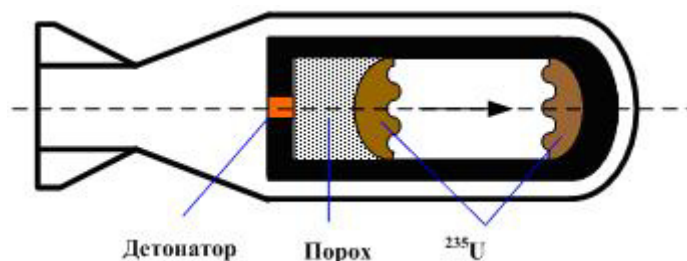


Рис. 4.15. Схема атомной бомбы

Здесь необходимо учитывать, что сближение полусфер должно происходить очень быстро, иначе взрыв произойдет раньше, чем большая часть делящегося урана успеет прореагировать. Поэтому на практике одной частью урана «выстреливают» в другую с помощью запала из обычной взрывчатки.

Чтобы содействовать процессу деления возможно большего числа ядер урана применяется массивная оболочка из прочного материала.

При взрыве такого устройства (атомной бомбы) успевает прореагировать только часть ядерного заряда.

6.3. ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

При совершении хотя бы одного акта ядерной реакции деления получаются нейтроны, которые можно тоже использовать для совершения последующих актов деления ядра. Эти акты деления дадут еще больше нейтронов, еще большее число ядер подвергнутся делению, и возникнет цепная ядерная реакция деления. Ядерные реакторы для того и строят, чтобы в них происходили цепные реакции деления под нашим контро-

лем, и чтобы было можно постоянно отбирать выделяемую при этом энергию.

Контроль за нейтронами – основное в конструкции ядерных реакторов. На каждый тепловой нейтрон, поглощаемый в ядерной реакции деления ^{235}U , выделяется примерно 2,5 нейтрона. Около 99 % этих нейтронов образуется сразу, через 10^{-13} с, и имеют энергию $E \approx 1 \div 3$ МэВ, а скорости ~ 10000 м/с, что много больше скоростей тепловых нейтронов. Лишь малая доля этих быстрых нейтронов оказывается эффективной и может быть использована для последующих ядерных реакций деления: некоторые нейтроны упруго рассеиваются на ядрах, другие вылетают за пределы зоны взаимодействия в реакторе, часть поглощается ядрами, которые в этот момент не делятся.

Чтобы контролировать потоки нейтронов в ядерных реакторах, обязательно нужны *замедлители*. Так как массы протона и нейтрона примерно равны, то можно подумать, что идеальным замедлителем являются атомы водорода (за счет закона сохранения механической энергии при упругом ударе нейтрон должен потерять значительную часть своей кинетической энергии). К сожалению, это не совсем так. При соударении нейтрона с атомами водорода идет реакция ${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^1_1\text{H}$, имеющая очень большое эффективное сечение, которая потребляет нейтроны и выводит их из игры. А хороший замедлитель должен, во-первых, содержать какой-либо легкий элемент, и, во-вторых, иметь малое эффективное сечение захвата нейтронов.

Замедлитель характеризуют эффективным сечением рассеяния σ_s нейтронов и эффективным сечением σ_a поглощения нейтронов. Еще один полезный параметр число ξ – среднелогарифмическая (усреднённая по углам рассеяния нейтронов) потеря энергии при одном соударении, взятое со знаком минус

$$\xi = -\ln \frac{E}{E_0},$$

где E и E_0 – энергия нейтронов до и после удара.

Для ядер с атомным номером $A > 10$ имеем приближенно

$$\xi' \cong \frac{2}{A + 2/3}.$$

Меру способности вещества (или его эффективность) замедлять нейтроны характеризуют параметром «коэффициент замедления»

$$k_3 = \xi \frac{\sigma_s}{\sigma_a}$$

Цифровые данные для сравнительной оценки замедляющих свойств некоторых природных замедлителей приведены в табл. 1.

Итак, из таблицы видно, что вода (H₂O) по величине замедляющей способности является первым замедлителем. Но, как отмечалось выше, водород имеет очень большое эффективное сечение захвата (поглощения) нейтронов.

Тяжёлая вода (D₂O) обладает самым высоким значением коэффициента замедления и является почти идеальным замедлителем. Но редкая распространённость в природе, дорогостоящая технология получения чистой тяжёлой воды, трудности с обеспечением особого водного режима первого контура, порождают добавочные проблемы как для конструкторов, так и для эксплуатационников.

Бериллий не получил широкого распространения в качестве замедлителя для энергетических реакторов из-за высокой стоимости, высокой токсичности, и малой его радиационной стойкости в условиях мощного нейтронного и гамма облучения.

Таблица 6

Замедляющая способность некоторых природных материалов

Материал	Массовое число A	ξ	Число столкновений до замедления	k_3
Водород H	1	1,00	18	66
Вода H ₂ O	2	0,93	19	67
Тяж. вода D ₂ O	4	0,51	35	21000
Гелий He	4	0,53	43	94
Бериллий Be	9	0,21	86	160
Углерод C	12	0,16	114	170
Уран U	238	0,084	2172	0,009

Графит имеет широкое распространение в природе, низкую стоимость, он свободен от недостатков, свойственных бериллию. Это и сделало его основным замедлителем в уран-графитовых реакторах отечественных АЭС

Пример: сколько соударений должен испытать нейтрон с энергией $E_n = 5$ МэВ с ядрами свинца Pb₂₀₅ для замедления до тепловой энергии?

Решение: среднелогарифмическая потеря энергии при одном соударении для свинца по формуле (1) равна

$$\zeta' = \frac{2}{A + 2/3} = \frac{2}{206 + 2/3} = 0,0096.$$

Так как кинетическая энергия теплового нейтрона равна $E_{т.н.} = 1/25$ эВ, то фактор, характеризующий потерю энергии нейтронами, равен

$$\frac{E_n}{E_{т.н.}} = \frac{5 \cdot 10^6}{1/25} = 1,25 \cdot 10^8,$$

т. е. во столько раз надо замедлить нейтроны.

Так как ζ есть среднее от логарифмической доли потерянной в одном столкновении энергии, то среднее число столкновений нейтронов до замедления равно

$$n = \frac{\ln(E_n/E_{т.н.})}{\zeta} = \frac{\ln 1,25 \cdot 10^8}{0,0096} = 1940.$$

Для сравнения, для дейтерия $\xi = 0,75$, тогда $n = \ln 1,25 \cdot 10^8 / 0,75 = 24,8$.

Так как чистый уран содержит 99,3 % изотопа ${}^{238}_{92}\text{U}$, 0,7 % изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$ и примерно 0,006 % изотопа ${}^{234}_{92}\text{U}$, то в нем много быстрых нейтронов поглощается ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$ и продуктами ядерных реакций деления. Когда число нейтронов, потерянных в побочных ядерных реакциях (не ядерных реакциях деления), будет больше, чем число нейтронов, получаемых при ядерных реакциях деления, цепная реакция в ядерном реакторе затухает и полностью прекращается.

Это «докритический» ядерный реактор.

Когда число нейтронов ядерной реакции деления увеличивается и увеличивается с каждым актом реакции деления, выходная мощность ядерного реактора растет, и он становится «закритическим».

Если при ядерной реакции деления выделяется ровно один нейтрон, который инициирует второй акт ядерной реакции деления, то реактор называется «критическим».

Для контроля ядерного реактора в критическом режиме используют специальные стержни, содержащие кадмий или бор, которые хорошо поглощают нейтроны. Эти стержни вводят в активную зону реактора.

При погруженных стержнях цепная реакция останавливается. Затем стержни постепенно вынимают, пока не начнется ядерная реакция деления и наступит «закритический» режим. Тогда стержни опять вдвигают, повторяя такие циклы до тех пор, пока реактор не придет в критическое состояние и не начнет выделять постоянную во времени мощность.

Большая часть нейтронов образуется сразу и быстро замедляется. Механический контроль за ядерным реактором был бы невозможен, если бы не было «запаздывающих» нейтронов, испускаемых ядрами фрагментами, получающихся при ядерной реакции деления.

В самом первом ядерном реакторе (рис. 4.16) 52 тонны урана, 472 тонны графита, пять контролирующих стержней.

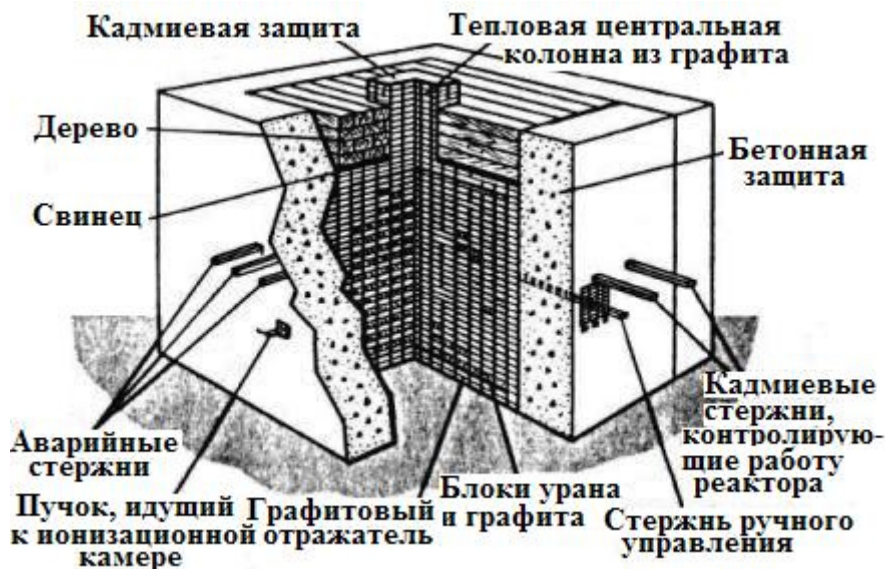
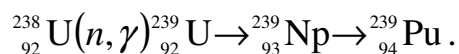


Рис. 4.16. Схема первого атомного реактора

Так как $^{235}_{92}\text{U}$ является единственным природным изотопом, делящимся под действием тепловых нейтронов, то ясно, что через несколько десятков лет ядерные реакторы на уране станут неэкономичными. Но есть ядерные *реакторы-размножители*, использующие быстрые нейтроны. Особенностью реактора-размножителя является способность к расширенному воспроизводству делящихся ядер. Воспроизводство ядерного горючего осуществляется за счёт поглощения части нейтронов ураном 238 и образованием при этом искусственного ядерного горючего – ядер ^{239}Pu (рис. 4.17).

Быстрые нейтроны захватываются ядрами ^{238}U , которые по цепочке распадов превращаются в ядра ^{239}Pu .



Ядра ^{239}Pu делятся тепловыми нейтронами.

Необходимо отметить, что, кроме захваченных и потерянных в ядерной реакции, обязательно должно выделяться еще два нейтрона для поддержания реакции. За несколько лет реактор-размножитель удваивает исходное количество топлива, заложенного в него вначале.

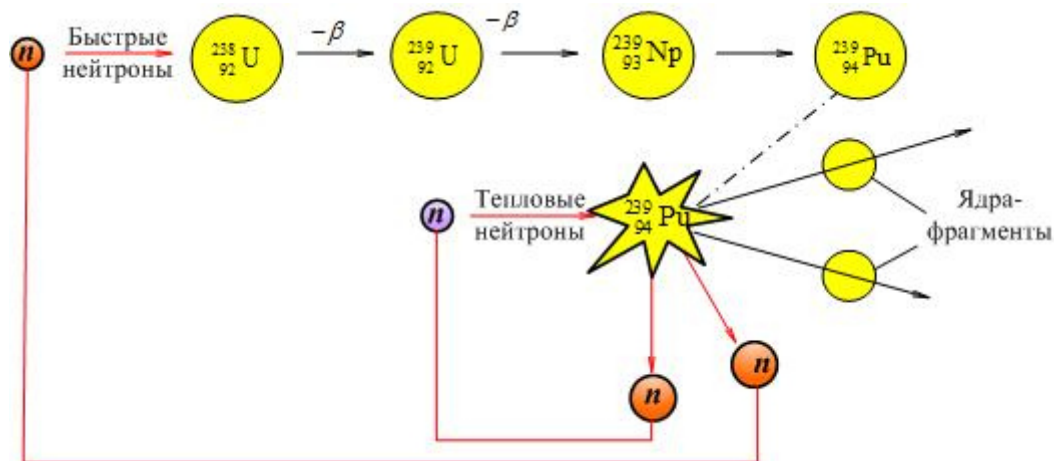


Рис. 4.17. Схема реактора-размножителя

6.4. СЛИЯНИЕ ЯДЕР



Ханс Бете²³

Солнце не охлаждается с течением времени, несмотря на громадное количество теряемой энергии. Это явление не имело объяснения, пока не открыли существование ядерной реакции. В 1939 году Ханс Бете выдвинул гипотезу, что Солнце и другие звезды питаются энергией путем ядерного синтеза – ядерными реакциями, в которых два легких ядра сливаются и образуют одно более тяжелое ядро. Эта теория принесла ему Нобелевскую премию в 1967 году в области физики.

На рис. 4.18 приведена зависимость энергии связи от атомного числа для различных элементов. Как видно из рисунка, объединение двух легких ядер (восходящая часть кривой) в одно более тяжелое дает ядро с большей энергией связи в расчете на один нуклон, чем в объединяющихся легких ядрах. Так как получается большая энергия связи, суммарная масса сливающихся ядер должна уменьшаться, энергетический эффект Q получается положительным и в реакции слияния энергия действительно будет высвобождаться.

²³ Ханс Альбрехт Бете (1906-2005), американский астрофизик, Нобелевская премия по физике 1967 г. «За вклад в теорию ядерных реакций, особенно за открытия, касающиеся источников энергии звёзд».

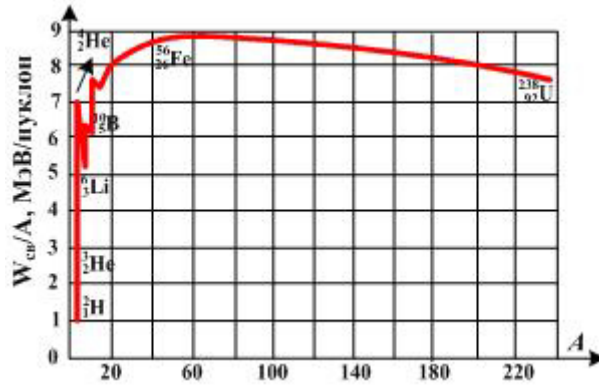


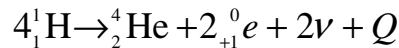
Рис. 4.18. Зависимость удельной энергии связи от массового числа A

При высоких температуре и давлении внутри Солнца и звезд молекулы вещества диссоциированы на атомы, а высокоионизированные атомы образуют горячую плазму. В этих условиях кулоновское отталкивание ядер легко преодолевается и ядра могут сливаться. При этом высвобождается огромная энергия.

Так как водород самый распространенный элемент во вселенной, то Бете предположил, что в звездах осуществляется так называемый «углеродный цикл»: считается, что это наиболее важная цепочка ядерных реакций, при которой энергия выделяется за счет реакции деления ядер:



Из приведенной «цепочки» видим, что ядро углерода C-12 выступает как катализатор: с него цепочка начинается, но им она и заканчивается. Здесь потребляется четыре ядра водорода (протона) и образуется три γ -кванта, два нейтрино, два позитрона и одно ядро гелия. Так что по существу в углеродном цикле идет реакция



Вычислим разность масс для этой реакции

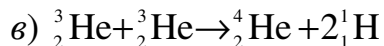
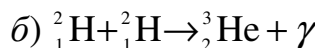
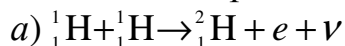
$$\begin{array}{r}
 4,031300 \text{ а. е. м. } (4 {}^1_1\text{H}) \\
 + \quad 4,002603 \text{ а. е. м. } ({}^4_2\text{He}) \\
 + \quad 0,001098 \text{ а. е. м. } (2 {}^0_{+1}e) \\
 \hline
 4,003701 \text{ а. е. м.}
 \end{array}$$

Разность масс равна $4,031300 - 4,003701 = 0,0276$ а. е. м., что дает энергетический эффект

$$Q = 0,0276(\text{а.е.м.}) \times 931 \left(\frac{\text{МэВ}}{\text{а.е.м.}} \right) = 25,7 \text{ МэВ.}$$

Эту энергию уносят с собой гамма - кванты, нейтрино, позитроны и альфа-частицы.

Еще в одном предполагаемом цикле ядерной реакции слияния участвуют в основном протоны (протонный цикл):



Здесь *a)* и *б)* должны произойти по два раза, чтобы получилось два ядра гелия ${}^3_2\text{He}$, необходимые для реакции *в)*.

Итог: из четырех ядер водорода (*протонов*) образуется одна альфа – частица, два позитрона и два гамма – кванта. И выделится энергия, равная 26,2 МэВ.

Примеры других важных реакций слияния показаны на рис. 4.19.

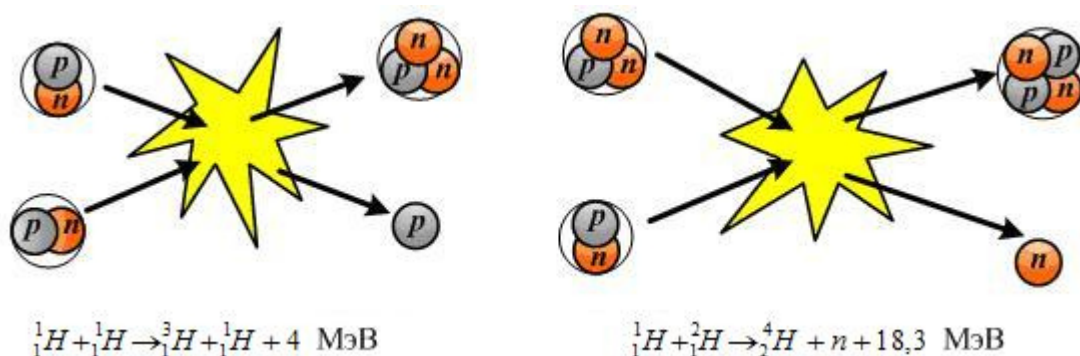


Рис. 4.19. Ядерные реакции слияния

Ядерные реакции слияния можно в принципе использовать для создания контролируемого источника энергии, но на этом пути имеется ряд серьезных и трудных проблем. И одна из самых сложных – создать «сосуд», в котором можно было бы удержать очень горячую плазму при высоком давлении, необходимую для начала ядерной реакции синтеза. Так как любой сосуд в обычном смысле испарится в присутствии такой плазмы, пытаются удержать и контролировать плазму с помощью мощного магнитного поля специальной формы.

Наиболее перспективным устройством для осуществления управляемого термоядерного синтеза считается «токамак».

Токамак – сокращение от слов «*тороидальная камера магнитная*». Позже «-маг» для благозвучия заменили на «-мак», и название «токамак» было заимствовано многими языками

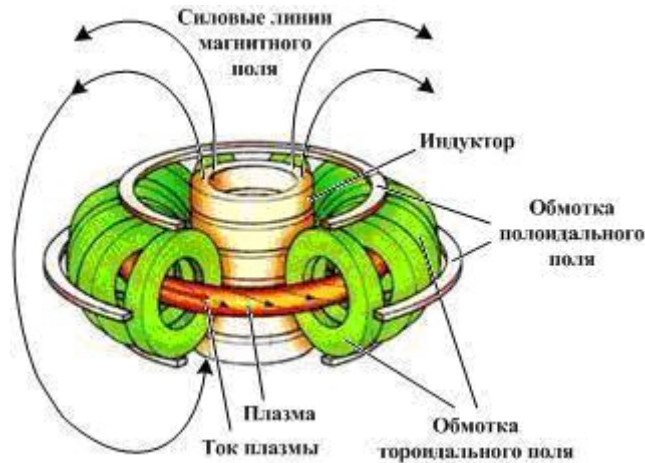


Рис. 4.20. Схема Токамак полоидальные витки

Токамак (рис. 4.20) представляет собой тороидальную вакуумную камеру, на которую намотана обмотка для создания тороидального магнитного поля. Это магнитное поле удерживает плазму внутри камеры в виде кольца, не позволяя плазме соприкоснуться со стенками камеры. Из вакуумной камеры предварительно откачивают воздух, а затем заполняют её реагентами ядерной реакции. Затем с помощью индуктора в камере создают вихревое электрическое поле. Электрическое поле вызывает протекание тока плазмы и ее зажигание.

Протекающий через плазму ток нагревает плазму так же, как нагревал бы любой другой проводник (омический нагрев) и создает вокруг себя магнитное поле. Это магнитное поле сжимает протекающий через плазму ток. В результате образуется конфигурация, в которой винтовые магнитные силовые линии «обвивают» плазменный шнур.

Одного только нагрева за счет протекания тока недостаточно для нагрева плазмы до температуры, необходимой для осуществления термоядерной реакции. Для дополнительного нагрева используется микроволновое излучение (как в СВЧ-печи).

Первый токамак был построен в 1956 году и долгое время токамаки существовали только в СССР. Лишь после 1968 года, когда на токамаке Т-3, построенном в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова была достигнута температура плазмы 10 миллионов градусов, и английские ученые со своей аппаратурой подтвердили этот факт, в который поначалу отказывались верить, в мире начался настоящий бум токамаков.

9 мая 1991 года в лаборатории Колхэма (Оксфорд) на Европейском токамаке «Джет»²⁴ (*Джоинт Еуропиан Торус*) газовая смесь была нагрета

²⁴ Термоядерная установка «Джет» введена в строй в 1978 г. Ежегодно на эти цели тратилось $75 \cdot 10^6$ £. Средства выделялись Британией и 13-ю другими странами.

та до температуры 200×10^6 °С. Это в 10 раз больше температуры в центре Солнца! При длительности импульса 2 с. получена мощность термоядерной реакции ~ 2 МВт (до этого времени мощность не превышала 100 кВт). Успех был обеспечен применением дейтерий - тритиевой смеси, что позволило увеличить скорость реакции.

На пути к управляемой термоядерной реакции сделан крупный шаг. Однако до начала использования термоядерной реакции для нужд энергетики потребуются еще многие годы упорного труда.

Для осуществления экспериментальной проверки разработок по управляемому термоядерному синтезу на установке типа токамак, которые велись и ведутся по всему миру, учёные решили объединить свои усилия не только из-за дороговизны проекта, но и для обмена опытом и получения новых сведений. В 1992 г. в Вашингтоне было подписано четырёхстороннее межправительственное соглашение между Россией, США, Японией, и ЕС (страны Евросоюза выступают как единое целое) о разработке инженерного проекта ITER²⁵. Задача ITER заключается в демонстрации возможности коммерческого использования термоядерного реактора и решении физических и технологических проблем, которые могут встретиться на этом пути.

Разработка проекта ITER прошла несколько стадий. Концептуальная фаза разработки заключалась в создании чертежа установки. В 2001 году технический проект реактора ITER был успешно завершён (рис. 4.21).

Проектные характеристики реактора ITER:

Общий радиус конструкции	10,7 м
Высота	30 м
Большой радиус плазмы	6,2 м
Малый радиус плазмы	2,0 м
Объём плазмы	837 м ³
Магнитное поле	5,3 Тл
Максимальный ток в плазменном шнуре	15 МА
Мощность внешнего нагрева плазмы	40 МВт
Термоядерная мощность	500 МВт
Коэффициент усиления мощности	10х
Средняя температура	100 МК
Продолжительность импульса	> 400 с.

²⁵ Первоначально название «ITER» было образовано как сокращение англ *International Thermonuclear Experimental Reactor*, но в настоящее время оно официально не считается аббревиатурой, а связывается со словом лат *iter* — путь.

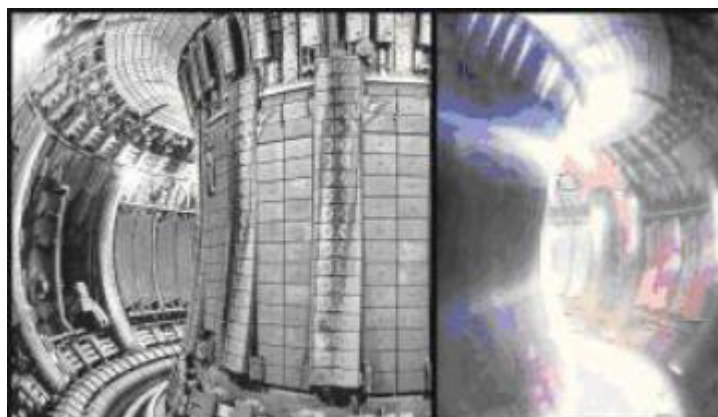


Рис. 4.21. Макет реактора ITER.

Международный экспериментальный термоядерный реактор будет построен в исследовательском центре Кадараш во Франции. В целом сооружения ITER будут представлять собой 60-метровый колосс массой 23 тыс. тонн. Стоимость строительства оценивается в 15 миллиардов евро.

Страны-участницы: Евросоюз, Индия, Китай, Республика Корея, Россия, США, Япония.

Термоядерный реактор намного безопасней ядерного реактора в радиационном отношении. Прежде всего, количество находящихся в нем радиоактивных веществ сравнительно невелико. Энергия, которая может выделиться в результате какой-либо аварии тоже мала, и не может привести к разрушению реактора. При этом, в конструкции реактора есть несколько естественных барьеров, препятствующих распространению радиоактивных веществ. Например, вакуумная камера и оболочка криостата должны быть герметичными, иначе реактор просто не сможет работать. Тем не менее, при проектировании ITERa большое внимание уделялось радиационной безопасности, как при нормальной эксплуатации, так и во время возможных аварий.

Оценки показывают, что даже в случае аварии, радиоактивные выбросы не будут представлять опасности для населения и не вызовут необходимости эвакуации.

Начало экспериментов с плазмой планируется начать в 2020 году, а эксперименты с дейтериево-тритиевой плазмой в 2027 г.

6.5. АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Негативное отношение к атомной энергетике, подогреваемое экологами, особенно обострилось после Чернобыльской катастрофы и аварии на атомной станции Фукусима. Сейчас все мечтают о безопасной энергетике, чтобы аварии на атомных станциях ушли в прошлое. Это

уловил и директор ЦЕРН Карло Руббика, который еще в 90-х годах прошлого века призвал человечество сосредоточить усилия на альтернативной ядерной энергетике.

Идея альтернативной энергетике состоит в создании комбинации подкритического реактора, заполненного ториевым топливом, с ускорителем заряженных частиц. Ускоренные частицы будут расщеплять (дробить) ядра тория и приведут к нарастающей лавине вторичных частиц, которые также будут бомбардировать ядра тория с образованием нейтронов. В реакторе будет развиваться сложный процесс с выделением энергии. Этой энергии, по оценке, хватит не только на компенсацию энергозатрат самого ускорителя, но и на выработку электроэнергии, как на атомных электростанциях.

Альтернативная ядерная энергетика имеет много важных преимуществ перед классической. Это:

1. Во-первых, выключение ускорителя однозначно означает остановку реактора.
2. Во-вторых, в процессе работы реактора не образуется плутония, основного компонента ядерного оружия.

Радиоактивные отходы уменьшаются.

И, наконец, запасы тория на Земле огромные, их хватит всему человечеству на тысячи лет.

Это третий путь – «электроядерная энергетика». В Дубне под руководством Болдина был построен специальный ускоритель – нуклотрон, который можно рассматривать как инструмент для моделирования подобных процессов. Проведенные эксперименты показали обнадеживающие результаты.

РАДИОЛОГИЧЕСКАЯ ОПАСНОСТЬ

Известно, что радиоактивные излучения – гамма, альфа, бета, нейтроны и др. – вредны для человека. Уже через год после открытия рентгеновских лучей были обнаружены повреждения рук у производителей рентгеновских аппаратов. Беккерель получил ожог груди, так как носил пузырек с радием в кармане.

Вредное влияние излучения связано с ионизацией и возбуждением атомов клеток. При анализе вредного воздействия излучения учитываются такие физические явления, как фотоэффект, эффект Комптона, эффект образования пар, тормозное излучение, и др. Ядерные реакции приводят к появлению в организме вообще не свойственных ему химических элементов.

Под воздействием излучения составные части живой клетки изменяются или разрушаются, и продукты разрушения действуют как яды. Разрушаются хромосомы, происходит набухание ядер клеток и разрушения самих клеток. Часто нормальный процесс замены клеток организма новыми полностью нарушается из-за того, что облученные клетки не способны воспроизводиться.

Основная характеристика для взаимодействия ионизирующего излучения и среды – это ионизационный эффект. В начальный период развития радиационной дозиметрии чаще всего приходилось иметь дело с рентгеновским излучением, распространявшимся в воздухе. Поэтому в качестве количественной меры поля излучения использовалась степень ионизации воздуха рентгеновских трубок или аппаратов. Количественная мера, основанная на величине ионизации сухого воздуха при нормальном атмосферном давлении, достаточно легко поддающаяся измерению, получила название экспозиционная доза.

Экспозиционная доза определяет ионизирующую способность рентгеновских и гамма-лучей и выражает энергию излучения, преобразованную в кинетическую энергию заряженных частиц в единице массы атмосферного воздуха. Таким образом, экспозиционная доза представляет собой отношение суммарного заряда всех ионов одного знака в элементарном объеме воздуха к массе воздуха в этом объеме.

В системе СИ единицей измерения экспозиционной дозы является кулон, деленный на килограмм (Кл/кг). Внесистемная единица – рентген (Р). $1 \text{ Кл/кг} = 3876 \text{ Р}$.

При расширении круга известных видов ионизирующего излучения и сфер его приложения, оказалось, что мера воздействия ионизирующего излучения на вещество не поддается простому определению из-за сложности и многообразности протекающих при этом процессов. Важным из них, дающим начало физико-химическим изменениям в облучаемом веществе и приводящим к определенному радиационному эффекту, является поглощение энергии ионизирующего излучения веществом.

В результате этого возникло понятие поглощенная доза. Поглощенная доза показывает, какое количество энергии излучения поглощено в единице массы любого облучаемого вещества и определяется отношением поглощенной энергии ионизирующего излучения к массе поглощающего вещества.

За единицу измерения поглощенной дозы в системе СИ принят грэй (Гр) – такая доза, при которой массе 1 кг передается энергия ионизирующего излучения 1 Дж.

Внесистемной единицей поглощенной дозы является рад.

Изучение отдельных последствий облучения живых тканей показало, что при одинаковых поглощенных дозах различные виды радиации производят неодинаковое биологическое воздействие на организм. Обусловлено это тем, что более тяжелая частица (например, протон) производит на единице длины пути в ткани больше ионов, чем легкая (например, электрон). При одной и той же поглощенной дозе радиобиологический разрушительный эффект тем выше, чем плотнее ионизация, создаваемая излучением. Чтобы учесть этот эффект, введено понятие эквивалентной дозы.

Эквивалентная доза рассчитывается путем умножения значения поглощенной дозы на специальный коэффициент – коэффициент относительной биологической эффективности (ОБЭ) или коэффициент качества. Единицей измерения эквивалентной дозы в СИ является зиверт (Зв). Величина 1 Зв равна эквивалентной дозе любого вида излучения, поглощенной в 1 кг биологической ткани и создающей такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр фотонного излучения. Внесистемной единицей измерения эквивалентной дозы является бэр (до 1963 года - биологический эквивалент рентгена, после 1963 года - биологический эквивалент рада). 1 Зв = 100 бэр.

Таблица 7

Коэффициент относительной биологической эффективности для различных видов излучений

Вид излучения	Коэффициент, Зв/Гр
Рентгеновское и γ -излучение	1
β -излучение(электроны, позитроны)	1
Нейтроны с энергией меньше 20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1-10 МэВ	10
Протоны с энергией меньше 10 МэВ	10
α -излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Одни органы и ткани человека более чувствительны к действию радиации, чем другие: например, при одинаковой эквивалентной дозе возникновение рака в легких более вероятно, чем в щитовидной железе, а облучение половых желез особенно опасно из-за риска генетических повреждений. Поэтому дозы облучения разных органов и тканей следует учитывать с разным коэффициентом, который называется коэффициентом радиационного риска. Умножив значение эквивалентной дозы на

соответствующий коэффициент радиационного риска и просуммировав по всем тканям и органам, получим эффективную дозу, отражающую суммарный эффект для организма.

Таблица 8

Значение коэффициента радиационного риска для отдельных органов

Органы, ткани	Коэффициент
Гонады (половые железы)	0,2
Красный костный мозг	0,12
Толстый кишечник	0,12
Желудок	0,12
Лёгкие	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Клетки костных поверхностей	0,01
Головной мозг	0,025
Остальные ткани	0,05

Взвешенные коэффициенты устанавливают эмпирически и рассчитывают таким образом, чтобы их сумма для всего организма составляла единицу. Единицы измерения эффективной дозы совпадают с единицами измерения эквивалентной дозы. Она также измеряется в зивертах или бэрах.

Таблица 9

Биологические нарушения при однократном (до 4-х суток) облучении всего тела человека

Доза облучения, (Гр)	Степень лучевой болезни	Начало проявления первичной реакции	Характер первичной реакции	Последствия облучения
До 0,25 0,25 - 0,5 0,5 - 1,0	Видимых нарушений нет. Возможны изменения в крови. Изменения в крови, трудоспособность нарушена			
1 - 2	Лёгкая (1)	Через 2-3 ч	Несильная тошнота с рвотой. Проходит в день облу-	Как правило, 100% -ное выздоровление

			чения	даже при отсутствии лечения
2 - 4	Средняя (2)	Через 1-2 ч Длится 1 сутки	Рвота, слабость, недомогание	Выздоровление у 100% пострадавших при условии лечения
4 - 6	Тяжёлая (3)	Через 20-40 мин.	Множественная рвота, сильное недомогание, температура -до 38	Выздоровление у 50-80% пострадавших при условии спец. лечения
Более 6	Крайне тяжёлая (4)	Через 20-30 мин.	Эритема кожи и слизистых, Жидкий стул, температура -выше 38	Выздоровление у 30-50% пострадавших при условии спец. лечения
6-10	Переходная форма (исход непредсказуем)			
Более 10	Встречается крайне редко (100%-ный смертельный исход)			

Мощность дозы или интенсивность облучения представляет собой приращение соответствующей дозы под воздействием данного излучения за единицу времени. Имеет размерность соответствующей дозы (поглощенной, экспозиционной и т. п.), делённую на единицу времени. Допускается использование различных специальных единиц (например, Зв/час, бэр/мин, мЗв/год и др.).

Таблица 10

Сводная таблица единиц измерения ионизирующего излучения

Физическая величина	Внесистемная единица	Системная единица	Переход от внесистемной к системной единице
Активность нуклида в радиоактивном источнике	Кюри (Ки)	Беккерель (Бк)	$1\text{Ки}=3.7 \cdot 10^{10}\text{Бк}$
Экспозиционная доза	Рентген (Р)	Кулон/килограмм (Кл/кг)	$1\text{Р}=2,58 \cdot 10^{-4}\text{Кл/кг}$
Поглощенная доза	Рад (рад)	Грей (Дж/кг)	$1\text{рад}=0,01\text{Гр}$
Эквивалентная доза	Бэр (бер)	Зиверт (Зв)	$1\text{бэр}=0,01\text{Зв}$
Мощность экспозиционной дозы	Рентген/секунда (Р/с)	Кулон/килограмм в секунду (Кл/кг*с)	$1\text{Р/с}=2.58 \cdot 10^{-4}\text{Кл/кг*с}$
Мощность поглощенной дозы	Рад/секунда (Рад/с)	Грей/секунда (Гр/с)	$1\text{рад/с}=0.01\text{Гр/с}$
Мощность эквивалентной дозы	Бэр/секунда (бэр/с)	Зиверт/секунда (Зв/с)	$1\text{бэр/с}=0.01\text{Зв/с}$

Интегральная доза	Рад-грамм (Рад-г)	Грей-килограмм (Гр-кг)	$1\text{рад-г}=10^{-5}\text{Гр-кг}$
-------------------	----------------------	---------------------------	-------------------------------------

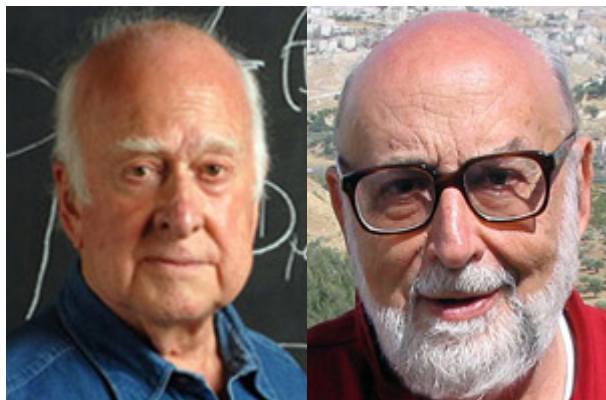
Каждый житель Земли на протяжении всей своей жизни ежегодно облучается дозой в среднем 250-400 мбэр. Полученная доза складывается из природных и искусственных источников ионизирующего излучения.

Всемирной организацией здравоохранения (ВОЗ) предельно допустимая (безопасная) эквивалентная доза облучения для жителя планеты определена в 35 бэр, при условии её равномерного накопления в течение 70 лет жизни.

Предельно допустимая доза - это наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за год, которая при равномерном воздействии в течение 50 лет не вызовет в состоянии здоровья персонала неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

P.S. БОЗОН ХИГГСА

Постскрипtum. В начале учебного пособия указывалось, что история исследования строения атома началась в 1897 г. благодаря открытию Дж. Дж. Томсоном электрона, отрицательно заряженной частицы, входящей в состав всех атомов. Электрон стал первым из множества известных в настоящее время элементарных частиц.



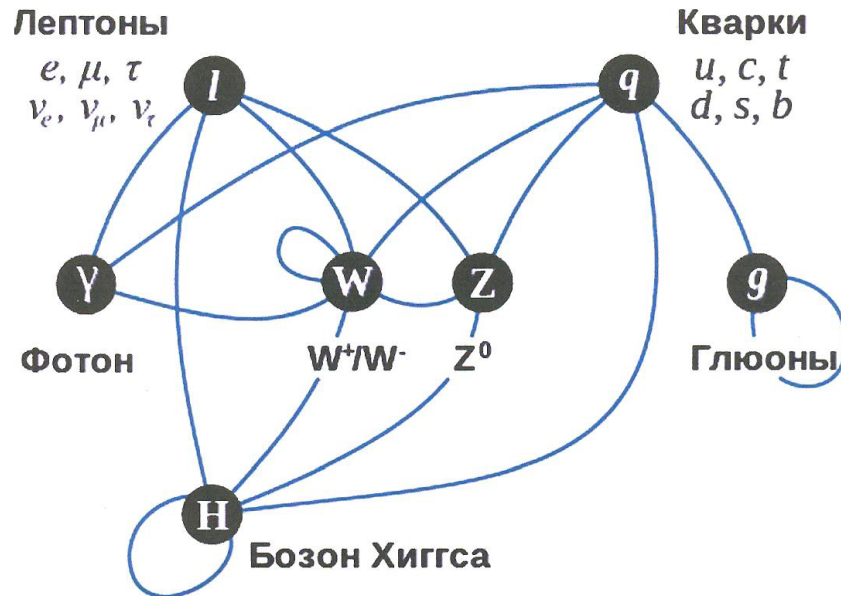
Ф. Энглер и П. Хиггс ²⁶

Когда материалы пособия были готовы к изданию, стало известно, что Франсуа Энглеру (François Englert) и Питеру Хиггсу (Peter Higgs) присуждена Нобелевская премия по физике 2013 года за исследования, объяснившие появление массы у элементарных частиц. Эти ученые предсказали существование элементарной частицы «бозон

Хиггса», что было подтверждено в ходе экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРНе (Европейский центр ядерных исследований). Бозон Хиггса стал последней элементарной частицей «Стандартной модели».

Моделирование, показывающее появление бозона Хиггса при столкновении двух протонов	
Состав:	элементарная частица
Семья:	бозон
Поколение:	—
Античастица:	нейтрален
Теоретически обоснована:	1964 (Питер Хиггс)
Обнаружена:	2012 (ЦЕРН)
Масса:	125 ГэВ/c ²
Время жизни:	1,56·10 ⁻²² сек
Каналы распада:	W и Z бозоны, два фотона
Электрический заряд:	0
Цветовой заряд:	0
Спин:	0

²⁶ Франсуа Энглер и Питер Хиггс, британский и бельгийский физики-теоретики, Нобелевская премия по физике за 2013 г. «за теоретические работы, позволившие объяснить появление массы у элементарных частиц»



Экспериментальное подтверждение существования промежуточных векторных бозонов в середине 80-х годов завершило построение Стандартной модели и её принятие как основной. Необходимость незначительного расширения модели возникла в 2002 году после обнаружения нейтринных осцилляций, а подтверждение существования бозона Хиггса в 2012 году завершило экспериментальное обнаружение предсказываемых Стандартной моделью элементарных частиц.

Содержание

Атомная физика	3
1. Строение и модели атома.....	3
1.1. Модель атома Томсона.....	4
1.2. Модель атома Резерфорда.....	6
1.2.1. Опыты по рассеянию альфа частиц.....	6
1.2.2. Связь угла рассеяния и прицельного параметра.....	8
1.2.3. Формула Резерфорда.....	10
1.2.4. Планетарная модель атома.....	13
1.3. Модель атома Бора.....	15
1.3.1. Постулаты Бора.....	16
1.3.2. Атомные спектры.....	19
1.3.3. Опыт Франка и Герца.....	24
2. Некоторые элементы квантовой механики.....	28
2.1. Волны де Бройля.....	29
2.2. Принцип неопределенности Гейзенберга.....	35
2.3. Уравнение Шредингера.....	41
2.3.1. Волновая функция.....	41
2.3.2. Нерелятивистское волновое уравнение.....	43
2.3.3. Частица в потенциальной яме.....	47
3. Физика атомов.....	51
3.1. Атом водорода.....	51
3.2. Периодическая система Д.И. Менделеева.....	59
3.3. Строение отдельных периодов системы элементов Менделеева.....	66
Физика ядра	69
4. Строение и важнейшие свойства ядер.....	69
4.1. Строение ядра. Протоны, Нейтроны, Кварки.....	69
4.2. Энергия связи ядер. Дефект массы.....	74
4.3. Стабильность ядра. Фотораспад.....	75
4.4. Ядерные силы.....	78
4.5. Строение ядер. Модель ядерных оболочек.....	82
5. Радиоактивность.....	86
5.1. Закон радиоактивного распада.....	88
5.2. Период полураспада и среднее время жизни.....	89
5.3. Бета-распад.....	92
5.4. Искусственная радиоактивность. Деление ядер.....	94
6. Ядерные реакции.....	97
6.1. Энергетический эффект ядерной реакции.....	98
6.2. Атомная бомба.....	99
6.3. Ядерные реакторы.....	100
6.4. Слияние ядер.....	105
6.5. Альтернативная ядерная энергетика.....	110
Радиологическая опасность	111
P.S. Бозон Хиггса	117

Учебное издание

МОСКАЛЕВ Владилен Александрович
СЕРГЕЕВ Геннадий Иванович

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие


Научный редактор *доктор технических наук,*
профессор В.А. Москалев
Компьютерная верстка *Г.И. Сергеев*

Подписано к печати 00.00.2013. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».
Печать XEROX. Усл.печ.л. 9,01. Уч.-изд.л. 8,16.
Заказ 000-13. Тираж 100 экз.



Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Издательства Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту BS EN ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
Тел./факс: 8(3822)56-35-35, www.tpu.ru