



**Министерство образования и науки Российской Федерации  
Рубцовский индустриальный институт (филиал)  
ФГБОУ ВПО «Алтайский государственный технический университет  
им. И.И. Ползунова»**

**В.В. Борисовский**

## **КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ**

**Часть 4**

# **АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

**Учебное пособие для студентов всех форм обучения  
технических направлений**

**Рубцовск 2013**

ББК 530.1

Борисовский В.В. Краткий курс физики. Часть 4.: Атомная и ядерная физика: Учебное пособие для студентов всех форм обучения технических направлений / Рубцовский индустриальный институт.- Рубцовск, 2013. – 63 с.

Пособие составлено в соответствии с программой по физике для студентов технических направлений вузов. В пособии рассматриваются строение и свойства атомов и атомных ядер.

Рассмотрено и одобрено на заседании  
НМС РИИ  
Протокол № 9 от 19.12.2013 г.

Рецензент:  
к.т.н., доцент

Э.С. Маршалов

© Рубцовский индустриальный институт, 2013

## Содержание

<b>Глава I. Строение атома</b>	5
Введение	5
§ 1. Опыт Резерфорда	6
§ 2. Определение величины заряда атомного ядра	7
§ 3. Планетарная модель атомов и ее затруднения	9
<b>Глава II. Модель атома Бора</b>	11
§ 1. Закономерности в атомных спектрах водорода. Постулаты Бора	11
§ 2. Опыты Франка и Герца	12
§ 3. Уровни энергии и спектры атома водорода (по Бору). Водородоподобные атомы	13
<b>Глава III. Квантовомеханическая теория атома водорода</b>	16
§ 1. Волны де Бройля	16
§ 2. Волновая функция	17
§ 3. Соотношение неопределенности Гейзенберга	19
§ 4. Уравнение Шредингера	21
§ 5. Электрон в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме	22
§ 6. Атом водорода в квантовой механике. Квантовые числа	24
<b>Глава IV. Многоэлектронные атомы</b>	27
§ 1. Распределение электронов в атоме	27
§ 2. Периодическая таблица Менделеева	28
§ 3. Рентгеновские лучи	30
§ 4. Характеристические рентгеновские спектры. Закон Мозли	31
<b>Глава V. Свойства и строение атомных ядер</b>	33
§ 1. Исходные микрочастицы	33
§ 2. Массы атомных ядер	34
§ 3. Протонно-нейтронная структура ядра	35
§ 4. Некоторые закономерности строения ядер	36
§ 5. Размеры ядер	37
<b>Глава VI. Радиоактивность</b>	38
§ 1. Открытие радиоактивности	38
§ 2. Закон радиоактивного распада	39
§ 3. Радиоактивные семейства	40
§ 4. Закономерности $\alpha$ -распада	41
§ 5. Закономерности $\beta$ -распада	42
§ 6. $\gamma$ -излучение	43
§ 7. Способы наблюдения и регистрации элементарных частиц	43
<b>Глава VII. Ядерные силы и энергия связи ядра</b>	46
§ 1. Ядерные силы	46

§ 2. Энергия связи ядра	46
§ 3. Устойчивость ядер. Искусственная радиоактивность	48
§ 4. Понятие о ядерных реакциях	49
<b>Глава VIII. Использование ядерных превращений</b>	<b>51</b>
§ 1. Реакция деления	51
§ 2. Осколки деления	52
§ 3. Вторичные нейтроны	52
§ 4. Цепная ядерная реакция	53
§ 5. Ядерный реактор	54
§ 6. Об источниках энергии	56
§ 7. Термоядерные реакции	56
§ 8. Применение радиоактивных изотопов в народном хозяйстве	57
<b>Глава IX. Физика элементарных частиц</b>	<b>58</b>
§ 1. Частицы и античастицы. Космическое излучение	58
§ 2. Характеристики частиц	59
§ 3. Взаимодействия частиц и законы сохранения	60
§ 4. Кварки	61
<b>Глава X. Элементы геофизики</b>	<b>63</b>

## Глава I. Строение атома

### Введение

Гипотеза о том, что все вещества состоят из мельчайших частиц, зародилась еще в древней Греции и древнем Риме. Эти частицы были названы атомами (от греческого слова «атомос» - неразложимый), и движение материи понималось как механическое перемещение этих частиц. Изменение химического состава сложных веществ представлялось в виде взаимозамещения таких неизменных атомов.

В XVIII веке М.В. Ломоносов (1711-1765), наиболее полно развивший атомно-кинетическую теорию вещества, показал, что тепловые явления, а также диффузия обусловлены движением атомов. Д.И. Менделеев, разработавший периодическую систему элементов, сыграл выдающуюся роль в развитии атомистической теории. Периодическая закономерность в свойствах атомов различных элементов свидетельствовала о некой общности в их природе.

При электрическом разряде в газе были исследованы катодные лучи, представляющие собой потоки отрицательно заряженных частиц, получивших название электронов. Было установлено, что электроны вырываются из атомов, которые становятся положительно заряженными ионами. Электроны обладают отрицательным зарядом, а так как атомы электронейтральны, следовательно, каждый атом должен содержать определенное количество положительно заряженного вещества, чтобы скомпенсировать отрицательный заряд электронов. Кроме того, измерения удельного заряда  $e/m$  электронов и ионов показали, что электроны в тысячи раз легче положительно заряженной части атомов. Поэтому, когда в 1898 г. Дж.Дж. Томсон (1856-1940) высказал предположение о том, что атомы представляют собой однородные шары с положительно заряженным веществом, в котором симметрично «плавают» электроны, то это предположение ни у кого не вызвало сомнений.

Наличие внутри атомов электрических зарядов подтверждалось и тем, что атомы способны испускать и поглощать электромагнитные волны. Томсон, используя свою модель, сумел показать, что атом должен испускать монохроматическое излучение. Подробные исследования, однако, показали, что атомы имеют линейчатые спектры. Эта модель не могла так же объяснить таблицу Д.И. Менделеева (1834-1907) периодичности свойств атомов. Возникла необходимость серьезной экспериментальной проверки модели Томсона путем изучения распределения зарядов в атоме.

Чтобы узнать распределение зарядов в атоме, необходимо промерить электрическое поле внутри атомов. Такое измерение можно было бы осуществить, если бы оказалось возможным «внутри атомов» поместить пробный электрический заряд и определить либо силу, испытываемую таким зарядом, либо изменение направления его движения внутри атома.

Оказалось, что роль такого заряда могут выполнить  $\alpha$ -частицы, которые возникают в процессе радиоактивного распада (радиоактивный распад будет в дальнейшем рассмотрен более подробно).  $\alpha$ -частицы имеют положительный за-

ряд, равный удвоенному элементарному заряду, при присоединении двух электронов  $\alpha$ -частица превращается в атом гелия. Скорость вылета  $\alpha$ -частицы из радиоактивного вещества порядка  $10^7$  м/с.

## § 1. Опыт Резерфорда

Для подтверждения или опровержения модели атома, предложенной Томсоном, были необходимы эксперименты по прямому зондированию атомов. Для этого нужно было направить на атом потоки частиц высоких энергий и изучать их рассеяние.

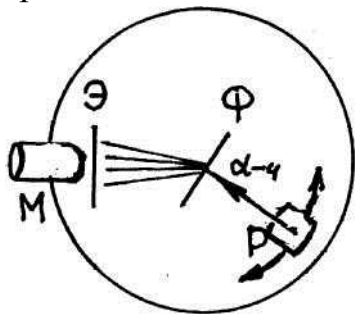


Рис 1

Такие опыты были поставлены Э.Резерфордом (1871-1937). В его распоряжении были радиоактивные вещества, которые излучали  $\alpha$ -частицы высоких энергий (ядра гелия). Опыт осуществлялся следующим образом (рис.1). Радиоактивный препарат Р излучает  $\alpha$ -частицы в виде узкого пучка. На люминесцирующем экране Э получают светящиеся точки, которые наблюдались в микроскопе М. На пути потока  $\alpha$ -частиц была поставлена тонкая золотая фольга Ф. Тогда, согласно модели атома Томсона,  $\alpha$ -частица не может пройти даже через очень токую фольгу, так

как атомы должны заполнять все пространство;  $\alpha$ -частицы должны остановиться, передав свою энергию и импульс фольге в целом. Однако опыты показали (рис.2), что:

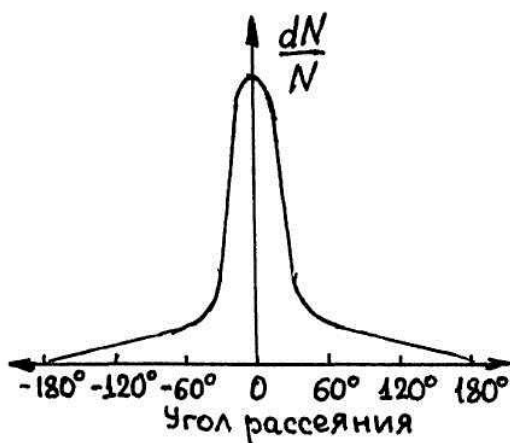


Рис 2

1) основная масса  $\alpha$ -частиц проходит сквозь фольгу в направлении своего первоначального движения – фольга получается почти прозрачна для  $\alpha$ -частиц;

2) наблюдаются  $\alpha$ -частицы, рассеянные на различные углы  $\theta$ , при этом с ростом угла рассеяния число рассеянных частиц падает;

3) наблюдается незначительное число  $\alpha$ -частиц ( $\approx 0,01\%$ ), рассеянных на очень большой угол, достигающий  $180^\circ$ , т.е. отброшенные назад.

$\alpha$ -частицы не могут отклоняться при столкновениях с электронами, так как масса  $\alpha$ -частицы больше массы электрона в 7296 раз, поэтому по рассеянию  $\alpha$ -частиц в веществе можно судить о распределении положительно заряженной материи в атоме, масса которой практически совпадает с массой всего атома. То обстоятельство, что  $\alpha$ -частица может, проходя через атом, изменить свое направление на угол, близкий к  $180^\circ$ , позволяет сделать вывод о размерах положительного заряда в атоме. Для этого определим, на какое расстояние должна подойти  $\alpha$ -частица к неподвижному заряду  $q_0$ , чтобы под действием кулоновской силы затормозиться, а затем оказаться отброшенной назад. Очевидно, что  $\alpha$ -частица

подойдет к заряду  $q_0$  на такое расстояние  $r$ , при котором вся ее кинетическая энергия окажется израсходованной на преодоление электрических сил и перейдет в потенциальную энергию системы, т.е.

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{2eZe}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.1)$$

где  $m = 6,66 \cdot 10^{-27}$  кг – масса  $\alpha$ -частицы,  $v = 10^7$  м/с – ее скорость,  $2e$  – заряд  $\alpha$ -частицы,  $Ze$  – положительный заряд атома (для золота  $Z=79$ ),  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд,  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9$  м/Ф. Из (1.1)

$$r = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 4 \cdot 79 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,66 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{14}} \approx 10^{-13} \text{ м.}$$

Более точные расчеты показывают, что  $r = 10^{-14} - 10^{-15}$  м. Поскольку столкновение с электронами не меняет направления движения  $\alpha$ -частиц, то их отклонение на большие углы обусловлено взаимодействием с положительным зарядом, сосредоточенным в области порядка  $10^{-15}$  м. Следовательно, положительный заряд атома не распределен по всему объему атома, как полагал Томсон, а сконцентрирован в малой его части, имеющей линейные размеры порядка  $10^{-15}$  м.

Так как основная часть  $\alpha$ -частиц проходит практически без изменения направления движения, это указывает на то, что с зарядом, отклоняющим  $\alpha$ -частицу, связана почти вся масса атома.

На основании изложенных фактов Резерфорд в 1911 г. предложил заменить прежнюю модель атома другой, согласно которой массивный положительный заряд сконцентрирован в центре атома – в ядре, занимающем очень малый объем размером порядка  $10^{-15}$  м. Это тяжелое ядро окружено электронами, которые и определяют размеры атома, равного  $10^{-10}$  м, т.е. диаметр атома в 100000 раз больше диаметра ядра.

## § 2. Определение величины заряда атомного ядра

Для определения заряда ядра Резерфордом был проведен количественный анализ опытных данных о распределении рассеянных  $\alpha$ -частиц по углу рассеяния.

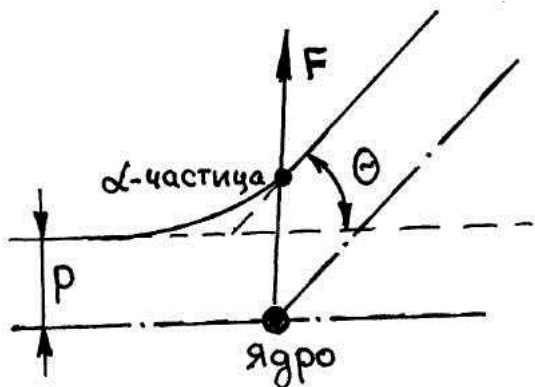


Рис 3

Найдем это распределение, исходя из того, что рассеяние  $\alpha$ -частиц происходит в результате кулоновского взаимодействия их с ядром, заряд которого будет равен  $+Ze$ , где  $Z$  – порядковый номер элемента в таблице Менделеева. Направление движения  $\alpha$ -частицы по отношению к атомному ядру будем характеризовать **прицельным расстоянием  $P$** , т.е. кратчайшим расстоянием, на котором прошла бы от ядра  $\alpha$ -частица, если бы на нее действовали силы со стороны ядра (рис.3).

Возникающее рассеяние объясняется следующим образом. Если бы  $\alpha$ -частица не взаимодействовала с ядром, то она пролетела бы от него на некотором прицельном расстоянии  $p$  (пунктирная линия на рис.3). Но ядро отталкивает  $\alpha$ -частицу, которая начинает двигаться в этом случае по гиперболе, отклонившись на угол  $\Theta$  от первоначального направления. Величина отклонения будет тем больше, чем меньше прицельное расстояние  $p$ , чем больше заряд ядра, который принимается равным  $+Ze$ , и чем меньше кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы  $\frac{m_\alpha v^2}{2}$ . Применяя законы механики, можно получить связь между углом рассеяния и характеристиками  $\alpha$ -частицы и ядра:

$$\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{m_\alpha v^2}{2Ze^2} p. \quad (1.2)$$

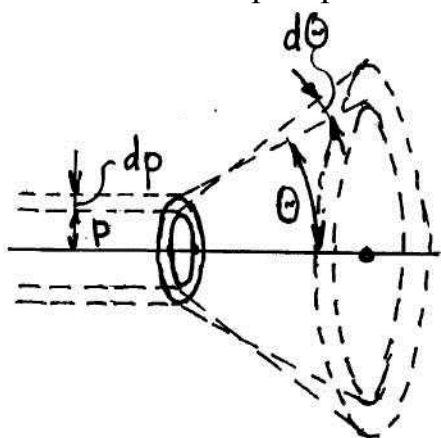


Рис. 4.

Мимо ядра проходит не одна  $\alpha$ -частица, а целый поток. Поскольку прицельные расстояния для  $\alpha$ -частиц, входящих в этот поток, различны, то и углы будут различными. Определим, какое количество  $\alpha$ -частиц отклонится в пределах между углами  $\Theta$  и  $\Theta + d\Theta$ . Для упрощения расчетов предположим, что слой рассеивающего вещества будет таким тонким, чтобы при прохождении через него частица пролетала только вблизи одного ядра. Для того, чтобы испытывать рассеяние на угол, лежащий в пределах от  $\Theta$  до  $\Theta + d\Theta$ , частица должна пролетать вблизи одного из ядер по траектории, прицельное расстояние которой заключено в пределах от  $p$  до  $p+dp$  (рис.4).

Дифференцируя правую и левую часть уравнения (1.2), получим связь между  $d\Theta$  и  $dp$  в виде

$$-\frac{1}{\sin^2(\frac{\Theta}{2})} \cdot \frac{d\Theta}{2} = \frac{m_\alpha v^2}{2Ze^2} dp. \quad (1.3)$$

Знак минус в этом соотношении обусловлен тем, что с увеличением  $p$  ( $dp > 0$ ) угол отклонения убывает ( $d\Theta < 0$ ). Так как нас будет интересовать лишь абсолютное значение  $dp$  в функции от  $\Theta$  и  $d\Theta$ , то знак минус можно не учитывать.

Обозначим площадь поперечного сечения пучка  $\alpha$ -частиц через  $S$ . Тогда количество атомов, которые могут быть источниками рассеивания, определим в виде  $Sdn$ , где  $n$  – число атомов в единице объема, а  $d$  – толщина фольги. Если  $\alpha$ -частицы распределены равномерно по сечению пучка и число их очень велико (что действительно имеет место), то относительное количество  $\alpha$ -частиц, пролетающих вблизи одного из ядер по траектории с прицельным расстоянием от  $p$  до  $p+dp$ , будет равно:

$$\frac{dN_\Theta}{N_0} = \frac{nS \cdot d \cdot 2\pi p \cdot dp}{S} = nd2\pi p \cdot dp, \quad (1.4)$$

где  $dN_\Theta$  – число частиц, рассеянных в пределах углов от  $\Theta$  до  $\Theta + d\Theta$ ,  $N_0$  – полное число частиц в пучке. В обоих случаях подразумевается поток частиц через соответствующую поверхность.



Заменив в формуле (1.4)  $p$  и  $dp$  из (1.2) и (1.3), получим:

$$\frac{dN_{\Theta}}{N_0} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_{\alpha}v^2} \right)^2 2\pi \operatorname{ctg} \Theta / 2 \cdot \frac{1}{\sin^2(\frac{\Theta}{2})} \cdot \frac{d\Theta}{2}.$$

Заметим, что

$$\frac{\operatorname{ctg}(\frac{\Theta}{2})}{\sin^2(\frac{\Theta}{2})} = \frac{\cos(\frac{\Theta}{2})\sin(\frac{\Theta}{2})}{\sin^4(\frac{\Theta}{2})} = \frac{\sin\Theta}{2\sin^4(\frac{\Theta}{2})},$$

и тогда

$$\frac{dN_{\Theta}}{N_0} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_{\alpha}v^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin\Theta d\Theta}{4\sin^4(\frac{\Theta}{2})}.$$

Наконец, учитывая, что  $2\pi \sin\Theta d\Theta$  есть телесный угол  $d\Omega$ , в пределах которого заключены направления, соответствующие углам от  $\Theta$  до  $\Theta + d\Theta$ , можно записать

$$\frac{dN_{\Theta}}{N_0} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_{\alpha}v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\frac{\Theta}{2})}. \quad (1.5)$$

Соотношение (1.5) носит название формулы Резерфорда и показывает распределение  $\alpha$ -частиц по углу. Это распределение таково, что произведение  $\frac{dN_{\Theta}}{N_0} \sin^4(\frac{\Theta}{2}) = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_{\alpha}v^2} \right)^2 = B$  не должно зависеть от угла  $\Theta$ .

Экспериментальная проверка формулы (1.5) в пределах ошибки опыта показала ее справедливость. Произведение  $\frac{dN_{\Theta}}{N_0} \sin^4(\frac{\Theta}{2})$  оказалось не зависящим от угла  $\Theta$ . Это подтверждает, что отклонение  $\alpha$ -частиц происходит под влиянием кулоновских сил.

Измерив значение  $B$  для меди, серебра и платины, Чадвик вычислил величину заряда  $Z$  для этих элементов. Оказалось, что для меди  $Z=29,3$ , для серебра  $Z=46,3$ , для платины  $Z=77,4$ . Анализируя данные, полученные Чадвиком, было замечено, что в пределах ошибок опыта величина заряда ядра совпадает с порядковым номером элемента в таблице Менделеева. В настоящее время этот факт является установленным и подтвержден самыми различными экспериментами.

### § 3. Планетарная модель атомов и ее затруднения

Определение величины заряда позволило уточнить модель атома. В нормальном состоянии атомы нейтральны, следовательно, в атоме кроме атомного ядра с зарядом  $+Ze$ , где  $Z$  равно порядковому номеру элемента, находится еще  $Z$  электронов.

Положительно заряженное ядро имеет массу, которая почти равна массе атома ( $>99,94\%$ ) и сосредоточена в ничтожно малом объеме с размерами порядка  $10^{-15}$  м. Вокруг ядра располагаются легкие электроны, которые не могут находиться в статическом состоянии (электроны будут притягиваться ядром). Атомная система – тяжелое ядро с зарядом  $+Ze$  и  $Z$  электронов может находиться в устойчивом состоянии только при условии, что электрон будет непрерывно двигаться вокруг ядра.

Каково же движение электронов в атомах?

Задача, аналогичная задаче с движением электронов в атомах, в механике уже рассматривалась. Это задача о движении планет вокруг Солнца. Планеты движутся вокруг тяжелого ядра – Солнца под влиянием сил тяготения, меняющихся обратно квадрату расстояния. Так же меняются с расстоянием и кулоновские силы, действующие на электроны. Поэтому, по представлениям Резерфорда, атом подобен Солнечной системе («Солнце» - ядро, «планеты» - электроны).

Модель Резерфорда явилась существенным шагом вперед, поскольку она представляла атом как динамическую систему движущихся электрических зарядов. Для электрона, движущегося по орбите вокруг ядра, центростремительной силой является кулоновская сила притяжения. Тогда

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1.6)$$

где  $r$  – радиус орбиты, а  $v$  – скорость электрона на этой орбите. Однако и эта модель в таком виде, как ее предложил Резерфорд, не являлась удовлетворительной.

Согласно законам классической электродинамики, электрон, вращаясь вокруг ядра (т.е. двигаясь с *ускорением*), должен *непрерывно* излучать электромагнитные волны, частота которых равна частоте вращения электрона. Так как это излучение сопровождается непрерывной потерей энергии, то электрон должен *постепенно* приближаться к ядру, двигаясь по спирали, и в конце концов упасть на ядро. По мере приближения электрона к ядру частота вращения электрона, а вместе с ней и частота электромагнитного излучения должны непрерывно изменяться. Следовательно, атом должен давать сплошной спектр излучения.

Таким образом, в классической физике атом оказывается *неустойчивой* (недолговечной) системой, дающей *сплошной* спектр излучения. Между тем и то и другое противоречат опыту. В действительности атомы представляют собой весьма *устойчивые* образования, характеризующиеся *линейчатым* спектром излучения.

## Глава II. Модель атома Бора

### § 1. Закономерности в атомных спектрах водорода. Постулаты Бора

Изучение спектров излучения разреженных газов (отдельных атомов) показало, что у каждого газа свой линейчатый спектр. Самым простым и наиболее изученным является спектр атома водорода (рис.5).

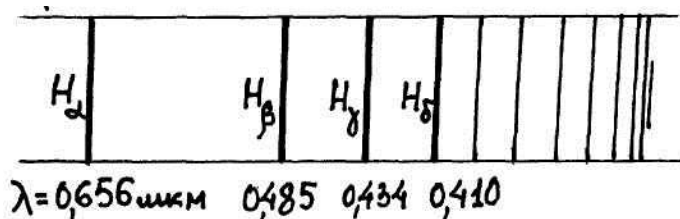


рис. 5

Рассматривая спектр атома водорода, швейцарский преподаватель математики И. Бальмер (1825-1898) получил эмпирическую формулу, которая позволяет очень точно рассчитывать длины волн спектральных линий видимой области спектра водорода. Дальнейшее усовершенствование формулы Бальмера

было осуществлено И. Ридбергом (1854-1919), и она приобрела вид

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (2.1)$$

где  $R = 1,097 \cdot 10^7$  1/м – постоянная Ридберга.

Из формулы (2.1) следует, что спектральные линии с разными значениями  $n$  образуют группу или серию линий, называемую *серией Бальмера*, в видимой части спектра. В дальнейшем в спектре водорода было обнаружено еще несколько серий в различных областях спектра, и все они описываются одной формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (2.2)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – целые числа, имеют для каждой серии и каждой спектральной линии вполне определенные значения, которые приведены в следующей таблице

Значение $n_1$	Наименование серии	Значение $n_2$	Область спектра
1	Серия Лаймана	2, 3, 4 и т.д.	Ультрафиолетовая
2	Серия Бальмера	3, 4, 5 и т.д.	Видимая
3	Серия Пашена	4, 5, 6 и т.д.	Инфракрасная
4	Серия Брэккета	5, 6, 7 и т.д.	Инфракрасная
5	Серия Пфунда	6, 7, 8 и т.д.	Инфракрасная

Линейчатый характер спектров излучения (поглощения) атомов говорит о том, что атом может излучать (поглощать) энергию не в любых количествах, а только строго определенными порциями – квантами. Из этого следует, что электрон в атоме может находиться лишь в определенном (дискретном) энергетическом состоянии. В рамках классической физики объяснить эту ситуацию оказалось невозможным.

Исходя из представлений о дискретности энергетических состояний, датский физик Н.Бор (1885-1962) в 1913 г. поставил перед собой цель связать в единое целое эмпирические закономерности линейчатых спектров, атомную модель Резерфорда и квантовый характер излучения и поглощения света. В основу своей теории Н.Бор положил три постулата.

1. Электроны могут двигаться по строго определенным стационарным орбитам, для которых момент импульса (количества движения) кратен  $h/2\pi$  (*условие квантования радиуса орбит*):

$$mvr = n \cdot h/2\pi, \quad (2.3)$$

где  $m$  – масса электрона,  $v$  – его скорость,  $r$  – радиус орбиты,  $n$  – целое число ( $n=1,2,3\dots$ ),  $h$  – постоянная Планка.

2. Движение электрона по стационарной орбите происходит без излучения (поглощения) энергии.

3. Переход электрона с одной стационарной орбиты на другую происходит с излучением или поглощением энергии в виде кванта с энергией (*условие частот*):

$$h\nu = E_1 - E_2.$$

Постулаты Н.Бора, сохранив в основном модель атома Резерфорда, вместе с тем освободили ее от ранее упомянутых двух недостатков.

## § 2. Опыты Франка и Герца

Немецкие физики Д.Франк и Г.Герц в 1913 г. экспериментально доказали дискретность значений энергетических состояний атомов. Принципиальная схема установки Франка и Герца для проведения опытов приведена на рис.6.

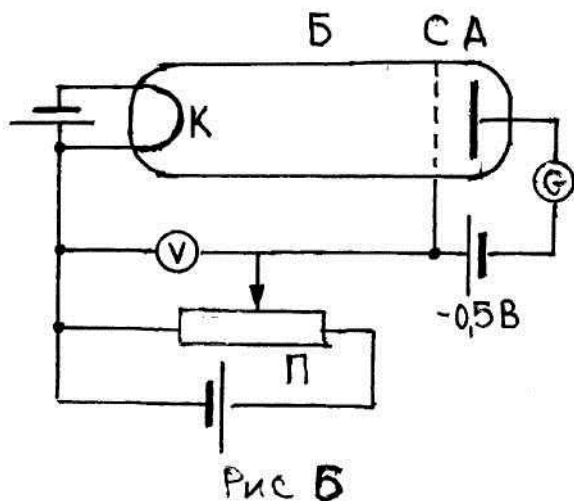


Рис 6

В вакуумной трубке Б находятся пары ртути при низком давлении порядка 1 мм рт.ст. (13 Па). За счет термоэлектронной эмиссии с катода К вылетают электроны, которые ускоряются и движутся в аноду А, так как между катодом К и сеткой С приложена разность потенциалов (напряжение)  $U$ . Напряжение  $U$  можно изменять посредством потенциометра П. Между сеткой С и анодом А приложен небольшой (примерно

0,5 В) задерживающий потенциал, поэтому если кинетическая энергия электронов в момент пролета через сетку больше 0,5 эВ, то они преодолеют тормозящее напряжение  $U_T=0,5$  В, достигнут анода А и создадут ток  $I$ , измеряемый гальванометром G.

График зависимости силы тока  $I$  от напряжения  $U$  между катодом и сеткой приведен на рис.7. Из графика видно, что при увеличении ускоряющего потенциала  $U$  до 4,9 В сила анодного тока возрастает, затем резко падает и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при 2·4,9 В и 3·4,9 В.

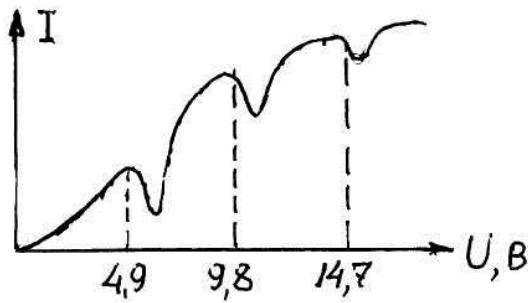


Рис. 7

Объясняется полученная зависимость следующим образом. Пока энергия электрона остается меньше энергии первого уровня возбуждения атомов ртути 4,9 эВ ( $U < 4,9$  В), столкновения электронов с атомами ртути являются *упругими*. При таких соударениях электроны почти не теряют свою энергию, проскакивают через сетку С и все электроны участвуют в создании

анодного тока. Когда же энергия электронов достигает значения 4,9 эВ, происходят неупругие соударения. Электроны передают энергию атомам, и потеряв энергию, не могут преодолеть тормозящего поля и достичь анода. Анодный ток резко падает. По мере роста ускоряющего напряжения ток снова растет, так как электроны, претерпевшие одно неупругое соударение, сохраняют достаточную для преодоления тормозящего поля энергию и опять участвуют в создании тока. При напряжении 9,8 В электроны могут вновь испытать неупругое соударение. Однако электронов, испытавших двукратное неупругое соударение, относительно мало, поэтому второй провал в характеристике будет не таким глубоким, как первый. Аналогично объясняется возникновение и последующих спадов анодного тока (при  $U=14,7$  В и т.д.).

Таким образом, опыт Франка и Герца показывает, что уровни энергий атомов ртути имеют дискретный характер, что подтверждает постулаты Бора.

### § 3. Уровни энергии и спектры атома водорода (по Бору). Водородоподобные атомы

Постулаты, выдвинутые Бором, позволили рассчитать спектр атома водорода и водородоподобных систем – систем, состоящих из ядра с зарядом  $Ze$  и одного электрона (например, ионы  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{++}$ ), а также теоретически вычислить постоянную Ридберга.

#### а) Радиусы стационарных орбит

По модели Резерфорда электрон движется по круговым орбитам; этой модели придерживался и Бор. При этом сила кулоновского взаимодействия между ядром водородоподобного элемента и электроном создает центростремительное ускорение

$$\frac{Ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}, \quad (2.4)$$

где  $v$  – скорость электрона на орбите радиусом  $r$ ,  $m$  – масса электрона,  $Z$  – порядковый номер элемента,  $e$  – заряд. Из условия квантования радиуса орбит (2.3) найдем  $v = n \frac{h}{2\pi m r}$  и после подстановки в (2.4) получим значение  $r_n$ , соответствующее данному  $n$ :

$$r_n = \frac{n^2 h^2 4\pi\epsilon_0}{4\pi^2 Z e^2 m} = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m Z e^2} \cdot n^2. \quad (2.5)$$

Радиус первой боровской орбиты ( $n=1$ ) для водорода ( $Z=1$ ) равен

$$r_1 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

В общем случае для водородоподобных элементов радиусы орбит будут определяться по формуле

$$r_n = \frac{r_1}{Z} \cdot n^2.$$

### б) Энергия электрона на круговой орбите

Определим полную энергию электрона на стационарной орбите. Она складывается из кинетической  $E_K$  и потенциальной  $E_{\Pi}$  энергий. Потенциальная энергия обусловлена взаимодействием электрона с ядром и может быть найдена как работа электрической силы притяжения при удалении электрона с орбиты радиусом  $r$  в  $\infty$ :

$$E_{\Pi} = - \int_r^{\infty} \frac{Ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.6)$$

Кинетическая энергия равна  $\frac{mv^2}{2}$ . Из уравнения (2.4)

$$mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

тогда

$$mv^2 = 2E_K = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -E_{\Pi},$$

или

$$E_K = -\frac{1}{2} E_{\Pi}.$$

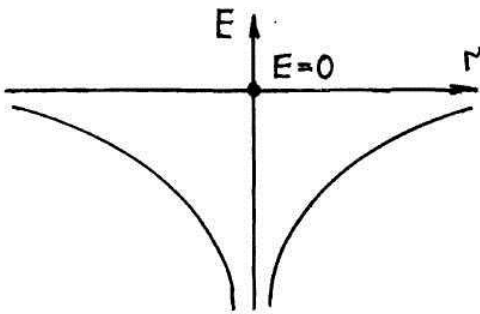


Рис. 8

Полная энергия равна

$$E = E_K + E_{\Pi} = -\frac{1}{2} E_{\Pi} + E_{\Pi} = \frac{1}{2} E_{\Pi} = - \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.7)$$

На рис.8 представлена графическая зависимость возможной полной энергии  $E$  от расстояния  $r$  между электроном и ядром.

### в) Энергия стационарных состояний

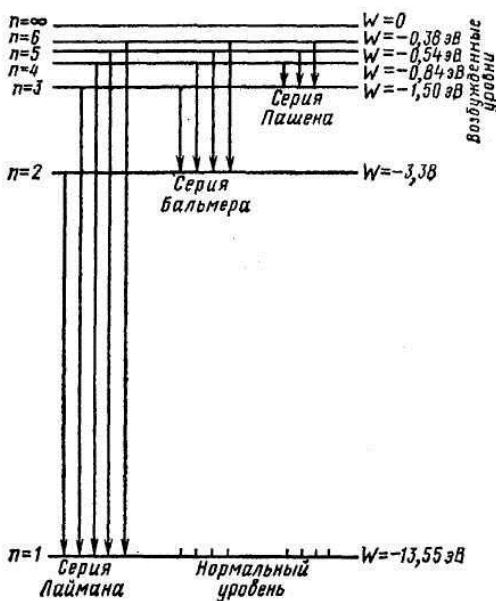


Рис. 9

Так как радиус орбиты электрона может принимать только строго определенные значения (2.5), то энергия электрона на стационарной орбите также может принимать только некоторые разрешенные значения  $E_n$ :

$$E_n = - \frac{1}{n^2} \cdot \frac{mZ^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2}. \quad (2.8)$$

Величина полной энергии электрона на стационарной орбите называется уровнем энергии атома или энергетическим уровнем. На рис.9 схематически изображены уровни энергии в атоме водорода, рассчитанные по формуле (2.8).

При переходе с одной стационарной орбиты, характеризуемой энергией  $E_{n_2} = - \frac{1}{n_2^2} \cdot \frac{mZ^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2}$ , на другую орбиту с энер-

гией  $E_{n_1} = -\frac{1}{n_1^2} \cdot \frac{mZ^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}$  будет излучаться энергия (при  $n_2 > n_1$ ) в виде кванта

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1} = \frac{mZ^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

После преобразования получим

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mZ^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Подсчитаем коэффициент, стоящий перед скобкой (при  $Z=1$ ):

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 ch^3} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ 1/м},$$

т.е. коэффициент

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 ch^3} = R$$

есть постоянная Ридберга. Следовательно, при  $Z=1$  (водород) получим уравнение Бальмера-Ридберга:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Таким образом, спектральные линии серии Лаймана соответствуют излучению атома водорода при переходе электрона со второй, третьей, четвертой и т.д. орбит на первую; линии Бальмера соответствуют излучению при переходе с третьей, четвертой, пятой и т.д. орбит на вторую; линии Пашена соответствуют излучению при переходе электрона с четвертой, пятой, шестой и т.д. орбит на третью. Образование спектральных линий Лаймана, Бальмера, Пашена схематически показано на рис.9.

Применительно к водородоподобным атомам, т.е. ионизированным атомам, содержащим только один электрон ( $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{++}$ ,  $\text{Be}^{+++}$ ), спектральная формула Бора примет вид

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (2.9)$$

## Глава III. Квантовомеханическая теория атома водорода

Квантовая теория Бора сыграла важную роль в развитии физики. Количественно объяснив строение атома водорода и структуру водородного спектра, она наметила правильный подход к изучению внутриатомных процессов. Однако она не может объяснить спектры сложных атомов, имеющих более одного электрона, не может также объяснить, почему многие спектральные линии в действительности состоят из нескольких отдельных линий. Возникла необходимость найти более общий подход к атомным явлениям. И такой подход был найден в 1924-1926 гг. Луи де Бройлем (1892-1987), Эрвином Шредингером (1886-1961), Вернером Гейзенбергом (1901-1976) и другими при создании квантовой механики. В начале 30-х годов с помощью квантовой механики удалось решить ряд задач, связанных с физикой ядер, атомов, молекул и с физикой твердого тела.

### § 1. Волны де Бройля

В 1924 г. Луи де Бройль выдвинул смелую гипотезу о том, что корпускулярно-волновые свойства характерны не только для света (излучения), но и имеют универсальный характер. С каждым телом должна быть связана плоская волна. Движение этих волн должно отражать характер движения тел. Характеристики волн, связанных с телами, должны определяться через энергию  $E$  и импульс  $p$  тела:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}; \quad \nu = \frac{E}{h}. \quad (3.1)$$

Если скорости малы, то  $m$  есть масса покоя  $m_0$ , в случае движения со скоростями  $v$ , близкими к скорости света  $C$ ,  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/C^2}}$ .

Легко видеть, что соотношения (3.1) есть ничто иное, как преобразованные соотношения Эйнштейна для фотона: импульс фотона  $P_\Phi = m_\Phi C = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$  и энергия фотона  $E = h\nu$ .

Следует заметить, что макроскопические тела имеют очень малые длины волн в силу большой массы. Например, для пули массой 10 г, летящей со скоростью 800 м/с  $\lambda = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{0,01 \cdot 800} = 0,83 \cdot 10^{-34}$  м.

Для электрона же, прошедшего разность потенциалов в 10000 В, скорость равна  $5,84 \cdot 10^7$  м/с, а  $\lambda = \frac{h}{mv} = 1,23 \cdot 10^{-11}$  м.

Чтобы доказать волновые свойства у частиц вещества, необходимо было проверить существование у них явлений дифракции или интерференции. Такую проверку впервые провели американские физики К.Дэвиссон (1881-1958) и Л. Джермер (1896-1971) при исследовании рассеяния электронов от поверхности никеля. Получилась отчетливая дифракционная картина, максимумы интенсивности отраженных электронов лежали под углами, вычисленными по уравнению Г. Вульфа-У.Брэгга (см.ч.3, гл.V) с учетом де-бройлевской длины волны, определяемой по формуле (3.1).



Дифракция пучка электронов при прохождении через тонкие слои металлов были обнаружены Дж.П. Томсоном (1882-1975) и П.Тартаковским. Позднее были доказаны волновые свойства у протонов и нейтронов, а затем даже у молекул водорода.

## § 2. Волновая функция

Если волны де Бройля существуют, то какой физический смысл они должны иметь? Первоначально предполагалось, что волновые пакеты или волновая группа (рис.10). Однако волновые пакеты обладают дисперсией (см. ч.3, гл.2), что ведет к размыванию волнового пакета в пространстве. Но хорошо известно, что частицы – очень устойчивые образования и их нельзя представлять в виде волновых пакетов, групп волн. Сравнение со светом позволило дать квантово-механическое объяснение волн де Бройля.

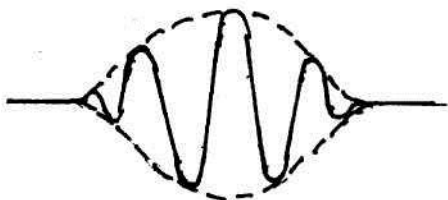


Рис. 10

Интенсивность света на основе волновой теории пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряженности  $\vec{E}$  световой волны. С другой стороны, интенсивность определяется числом фотонов, попадающих в данную точку интерференционной картины. Следовательно, число фотонов в данном месте определяется квадратом амплитуды вектора напряженности  $\vec{E}$  световой волны, но для одного фотона квадрат амплитуды определит вероятность попадания фотона в ту или иную точку интерференционной картины. Аналогично вероятность нахождения микрочастицы в элементе объема  $dV$ , взятого вокруг данной точки:

$$d\omega = |\Psi|^2 dV = \Psi\Psi^* dV, \quad (3.2)$$

где  $\Psi$  - волновая функция. Здесь квадрат модуля  $|\Psi|^2$  есть плотность вероятности распределения частиц по пространству  $\frac{d\omega}{dV} = |\Psi|^2$ . Таким образом, физический смысл имеет не сама  $\Psi$ -функция, а квадрат ее модуля  $|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$  ( $\Psi^*$  - функция, комплексно-сопряженная с  $\Psi$ ), которым определяется интенсивность волн де Бройля.

Переменная величина  $\Psi$ , характеризующая волны де Бройля, называется волновой функцией, и ее величина, связанная с движущимся телом, находящимся в определенный момент времени  $t$  в точке пространства с координатами  $x, y, z$ , определяет вероятность нахождения этого тела в данной точке в указанный момент времени  $t$ . Однако  $\Psi$  не имеет наглядного физического представления. Действительно, вероятность может иметь любое значение в пределах от 0 до 1: нуль соответствует отсутствию тела в данной точке в данный момент времени, единица соответствует несомненному его присутствию. Но амплитуда любой волны может принимать как положительное, так и отрицательное значение, а отрицательная вероятность не имеет смысла. Таким образом, сама волновая функция  $\Psi$  не может быть наблюдаемой величиной.

Однако эти ограничения не относятся к  $|\Psi|^2$ , т.е. вероятность экспериментального обнаружения тела, описываемого волновой функцией  $\Psi$ , в точке  $(x,y,z)$  в момент времени  $t$  пропорциональна значению плотности вероятности  $|\Psi|^2$  в этой точке в момент времени  $t$ . Такую трактовку волновой функции и плотности вероятности впервые предложил Макс Борн (1882-1970) в 1926 г.

Между вероятностью события и самим событием есть разница. Например, мы никогда не скажем, что в этой точке было 20% электрона, но можем сказать, что существует 20% вероятность обнаружения электрона в данной точке и именно эта вероятность определяется величиной  $|\Psi|^2$ .

В том случае, когда  $\Psi$  является комплексной функцией и имеет реальную и мнимую части, плотность вероятности определяется как  $\Psi\Psi^*$ , где  $\Psi^*$  - комплексно-сопряженная величина. Комплексное состояние любой функции определяется заменой  $i = \sqrt{-1}$  на  $-i$  везде, где в выражении встречается  $i$ . Например,  $\Psi = A + iB$ , где  $A$  и  $B$  – какие-то действительные функции, а комплексно-сопряженная функция  $\Psi^* = A - iB$ , тогда  $\Psi\Psi^* = A^2 - i^2B^2 = A^2 + B^2$ . Таким образом,  $\Psi\Psi^*$  всегда действительная положительная величина.

Если положение частицы необходимо рассматривать во всем пространстве, в этом случае то, что эта частица где-то находится, является достоверным событием и вероятность этого события равна единице. Следовательно,  $\int \Psi\Psi^* dV = 1$  - вероятность достоверного события. Интегрирование производится во всей области изменения переменных  $x$ ,  $y$  и  $z$ .

Равенство

$$\int_V \Psi\Psi^* dV = 1 \quad (3.3)$$

носит название «условие нормировки». Это условие накладывает определенные ограничения на выбор постоянных коэффициентов, которые могут входить в волновую функцию  $\Psi$ .

Из рассмотренного следует, что квантовая механика имеет статистический характер. Он не позволяет определить местонахождение частицы в пространстве или ее траекторию, по которой движется частица. С помощью волновой функции можно лишь предсказать, с какой вероятностью частица может быть обнаружена в различных точках пространства.

На первый взгляд может показаться, что квантовая механика дает значительно менее точное и исчерпывающее описание движения частицы, чем классическая механика, которая определяет «точно» местонахождение и скорость частицы в каждый момент времени. Однако в действительности квантовая механика гораздо глубже вскрывает истинное положение микрочастиц. Она лишь не определяет того, чего нет на самом деле. В применении к микрочастицам понятия определенного местоположения и траектории вообще теряют смысл. Движение по определенной траектории несовместимо с волновыми свойствами. Для проверки выводов квантовой механики необходимо иметь дело с очень большим числом тождественных систем так называемых ансамблей. Нельзя делать выводы из сказанного, что волновыми свойствами должны обладать лишь совокупности частиц. Волновыми свойствами обладает каждая частица, что проверялось экспериментально. В опытах для получения дифракционной кар-

тины использовался электронный пучок очень малой активности, так что взаимодействие электронов в пучке, которое могло бы обусловить волновые свойства, отсутствовало. Однако и в этом случае получилась обычная картина. Это означало, что волновыми свойствами обладает каждая частица.

### § 3. Соотношение неопределенности Гейзенберга

То, что движущуюся частицу следует рассматривать как волновой пакет де Бройля, а не как локализованный объект, говорит о том, что существует предел точности, с которой можно измерять корпускулярные свойства этой частицы. Частица может находиться в любом месте в пределах волнового пакета. Если пакет узок, то положение частицы легко определить, но при этом очень трудно определить длину его волны (рис.11,а).

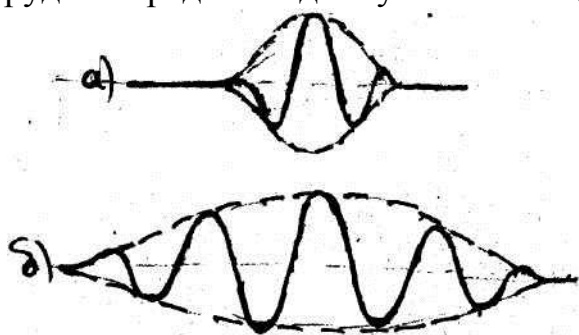


рис. 11

Другой предел – широкий пакет (рис.11,б), в этом случае легко определить длину волны, но трудно определить положение, где находится частица. Таким образом, представлять движение микрочастицы по определенной траектории с определенной скоростью в каждой точке невозможно (подобно движению обычных, классических частиц). Это проявляется в том, что если мы будем

одновременно измерять координаты частицы и ее скорость или импульс, то неточности, с которыми мы можем измерять эти величины, удовлетворяют соотношению

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h/2\pi \geq \hbar, \quad (3.4)$$

где  $\Delta x$  - неточность в значении координаты частиц,  $\Delta p_x$  - неточность в значении импульса, связанная с неточностью в скорости соотношением

$$\Delta p_x = m\Delta v_x.$$

Это соотношение постулировано впервые Гейзенбергом и называется соотношением неопределенностей.

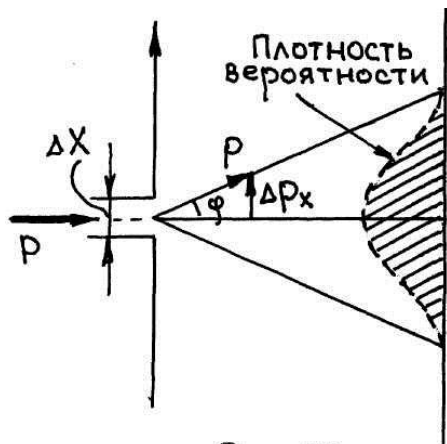


Рис.12

Чтобы пояснить соотношение неопределенностей, рассмотрим следующий пример.

На пути свободно летящей частицы поставим щель шириной  $\Delta x$ , расположенную перпендикулярно к направлению движения частицы (рис.12). До прохождения через щель составляющая  $p_x=0$ , зато координата  $x$  совершенно не определена. В момент прохождения частицы через щель в определении координаты  $x$  появляется неопределенность  $\Delta x$ , но это достигается ценой утраты определенности значения  $p_x$ .

Действительно, вследствие дифракции имеется некоторая вероятность того, что частица будет двигаться в пределах

угла  $2\varphi$ , где  $\varphi$  - угол, соответствующий первому дифракционному максимуму (максимумы высших порядков много меньше по интенсивности, чем первый). Таким образом появляется неопределенность

$$\Delta p_x = p \sin \varphi.$$

Из раздела оптики известно, что краю центрального дифракционного максимума (первому минимуму) от щели шириной  $\Delta x$  соответствует угол  $\varphi$ , для которого  $\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}$ . Следовательно,  $\Delta p_x = p \frac{\lambda}{\Delta x}$ , откуда с учетом  $\lambda = \frac{h}{p}$  получаем

$$\Delta p_x \Delta x = p \lambda = h.$$

Если учесть максимумы более высоких порядков, то в общем случае

$$\Delta x \Delta p_x \geq h.$$

Постоянная Планка  $h$  настолько мала, что ограничения, накладываемые принципом неопределенности, существенны только в масштабах атомных размеров.

Для иллюстрации рассмотрим несколько примеров.

1. Допустим, что у летящей пули массой 10 г скорость 800 м/с определена с точностью до  $10^{-3}\%$  (!), т.е.  $\Delta v_x = 8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}}$ ;  $\Delta p_x = 8 \cdot 10^{-2} \text{ кгм/с}$ .

Тогда  $\Delta x = \frac{h}{\Delta p_x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{8 \cdot 10^{-2}} \approx 1,3 \cdot 10^{-33} \text{ м}$ , т.е. практически положение пули будет определено точно. Следовательно, для тел с большой массой принцип неопределенности не имеет практического значения. Для этих тел, в согласии с классической механикой, можно считать возможным одновременное задание координат и скоростей и, следовательно, возможно вычисление траекторий движения.

2. Допустим, что пучок электронов движется вдоль электронно-лучевой трубки со скоростью  $10^6 \text{ м/с}$  и эта скорость определена с точностью 0,01%, т.е.  $10^2 \text{ м/с}$ . Неточность в координате электронов в пучке

$$\Delta x = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^2} \approx 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Столь малое значение  $\Delta x$  показывает, что координаты электронов могут быть определены с достаточно высокой точностью – поэтому понятие траектории движения электронов в трубке имеет смысл.

3. Рассмотрим движение электронов в атоме. Размеры атома имеют порядок  $10^{-10} \text{ м}$ , тогда можно определить координату электрона с точностью до размеров атома, т.е.  $\Delta x = 10^{-10} \text{ м}$ . Тогда неопределенность в его скорости будет иметь порядок

$$\Delta v_x = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

Но сама скорость электрона в атоме имеет порядок  $10^6 \text{ м/с}$ , поэтому бессмысленно одновременно указывать и скорость электрона в атоме и его орбиту; нельзя и сам электрон в атоме представлять в виде обычной частицы.

Иногда удобно пользоваться соотношением неопределенностей, записанном в другом виде:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (3.5)$$

где  $\Delta E$  - неопределенность энергии,  $\Delta t$  - неопределенность времени.

В качестве примера использования формулы (3.5) рассмотрим испускание света «возбужденным» атомом. Средний промежуток времени, который проходит между возбуждением атома и последующим высвечиванием энергии, составляет  $10^{-8}$  с. При этом неопределенность в энергии фотона составляет

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{10^{-8}} = 1,05 \cdot 10^{-26} \text{ Дж},$$

а неопределенность в частоте света  $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{\hbar} = 10^8$  Гц.

Таким образом, линии спектра будут иметь частоту, равную  $\nu \pm \Delta \nu$ . Это и наблюдается на опыте, все спектральные линии размыты.

## § 4. Уравнение Шредингера

В классической механике движение тела определяется вторым законом Ньютона, но микрочастицы обладают еще и волновыми свойствами, поэтому необходимо поведение микрочастиц описывать другим законом (уравнением). Такое уравнение было найдено в 1926 г. австрийским физиком Эрвином Шредингером и носит его имя.

Для того, чтобы уравнение движения микрочастиц учитывало их волновые свойства, необходимо, чтобы это было **волновым уравнением**, подобно тем, которые описывают электромагнитные волны. Известно, что для плоской волны, распространяющейся вдоль оси  $x$ , можно записать уравнение волны в виде

$$E = E_0 \sin 2\pi \left( tv - \frac{x}{\lambda} \right).$$

Тогда поведение микрочастиц будет описываться волновой функцией  $\Psi$ , а волновое уравнение для  $\Psi$ -функции запишется в виде

$$\Psi = \Psi_0 \sin 2\pi \left( tv - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (3.6)$$

Волновые уравнения, записанные в дифференциальном виде для электромагнитных волн:

$$1) \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}; \quad 2) \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2},$$

где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  - напряженности электрического и магнитного полей волны,  $v$  – скорость распространения.

Аналогично для волн де Бройля:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}. \quad (3.7)$$

Дифференцируя уравнение (3.6) два раза по  $t$ :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -\Psi_0 \sin 2\pi \left( tv - \frac{x}{\lambda} \right) \cdot 4\pi^2 v^2 = -4\pi^2 v^2 \Psi$$

и подставляя в выражение (3.7), получим

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + \frac{4\pi^2 v^2 \Psi}{v^2} = 0. \quad (3.8)$$

Но  $\frac{v}{\lambda} = \nu$ , и тогда  $\frac{v^2}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda^2}$ . Учитывая соотношение де Бройля  $\lambda = \frac{h}{mv}$ , получим

$$\frac{v^2}{\lambda^2} = \frac{m^2 v^2}{h^2}.$$

Далее мы можем записать

$$m^2 v^2 = 2m \frac{mv^2}{2} = 2mE_{\text{кин}} = 2m(E - U), \quad (3.9)$$

где  $E$  – полная энергия,  $U$  – потенциальная энергия частицы.

Подставляя (3.9) в формулу (3.8), получим уравнение Шредингера в обычном виде:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0. \quad (3.10)$$

В случае движения частицы по любым направлениям, уравнение (3.10) примет вид

$$\Delta \Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0, \quad (3.11)$$

где  $\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$  – лапласиан  $\Psi$ .

Полное уравнение Шредингера учитывает и зависимость  $\Psi$  от времени:

$$-\frac{h^2}{8\pi^2 m} \Delta \Psi + U \Psi = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (3.12)$$

где  $-i = \sqrt{-1}$  – мнимая единица.

## § 5. Электрон в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме

Чтобы пояснить использование уравнения Шредингера, рассмотрим конкретный пример, достаточно простой, но позволяющий проследить характерные свойства решения волнового уравнения Шредингера.

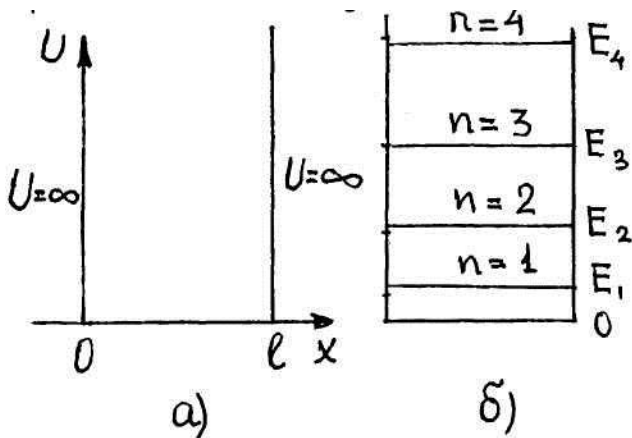


Рис. 13

Исследуем поведение электрона в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме. Предположим, что электрон может двигаться только вдоль оси  $X$ . Движение ограничено непрозрачными для электрона стенками:  $x=0$  и  $x=l$ . Потенциальная энергия  $U$  имеет величину, равную нулю при  $0 \leq x \leq l$  и обращается в бесконечность при  $x < 0$  и  $x > l$  (рис.13).

Поскольку  $\Psi$ -функция зависит только от координаты  $x$ , уравнение Шредингера запишется (3.10) в виде

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0,$$

а так как в яме  $U=0$ , то получим

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \Psi = 0. \quad (3.13)$$

Введя обозначение  $\omega^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} E$ , приходим к уравнению

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \omega^2 \Psi = 0,$$

решение которого имеет вид

$$\Psi(x) = A \sin(\omega x + \alpha). \quad (3.14)$$

При условии  $\Psi(0) = 0$  имеем  $A \sin \alpha = 0$ , откуда следует, так как  $A \neq 0$ , то  $\sin \alpha = 0$  и  $\alpha$  должно быть равным нулю. Далее должно выполняться условие:  $\Psi(l) = 0$  и  $A \sin \omega l = 0$ , что возможно лишь в случае, если

$$\omega l = \pm n\pi \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.15)$$

( $n=0$  отпадает, так как в этом случае частица вообще нигде не находится).

Зная  $\omega$ , найдем собственные значения энергии электрона

$$E_n = n^2 \frac{h^2}{8ml^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (3.16)$$

Спектр энергии оказался дискретным (рис.13,б).

Подставив в (3.14) значение  $\omega$ , получающееся из (3.15), найдем

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

Для нахождения  $A$  воспользуемся условием нормировки

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

На концах промежутка подынтегральная функция равна нулю, среднее значение  $\sin^2 \frac{n\pi x}{l}$ , равное  $\frac{1}{2}$ , умножим на длину промежутка  $l$ , найдем значение интеграла, т.е.  $A^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot l = 1$  и  $A = \sqrt{\frac{2}{l}}$ . Таким образом, собственное значение функции имеет вид

$$\Psi_n = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (3.17)$$

Графики функции  $\Psi$  изображены на рис.14,а. На рис.14,б дана плотность вероятности обнаружения электрона, равная  $\Psi\Psi^*$ .

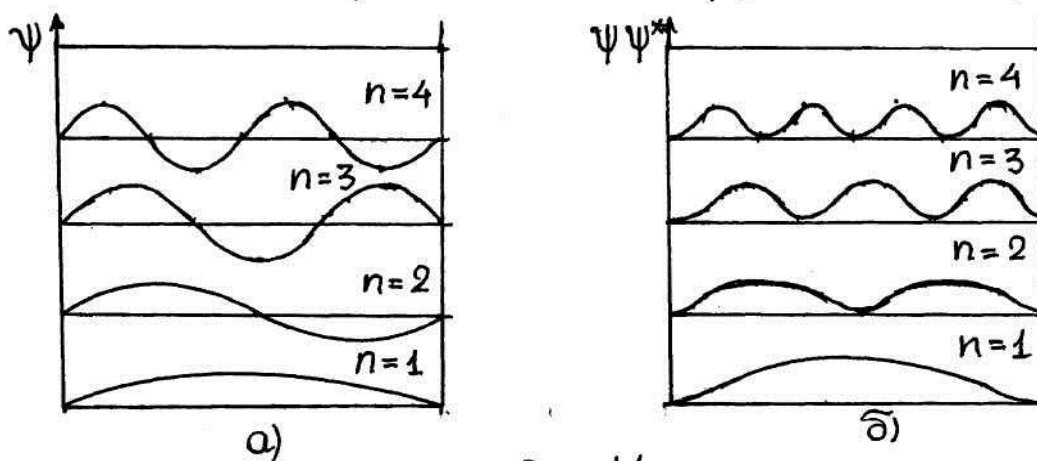


Рис 14

Из рис.14, б следует, что, например, в квантовом состоянии с  $n=2$  электрон не может находиться в середине «ямы», в то время как одинаково часто может пребывать в ее левой и правой частях. Такое поведение электрона ука-

зывает на то, что представления о траекториях электрона в квантовой механике несостоятельны.

## § 6. Атом водорода в квантовой механике. Квантовые числа

В атоме водорода или водородоподобном ионе потенциальная энергия электрона (2.6) равна

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.18)$$

Графически функция (3.18) представляет собой подобие потенциальной ямы (рис.15) с гиперболическими краями и без дна.

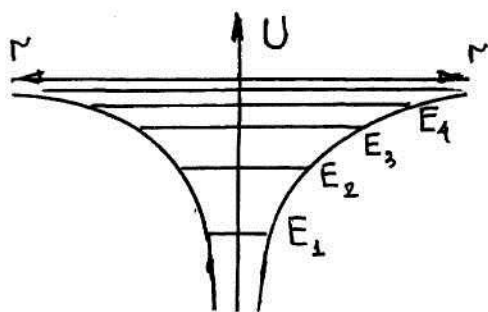


Рис 15.

Состояние электрона в атоме водорода описывается стационарным уравнением Шредингера с учетом (3.18) в виде

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left( E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0, \quad (3.19)$$

где E — полная энергия электрона в атоме. Поскольку поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным, то для решения уравнения (3.19) лучше пользоваться сферической системой координат:  $r, \vartheta, \varphi$  (рис.16). Подставив

в уравнение (3.9) выражения лапласиана в сферических координатах, получим

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial \Psi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left( E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0. \quad (3.20)$$

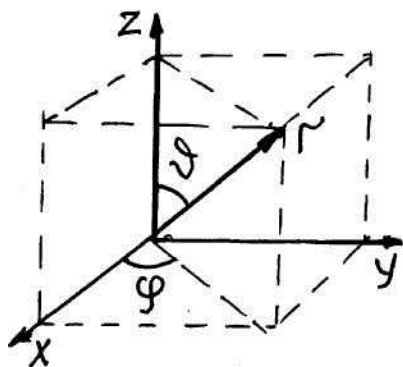


Рис. 16

Решение уравнения (3.20) представляет сложную задачу, поэтому ограничимся лишь описанием полученных результатов. Переменные в этом уравнении разделяются, и тогда его решение можно представить в виде произведения трех функций, каждая из которых зависит только от одной координаты:

$$\psi(r, \vartheta, \varphi) = R(r) \cdot \Theta(\vartheta) \cdot \Phi(\varphi). \quad (3.21)$$

Функция  $R(r)$  характеризует изменение  $\psi$  вдоль радиуса-вектора при неизменных  $\vartheta$  и  $\varphi$ ; функция  $\Theta(\vartheta)$  описывает изменение  $\psi$  в зависимости от изменения зенитного угла  $\vartheta$  в плоскости, проходящей через центр сферы ( $r=0$ ) при постоянных  $r$  и  $\varphi$ , а функция  $\Phi(\varphi)$  описывает зависимость от азимутального угла  $\varphi$  в плоскости, проходящей через центр сферы ( $r=0$ ) при постоянных  $r$  и  $\vartheta$ .

Решение уравнения  $R(r)$ , как и в случае электрона «в потенциальном ящике», приводит для электрона в атоме водорода к появлению дискретных отрицательных значений энергии, равных



$$E_n = -\frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} \cdot \frac{z^2}{n^2}, \quad (3.22)$$

где  $n=1,2,3,\dots$  - главное квантовое число. Полученные значения  $E_n$  совпадают с результатами теории Бора. Однако в теории Бора этот результат получен путем внесения постулатов; здесь же, в квантово-механической теории, эти значения получаются из предположений о том, что движение электрона описывается уравнением Шредингера.

Решение уравнения  $\Phi(\varphi)$  при данном значении  $n$  приводит еще к одному важному результату – оказывается, что каждому из дискретных энергетических состояний, кроме основного, соответствует несколько значений  $\varphi$ -функции, число которых зависит от величины  $n$ . Физический смысл этих дополнительных состояний заключается в том, что состояния электронов в атоме могут отличаться не только значением энергии, которое определяется главным квантовым числом  $n$ , но еще величиной и направлением момента количества движения электрона.

Величина момента количества движения электрона в атоме водорода квантована; для каждого значения энергии  $E_n$  она может иметь ряд дискретных значений

$$L = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi}, \quad (3.23)$$

где  $l$  – азимутальное или орбитальное квантовое число.

При данном  $n$  число  $l$  может принимать следующие значения:  $l=0,1,2,\dots,(n-1)$ .

Из решения уравнения  $\Theta(\vartheta)$  следует также, что в данном стационарном состоянии, кроме величины вектора  $L$ , имеет вполне определенное значение лишь проекция его на одно какое-нибудь направление в пространстве, например, на направление магнитного поля. Численное значение этой проекции принимает квантованные значения, кратные  $\frac{h}{2\pi}$ :

$$L_m = m_l \cdot \frac{h}{2\pi}, \quad (3.24)$$

где  $m_l$  - магнитное квантовое число, которое может принимать значения  $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ , т.е. всего  $2l + 1$  различных значений.

Таким образом, электрон, имеющий энергию, определяемую главным квантовым числом  $n$ , имея одно и то же значение энергии, может находиться в различных состояниях, отличающихся значениями  $l$  и  $m_l$ . Число различных состояний, соответствующих данному  $n$ , равно

$$\begin{aligned} \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) &= 1 + 3 + 5, \dots, +2(n-1) + 1 = \\ &= 1 + 3 + \dots + (2n-1) = \frac{n}{2} [1 + (2n-1)] = n^2. \end{aligned} \quad (3.25)$$

В 1925 г. Д.Уленбеком и С.Гаудсмитом было доказано, что электроны обладают собственными механическим и магнитным моментами, т.е. вращением вокруг собственной оси. Это свойство электрона получило название спин (от англ. spin - веретено). Спин может принимать только два значения  $S=\pm 1/2$ .

Следовательно, проекция собственного механического (а значит, и магнитного) момента может принимать лишь два отличающихся знаком значения:

$$L_S = \pm 1/2 \frac{h}{2\pi} = S \frac{h}{2\pi}, \quad (3.26)$$

и тогда число различных состояний электрона, отвечающих значению  $n$ , будет удваиваться, т.е.

$$N = 2n^2. \quad (3.27)$$

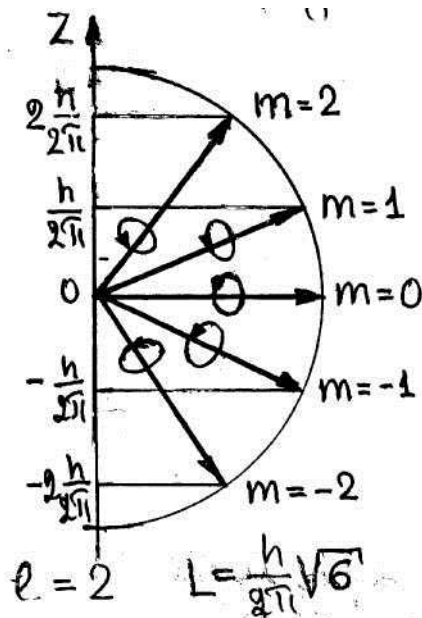


Рис. 17

Квантовая механика (решение уравнения Шредингера) показывает, что электрон в данном стационарном состоянии, определяемом главным квантовым числом  $n$ , кроме величины вектора  $L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}$ , имеет вполне определенное значение его проекция на направление внешнего магнитного поля, если магнитное поле порождается ядром и другими электронами атома. Численное значение этой проекции равно  $L_Z = m \frac{h}{2\pi}$ , где  $m = 0, \pm 1, \dots, \pm l$ .

Различные ориентации орбиты (т.е. вектора момента импульса  $L$  относительно оси  $Z$ ) показаны на рис.17 для случая  $l=2$ . Возможные значения  $L$  показаны жирными стрелками, кружочками около них – ориентации соответствующих орбит.

## Глава IV. Многоэлектронные атомы

### § 1. Распределение электронов в атоме

В водороде и водородоподобных ионах, содержащих только один электрон, потенциальная энергия зависит только от взаимодействия электрона с ядром. В атомах, содержащих большее число электронов, потенциальная энергия электрона определяется взаимодействием не только с ядром, но и с остальными электронами. Во многих случаях влияние остальных электронов в атоме на данный электрон может быть учтено введением эффективного заряда  $Z_{\text{эфф}}$ , который отличается от истинного заряда некоторым поправочным коэффициентом  $Z_{\text{эфф}}=Z-\sigma$ . Величина  $\sigma$  называется экранирующей постоянной и характеризует степень ослабления притяжения к ядру данного электрона, обусловленная отталкиванием остальных электронов.

Если известно значение  $Z_{\text{эфф}}$ , то, решая уравнение Шредингера, можно установить, какие стационарные состояния в данном атоме возможны. В возбужденном состоянии атом может оказаться в любом из возможных стационарных состояний, которых довольно много, нормальным же состоянием атома является состояние с наименьшей энергией. Если в атомной системе один электрон (водород и водородоподобные ионы), то ясно, что при  $n=1$  будет наименьшая энергия и  $l = 0, m_l = 0, S = \frac{1}{2}$  или  $-\frac{1}{2}$ .

Если же в атоме находится несколько электронов, то для определения нормального состояния атомов необходимо решить вопрос о том, все ли электроны находятся в одном состоянии или в разных. Швейцарский физик Вольфганг Паули (1900-1958) в 1925 г. сформулировал правило, позволяющее установить, в каком состоянии находятся электроны. Это правило получило название принцип Паули и заключается в следующем: **в определенном стационарном состоянии атома может находиться не более одного электрона.**

Так как состояние электрона в поле атомного ядра полностью характеризуется четверкой квантовых чисел  $n, l, m_l$  и  $S$ , то принцип Паули можно сформулировать по-другому: никакие два электрона в атоме не могут обладать одинаковыми значениями всех четырех квантовых чисел.

Электроны будут занимать различные «орбиты» (словом «орбита» мы будем пользоваться для краткости, заменяя слова «состояние, характеризуемое квантовыми числами  $n, l, m_l$  и  $S$ »). Разобьем электроны по слоям, в соответствии со значением главного квантового числа  $n$ . Эти слои или электронные оболочки обозначаются прописными буквами латинского алфавита по следующей схеме:

n=1	2	3	4	5	6	7	...
Слой K	L	M	N	O	P	Q	...

Об электронах, которые входят в состав оболочки и характеризуются определенным значением  $l$ , говорят, что они занимают одну подоболочку. Эти

подоболочки обозначаются малыми буквами латинского алфавита согласно следующей схеме

$l=0$	1	2	3	4	5	6
Подоболочка s	p	d	f	g	h	I

Подразделение возможных состояний электрона в атоме на оболочки и подоболочки показано в табл.1, в которой вместо обозначения  $S = \pm \frac{1}{2}$  применены символы  $\uparrow\downarrow$ .

Таблица 1

Обозначение	n	l	$m_l$	s	Подоболочка	Обозначение	n	l	$m_l$	s	Подоболочка	
K	1	0	0	$\uparrow\downarrow$	1s	N	4	0	0	$\uparrow\downarrow$	4s	
L	2	0	0	$\uparrow\downarrow$	2s			1	-1	$\uparrow\downarrow$	4p	
		1	-1	$\uparrow\downarrow$	2p					0		$\uparrow\downarrow$
			0	$\uparrow\downarrow$						+1		$\uparrow\downarrow$
M	3	1	+1	$\uparrow\downarrow$	3s			2	-2	$\uparrow\downarrow$	4d	
			0	$\uparrow\downarrow$						-1		$\uparrow\downarrow$
			-1	$\uparrow\downarrow$						0		$\uparrow\downarrow$
		2	3d	+1	$\uparrow\downarrow$				+1	$\uparrow\downarrow$		
				-2	$\uparrow\downarrow$				+2	$\uparrow\downarrow$		
				-1	$\uparrow\downarrow$				3	-3		$\uparrow\downarrow$
				0	$\uparrow\downarrow$			-2			$\uparrow\downarrow$	
				+1	$\uparrow\downarrow$			-1			$\uparrow\downarrow$	
		+2	$\uparrow\downarrow$	0	$\uparrow\downarrow$							
				+1	$\uparrow\downarrow$							
				+2	$\uparrow\downarrow$			+2	$\uparrow\downarrow$			
				+3	$\uparrow\downarrow$			+3	$\uparrow\downarrow$			

Заполнение различных оболочек записывается следующим образом. Буквенное обозначение подоболочки стоит на численном значении n. Число электронов, находящихся в подоболочке, обозначается верхним индексом после буквы. Например, электронная конфигурация натрия записывается следующим образом:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ . Эта запись означает, что 1s ( $n=1, l=0$ ) и 2s ( $n=2, l=0$ ) - подоболочки содержат по два электрона; 2p ( $n=2, l=1$ ) - подоболочки содержат 6 электронов и 3s ( $n=3, l=0$ ) - подоболочка содержит один электрон.

## § 2. Периодическая таблица Менделеева

Принцип Паули дает объяснение периодической повторяемости свойств атомов. Проследим, как эти свойства атомов (в невозбужденном состоянии) будут меняться по мере увеличения их атомного номера.

Z=1. Водород. 1 электрон в 1s-состоянии.

Z=2. Гелий. 2 электрона в 1s-состоянии (с противоположными спинами).

В атоме гелия заполнение К-оболочки заканчивается. Атомы гелия очень устойчивы, не вступают ни в какие соединения с другими атомами.

$Z=3$ . Литий. В К-оболочке могут «уместиться» только два электрона в соответствии с принципом Паули. Третий электрон в невозбужденном атоме лития находится в следующей L-оболочке. Этот внешний электрон движется в поле ядра, экранированного двумя электронами К-оболочки.

$Z=4-10$  – от бериллия до неона идет заполнение второй L-оболочки, т.е. 2s- и 2p- состояний. Неон, как и гелий, оказывается инертным газом.

Одиннадцатый элемент, натрий, имеет кроме заполненных оболочек К и L, один электрон в подоболочке 3s. Химически натрий сходен с водородом и литием. Очевидно, что при химическом взаимодействии атомов внутренние электронные оболочки не играют заметной роли.

У следующих за натрием элементов нормально заполняются подоболочки 3s и 3p. У аргона ( $Z=18$ ) в M-оболочке восемь электронов, оказывается подобным гелию и неону. Оказалось, что наружная оболочка, в которой заполнены все s- и p- подоболочки, очень устойчива, и элемент, содержащий в наружной оболочке все s- и p-электроны, является химически инертным. Таковы криптон ( $Z=36$ ) – 8 электронов в 4s- и 4p-подоболочках, ксенон ( $Z=54$ ) – 8 электронов в 5s- и 5p-подоболочках и радон ( $Z=86$ ) – 8 электронов в 6s- и 6p-подоболочках.

С аргона начинаются отступления в последовательности заполнения электронных оболочек.

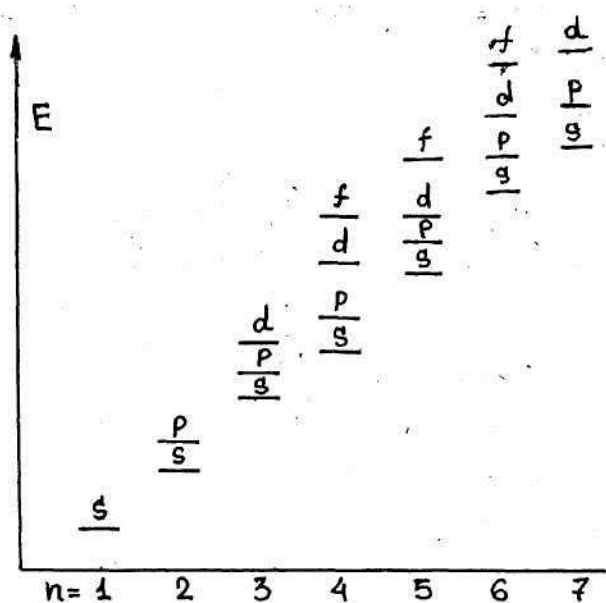


Рис. 18

Следующий элемент – калий ( $Z=19$ ) имеет девятнадцатый электрон не в состоянии 3d, а в 4s. Происходит это в силу того, что энергия электрона в 4s-состоянии меньше, чем в 3d (рис.18). Таким образом, при десяти незаполненных d-состояниях в третьей оболочке начинается заполнение четвертой. Калий оказывается химически близким литию и натрию. Подоболочка 4p лежит энергетически выше, чем 3d, так что после 4s заполняются подоболочки 3d, а затем 4p.

Точно так же за криптоном следует рубидий, у которого имеется 8 электронов в N-оболочке. При незаполненных 10 состояниях 4d и 14 состояниях 4f один электрон находится в состоянии 5s.

Особое затруднение представляет отклонение, связанное с достройкой 4f-состояний, начинающейся после элемента лантана  $Z=57$ . Заполнение этих состояний идет глубоко внутри, при наличии 11 электронов, в том числе двух 6s-электронов. Эти элементы очень близки по свойствам, имеют одинаковое строение внешней оболочки, поэтому все должны находиться в одной клеточке в таблице Менделеева. Это «лантаноиды» или «редкие земли».

Аналогичное выпадение из таблицы в результате заполнения 14 5f-состояний, опять-таки под 11 внешними электронами, в том числе 7s-электронами, начинается после актиния ( $Z=89$ ). Эти элементы получили название актиноидов.

Периодичностью обладают не только химические, но и другие свойства.

### § 3. Рентгеновские лучи

В установлении деталей строения атома – распределении электронов по оболочкам – большую роль сыграли данные о спектрах рентгеновского излучения. Остановимся на рассмотрении некоторых свойств рентгеновского излучения.

Рентгеновские лучи возникают в процессе бомбардировки веществ потоками электронов с большой кинетической энергией и представляют собой электромагнитное излучение, занимающее широкий диапазон длин волн: от  $8 \cdot 10^{-8}$  м до  $10^{-14}$  м. Для получения этих лучей служат рентгеновские трубки (рис.19).

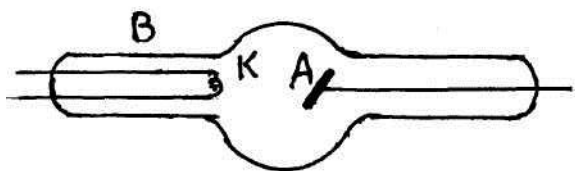


Рис. 19

Это вакуумный баллон В, в котором установлены электроды, соединенные с источником высокого напряжения. Катод К представляет собой раскаленную нить и играет роль источника электронов, которые вылетают из катода в результате термоэлектронной эмиссии.

Электроны, испускаемые катодом, разгоняются в трубке электрическим полем и ударяются об анод или антикатод А. Работа электрического поля, равная  $eU$ , идет на сообщение кинетической энергии электрону, поэтому

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \quad (4.1)$$

При больших разностях потенциалов  $U$  электроны могут иметь скорость, близкую к скорости света, и тогда необходимо пользоваться релятивистской формулой

$$m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = eU. \quad (4.2)$$

В результате ударов электронов об антикатод возникает рентгеновское излучение двух типов. Если энергия электронов меньше некоторой критической величины, зависящей от материала антикатада, возникают рентгеновские лучи со сплошным спектром, подобным спектру белого цвета. Такое излучение называется тормозным, так как рентгеновские лучи испускаются электронами при их торможении на антикатаде.

Сплошной спектр тормозного излучения (рис.20) объясняется следующим образом. При ударе электрона об антикатод часть его энергии превращается в теплоту  $Q$  (антикатод нагревается), другая часть расходуется на возбуждение рентгеновского излучения. Соотношение между этими долями энергии не по-

стоянно и носит вероятностный характер. Энергия рентгеновского излучения будет равна

$$h\nu = eU - Q. \quad (4.3)$$

Так как величина  $Q$  имеет различное значение, то при  $Q=0$ , т.е. когда вся энергия электрона идет на создание кванта излучения, получим минимальную длину волны  $\lambda_{min}$  в спектре рентгеновского излучения, границу сплошного спектра при данном  $U$

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU}. \quad (4.4)$$

При  $Q=eU$ , т.е. когда вся энергия электрона идет на тепло,  $\lambda = \infty$ . Следует заметить, что характер сплошного рентгеновского излучения не зависит от материала антикатада, а определяется только разностью потенциалов между катодом и антикатодом.

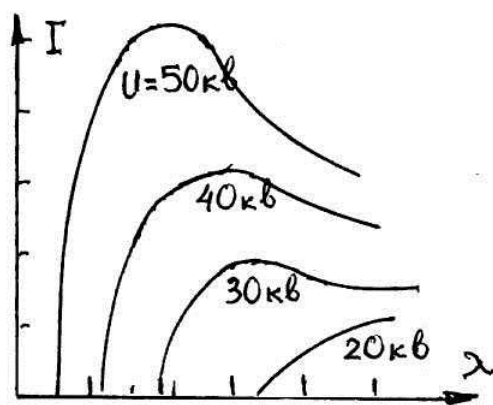


рис. 20

тенциалов между катодом и антикатодом.

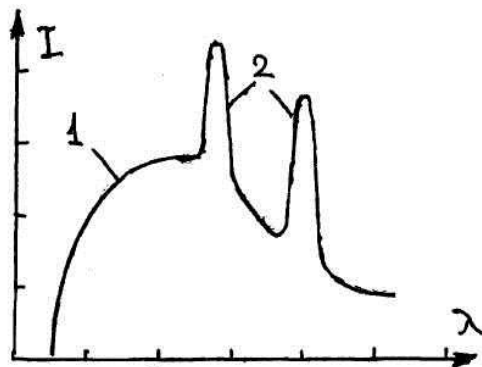


Рис. 21

Вторым типом рентгеновских лучей является так называемое характеристическое рентгеновское излучение. Своё название оно получило вследствие того, что этот тип рентгеновских лучей характеризует вещество антикатада. Характеристическое рентгеновское излучение имеет линейчатый спектр (рис.21). На фоне сплошного спектра (1) видны пики (2) интенсивности рентгеновского излучения. Для каждого элемента длина волн, при которых наблюдаются пики, имеет своё строго определенное положение.

#### § 4. Характеристические рентгеновские спектры. Закон Мозли

Когда энергия бомбардирующих электронов становится достаточной для вырывания электронов из внутренних оболочек атома, на фоне тормозного излучения появляются резкие линии характеристического излучения. Исследование рентгеновских спектров позволило объяснить следующую структуру электронной оболочки атомов. Внутри атома электроны делятся на группы, составляющие оболочки атомов. Первая ближайшая к ядру оболочка называется К-оболочкой, следующая за ней L-оболочка, третья M-оболочка и т.д.

В зависимости от расстояния оболочек от ядра электроны в этих оболочках находятся в различных энергетических состояниях. От удара электрона, пришедшего с катода на анод рентгеновской трубки, происходит выбивание электрона из какого-либо внутреннего слоя К, L, M и т.д.; этот электрон покидает атом. Он не может остаться в каком-либо более высоком слое, так как в нормальном состоянии все слои заполнены и в них нет свободных мест. Таким

образом, при удалении электрона из внутренней оболочки в нем освобождается одно место, а атом переходит в возбужденное состояние. На освободившееся место может перескочить электрон из более высокого слоя; при этом излучается фотон с частотой, определяемой по условию Бора:  $h\nu = E_n - E_m$ , где  $n$  и  $m$  – номера слоев К, L, M и т.д.

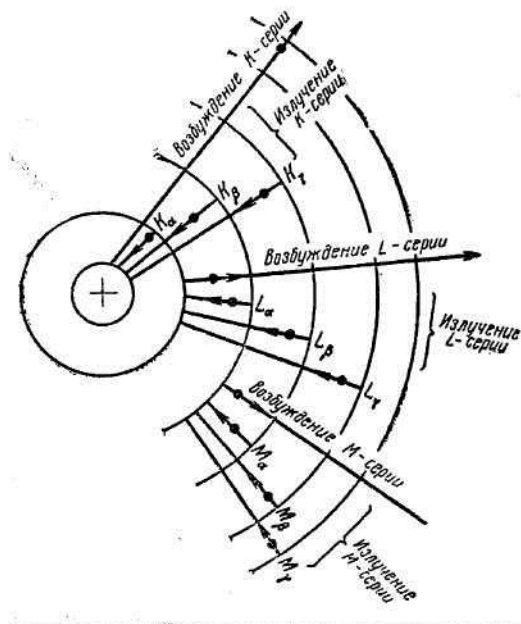


Рис 22

Если вырывается один из двух электронов К-слоя, то освободившееся место может быть занято электроном из какого-либо внешнего слоя (L, M, N и т.д.). При этом возникает К-серия. Аналогично возникают и другие серии (рис.22). Серия К обязательно сопровождается остальными сериями, так как при испускании ее линий освобождаются уровни в слоях L, M, N и т.д., которые будут в свою очередь заполняться электронами из более высоких слоев.

Английский физик Г.Мозли (1882-1915) установил в 1913 г. закон, связывающий частоты линий рентгеновского спектра с атомным номером  $Z$  испускающего их элемента. Согласно этому закону длину волны  $K_{\alpha}$ -линии можно представить формулой

лой

$$\frac{1}{\lambda_{K\alpha}} = R(Z - 1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad (4.5)$$

$R$  – постоянная Ридберга,  $K_{\beta}$ -линии – формулой

$$\frac{1}{\lambda_{K\beta}} = R(Z - 1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right), \quad (4.6)$$

$L_{\alpha}$ -линии – формулой

$$\frac{1}{\lambda_{L\alpha}} = R(Z - 7,5)^2 \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \quad (4.7)$$

и т.д. Все эти формулы имеют вид

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (4.8)$$

Закон Мозли обычно выражается формулой

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = C(Z - \sigma), \quad (4.9)$$

где  $C$  и  $\sigma$  - константы.

Закон Мозли позволяет по измеренной длине волны рентгеновских линий точно установить атомный номер данного элемента, он сыграл большую роль при размещении элементов в периодической системе.



## Глава V. Свойства и строение атомных ядер

### § 1. Исходные микрочастицы

Малые размеры ядер порядка  $10^{-14}$ - $10^{-15}$  м, специфические свойства ядер, как, например, необычайно большая плотность ядерного вещества ( $10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>), высокие температуры этого вещества ( $\sim 10^{10}$  К) и взаимные превращения ядерных частиц (нуклонов), могут быть изучены путем выделения тех частиц, состав которых в настоящее время остается еще пока до конца не выясненным. Такие частицы в ядерных соотношениях являются исходными и в этом смысле называются элементарными.

Каждой элементарной частице вещества соответствует античастица той же массы, но отличающаяся одним из следующих свойств – зарядом, направлением спина, направлением магнитного момента. Буквенное обозначение такое же, но с волновой линией сверху. Особенностью элементарных частиц является их взаимная превратимость, распад и возбужденные состояния.

В настоящее время элементарные частицы делятся на следующие группы.

1. **Фотоны**. Они не имеют электрического заряда и массы покоя и представляют собой движущиеся кванты электромагнитного поля, или частицы поля. Фотоны существуют только при одной скорости перемещения – скорости света  $c$ . При  $2h\nu > 2m_e c^2 = 1,1$  МэВ в поле атомного ядра может происходить превращение этого вида материи (фотона) в другую форму материи, а именно в пару частиц – электрон и позитрон (частица и античастица)  $2h\nu \rightarrow e^+ + e^-$ .

Происходит и обратный процесс – аннигиляция – исчезновение электрон-позитронной пары с образованием двух квантов энергии  $e^+ + e^- \rightarrow 2h\nu$ .

2. **Лептоны**. К ним относятся нейтрино,  $\beta$ -частицы и  $\mu$ -мезоны. К лептонам относятся также и фотоны, хотя более правильно их объединять в отдельную группу, как мы и сделали.

Наилегчайшие частицы – нейтрино ( $\nu$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}$ ) – не имеют массы покоя и заряда, подвержены только очень слабым взаимодействиям. Нейтрино имеют очень большую длину свободного пробега, в миллиарды раз больше радиуса Земли.

Около 10% всей энергии, излучаемой Солнцем, уносится потоком нейтрино. На 1 см<sup>2</sup> земной поверхности падает каждую секунду  $10^{10}$  нейтрино. Нейтрино возникают при распаде неустойчивых элементарных частиц и при  $\beta$ -распадах атомных ядер. Роль этих частиц в образовании микрообъектов природы пока еще не изучена до конца.

$\beta$ -частицы – это электроны и позитроны. Электрон – самая легкая заряженная частица, известная в земных условиях. Позитрон – античастица электрона в земных условиях аннигилирует за  $10^{-6}$  с.

$\mu$ -мезоны или мюоны – неустойчивые частицы. Они составляют основную часть проникающей компоненты космического излучения.  $\mu$ -мезоны возникают в ядрах при распаде более тяжелых  $\pi$ -мезонов,  $m_\mu = 206,7 m_e$  ( $m_e$  – масса электрона). Распад в ядрах  $\mu$ -мезонов приводит к испусканию электронов ( $\beta$ -излучение).

3. **Мезоны.** К ним относятся  $\pi$ - и K-мезоны. Нейтральные  $\pi^0$ -мезоны имеют массу  $m=264,2m_e$  и очень малое время жизни ( $\sim 10^{-16}$  с) и превращаются в основном в два фотона:  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Заряженные  $\pi^\pm$ -мезоны имеют массу  $m=273m_e$ , время жизни  $2,6 \cdot 10^{-8}$  с и превращаются в  $\mu$ -мезоны.

K-мезоны имеют большую массу  $m=974,8m_e$  ( $K_1^0$  и  $K_2^0$ ) и  $m=966,5m_e$  ( $K^+$  и  $K^-$ ). Значение K-мезонов в семействе элементарных частиц пока не выяснено.

4. **Барионы.** Наиболее тяжелые частицы барионы состоят из нуклонов (ядерные частицы) и гиперонов. Нуклонами называют две пары частиц – протон и антипротон, нейтрон и антинейтрон. Аннигиляция протона и антипротона приводит к образованию мезонов. Протоны вследствие своей устойчивости составляют основную часть космического излучения, достигающего атмосферы Земли.

Протон совместно с присущим ему  $\pi$ -мезонным облаком образует некую желеобразную частицу радиусом  $\sim 1,5 \cdot 10^{-15}$  м. Нейтрон – беззарядовая частица с массой  $m_n=1838,6m_e$ , несколько больше массы покоя протона  $m_p=1836m_e$ , распадается в течение 1000 с.

Гипероны рассматриваются как возбужденные состояния нуклонов и являются неустойчивыми частицами. Они образуются в результате столкновения  $\pi$ -мезонов с нуклонами и при распаде превращаются в те же частицы.

В настоящее время известно около 400 частиц, и дальнейшее изучение их свойств, по-видимому, потребует пересмотра наших представлений об элементарности этих частиц.

## § 2. Массы атомных ядер

Почти вся масса атома сосредоточена в его ядре, а, зная массы атомов, можно делать заключение о довольно большом количестве свойств ядер. Прибор, с помощью которого измеряют массы атомов, называется масс-спектрометром. На современных спектрометрах можно измерять массы атомов с точностью до  $10^{-4}\%$ .

Атомные массы – это массы нейтральных атомов, а не массы ядер, лишенных внешних электронов.

Поэтому в приводимых обычно числах учтены массы орбитальных электронов. Массы атомов выражаются в атомных единицах массы (а.е.м.), в которых масса углерода равна по определению точно 12,000 а.е.м. Значение единицы массы с точностью до четвертого знака равно  $1 \text{ а.е.м.} = 1,6604 \cdot 10^{-27}$  кг.

В начале прошлого века, вскоре после создания методов измерения масс атомов, было обнаружено, что не все атомы данного химического элемента имеют одинаковую массу. Выяснилось, что среди совокупности атомов, образующих данный химический элемент, имеются атомы с различной массой. Так, например, среди атомов калия встречаются атомы с массой, близкой к 39, 40, 41. Хотя массы атомов, представляющих химический элемент, различны, однако состав элемента вполне определен. Так, среди атомов калия встречаются только такие, масса которых равна 39, 40, 41 и никакие другие. Относительное их количество оказалось одним и тем же для любых образцов данного химического

элемента. Это обстоятельство обеспечивает постоянство атомной массы данного химического элемента.

Атомы, образующие химический элемент, хотя и имеют различную массу, но химические свойства у них настолько близки, что не представляется возможным химическим путем отделить атомы друг от друга. Это обусловлено абсолютной идентичностью строения электронных оболочек. В таблице Менделеева все такие атомы находятся в одной клеточке, в одном месте и называются изотопами (изотоп – греческое слово, означающее одинаковое место).

### § 3. Протонно-нейтронная структура ядра

При анализе масс изотопов наблюдается интересная закономерность: значения их масс всегда выражаются почти целым числом масс атома водорода – 1,007825 а.е.м. Например, изотоп атома водорода – дейтерий примерно вдвое тяжелее атома водорода, а масса трития примерно втрое больше массы атома водорода. Среди изотопов обнаружены изотопы с массой в 3,4 (изотоп гелия), 6,7 (изотоп лития), 9 (бериллий), 10,11 (изотопы бора) и т.д. раз больше массы атома водорода. Поэтому напрашивается мысль о том, что все атомные ядра состоят из простейших ядер – ядер легкого изотопа водорода. Это простейшее ядро получило название протона, что значит по-гречески «простейший». Однако если взять массу любого изотопа, она неизменно больше, чем  $Z$  масс атома водорода, при заряде ядра атома, равном  $Ze$ . Например, атомное число  $Z$  натрия равно 11, а масса его изотопа равна 23 массам водородных атомов.

Можно предположить, что в ядре присутствуют электроны, которые будут нейтрализовать избыточный положительный заряд. Тогда, например, ядро гелия должно состоять из 4 протонов и 2 электронов, чтобы его заряд был равен  $+2e$ . Это предположение, казалось бы, подтверждается и явлением  $\beta$ -распада, т.е. спонтанным испусканием электронов некоторыми радиоактивными ядрами. Однако гипотеза о наличии в ядре электронов не получила подтверждения, и для того, чтобы доказать это, обратимся к соотношению неопределенностей.

Как мы уже знаем, ядра имеют радиус менее  $10^{-14}$  м. Для электрона, находящегося внутри ядра, неопределенность в координате не может превышать  $10^{-14}$  м. При этом соответствующая неопределенность в импульсе электрона равна

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж/с}}{10^{-14} \text{ м}} \geq 1,05 \cdot 10^{-20} \text{ кгм/с.}$$

Если неопределенность в импульсе электрона такого порядка, то сам импульс должен быть по крайней мере сравним по величине с этим значением. При импульсе  $1,02 \cdot 10^{-20}$  кгм/с энергия по классической формуле равна  $T = \frac{p^2}{2m} = 400$  МэВ, что много больше энергии покоя электрона  $m_0 c^2$ , поэтому для определения  $T$  применяется крайне релятивистская формула  $T = pc = 1,05 \cdot 10^{-20} \cdot 3 \cdot 10^8 = 3,2 \cdot 10^{-12}$  Дж  $\approx 20$  МэВ.

Таким образом, если электрон входит в состав ядра, его кинетическая энергия должна быть  $>20$  МэВ. Однако электроны, испускаемые при  $\beta$ -распаде

из ядра, имеют энергию всего 2 МэВ или 3 МэВ, т.е. на порядок меньше энергий, которые они должны иметь внутри ядра, если бы они существовали в нем.

Можно показать, что энергия протона в ядре в соответствии с принципом неопределенности должна быть  $\approx 0,23$  МэВ. Наличие в ядре протонов с такими кинетическими энергиями вполне возможно.

Итак, остается предположить, что наряду с протоном, имеющим массовое число 1 и заряд +1, имеются в природе другие частицы с массовым числом, равным единице, но лишенные зарядов – нейтральные ядерные частицы. Существование в природе нейтральных частиц с массовым числом единица было подтверждено. В 1932 г. английский физик Дж. Чадвиг (1891-1974) обнаружил такие частицы и назвал их нейтронами. Масса нейтрона  $m_n = 1,008665$  а.е.м.  $= 1,6748 \cdot 10^{-27}$  кг, которая немного больше массы протона. Итак, атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. В настоящее время это является твердо установленным фактом.

При описании ядер используются следующие термины и символы:  $Z$  (атомный номер) определяет число протонов в ядре,  $N$  (нейтронное число) определяет число нейтронов,  $A$  (массовое число)  $= Z + N$  определяет общее число нейтронов и протонов. Термин **нуклон** относится как к протону, так и к нейтрону, так что число  $A$  – это число нуклонов в данном ядре. Изотопы обозначаются следующим образом:  ${}_Z X^A$ ,  $X_Z^A$  или  ${}_Z^A X$ , где  $X$  – химический символ элемента. Например, изотоп углерода с  $A=12$  и  $Z=6$  записывается как  $C_6^{12}$ .

Полагая, что ядра состоят из протонов и нейтронов, можно объяснить свойства изотопов: все изотопы одного элемента содержат одинаковое число протонов, но разное число нейтронов.

#### § 4. Некоторые закономерности строения ядер

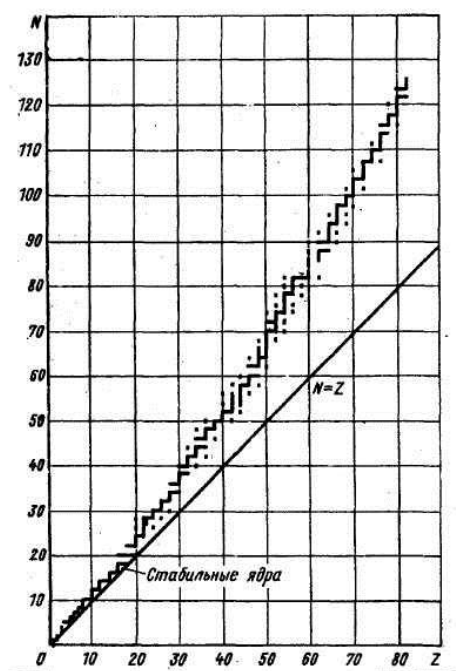


Рис. 23.

Не все сочетания нейтронов и протонов образуют стабильные ядра. Как правило, в легких ядрах ( $A < 20$ ) содержится одинаковое число нейтронов и протонов, а в более тяжелых ядрах доля нейтронов становится все больше. Это видно из рис.23, где отложена зависимость  $N$  от  $Z$  для стабильных ядер.

Из рис.23 видно, что при малых значениях  $A$  число нейтронов и протонов приблизительно равно. По мере роста  $Z$  кривая на рис.23 все больше отклоняется от линии  $A=Z$ . Действительно, с ростом  $Z$  силы кулоновского отталкивания возрастают пропорционально  $Z(Z - 1) \approx Z^2$  и для компенсации возрастающего отталкивания число нейтронов, играющих роль «ядерного цемента», должно расти быстрее числа протонов. Поэтому кулоновское отталкивание протонов существенное по всему объему ядра, дальше опре-

деленного предела нейтроны уже не в состоянии помешать развалу ядра. Таким пределом является изотоп висмута  $Bi_{83}^{209}$  – самый тяжелый стабильный изотоп. Все ядра с  $Z > 83$  и  $A > 209$  спонтанно превращаются в более легкие ядра путем испускания одной или большего числа  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц.

Существуют некоторые принципы строения ядер:

1. Общее число ядер с четным  $Z$  значительно больше общего числа ядер с нечетным  $Z$ ;
2. Общее число ядер с четным  $A$  значительно больше общего числа ядер с нечетным  $A$ ;
3. Почти все ядра с четным  $A$  имеют четное  $Z$ ;
4. Не встречаются в природе ядра, массовые числа которых удовлетворяли бы формуле  $A = 4n + 1$ , при  $n > 52$ ;
5. Особенно устойчивы те ядра, у которых  $Z = 2, 8, 20$  (дважды «магические» числа) и  $Z = 28, 50, 82$ , а  $N = 50, 82, 126$  («магические» числа).

Рассмотренные принципы построения ядер не имеют пока достаточно четкого объяснения.

## § 5. Размеры ядер

Под «размером» ядра понимается область, в которой проявляется действие ядерных сил. Размеры атомных ядер могут быть определены путем анализа данных о рассеянии протонов,  $\alpha$ -частиц и нейтронов веществом, содержащим рассматриваемые ядра. В опыте Резерфорда учитывалось кулоновское взаимодействие, такое взаимодействие будет иметь место, пока частица и ядро находятся сравнительно далеко друг от друга. Если же они сблизятся на расстояние, равное или меньшее радиуса действия ядерных сил, то возникает так называемое аномальное рассеяние, которое не подчиняется формуле Резерфорда.

Расстояние, на котором нормальное рассеяние сменяется аномальным, зависит от энергии частиц. Из значения энергии частицы вычисляют радиус ядра, т.е. той области, в которой начинают действовать ядерные силы.

Величина радиуса ядра может быть определена с достаточной степенью точности по формуле

$$R = 1,3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3}. \quad (5.1)$$

Из соотношения следует, что плотность ядер

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} A}{4/3\pi(1,3 \cdot 10^{-15})^3 A} \approx 1,8 \cdot \frac{10^{17} \text{ кг}}{\text{м}^3} \approx 1,8 \cdot 10^8 \text{ тонн/см}^3$$

имеет постоянное значение. Примечательна огромная величина плотности ядерной материи – около 180 миллионов тонн на кубический сантиметр.

## Глава VI. Радиоактивность

### § 1. Открытие радиоактивности

Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. французским ученым Антуаном Анри Беккерелем (1852-1908). Он обнаружил, что изотопы урана и их соединения испускают лучи, проникающие сквозь непрозрачные тела и засвечивающие фотопластинку. Несколько позже основополагающие исследования радиоактивности были проведены Пьером и Марией Кюри, Содди и Резерфордом. Было установлено, что радиоактивны не только уран и его изотопы, но и изотопы всех элементов, стоящие в таблице Менделеева за висмутом ( $Z=83$ ).

Явлением радиоактивности называется самопроизвольное превращение одних атомных ядер в другие, сопровождающееся испусканием различных видов радиоактивных излучений. Замечательной особенностью обнаруженного излучения оказалась его самопроизвольность и постоянство, полная независимость от изменения внешних условий: освещения, давления, температуры, наличия электрических и магнитных полей и т.д. Радиоактивность, наблюдающаяся у существующих в природе изотопов, называется естественной в отличие от искусственной радиоактивности у изотопов, полученных при различных ядерных реакциях лабораторным или промышленным способом. Известны радиоактивные изотопы всех химических элементов, в том числе более 1000 искусственных. Принципиальной разницы между естественной и искусственной радиоактивностями нет, так как свойства изотопов не зависят от способа их образования.

В 1897 г. Резерфорд установил, что радиоактивные излучения состоят из трех компонент, обладающих различной проникающей способностью. Исследования методом отклонения в магнитном поле дали возможность разделить эти компоненты, получившие название  $\alpha$  – (положительно заряженных),  $\beta$  – (отрицательно заряженных) и  $\gamma$  – (нейтральных) лучей. Все три вида лучей излучаются соединениями, которые содержат несколько радиоактивных элементов. Чистый радиоактивный элемент испускает или  $\alpha$ - или  $\beta$ -лучи, которые сопровождаются  $\gamma$ -лучами. Испускание одного только  $\gamma$ -излучения наблюдается очень редко.

$\alpha$ -лучи представляют собой ядра гелия  ${}^4_2\text{He}$ . Это было доказано прямыми опытами Резерфорда и Содди.

Измерения удельного заряда  $\frac{e}{m}$  показали, что  $\beta$ -лучи являются электронами, достигающими в некоторых случаях очень больших скоростей, близких к скорости света. В 1934 г. было открыто, что некоторые радиоактивные изотопы могут испускать позитроны –  $\beta^+$ -лучи.

Отсутствие отклонения в магнитном поле, огромная пропускающая способность  $\gamma$ -лучей указывали на аналогию  $\gamma$ -лучей с рентгеновскими. Это было доказано с помощью дифракции  $\gamma$ -лучей на кристаллах. Таким образом,  $\gamma$ -лучи – это электромагнитное излучение с длиной волны порядка  $10^{-13}$ - $10^{-15}$  м и энергией порядка 0,1-10 МэВ.

## § 2. Закон радиоактивного распада

Опыт показывает, что количество радиоактивных изотопов с течением времени всегда уменьшается по экспонентальному закону. В дальнейшем уменьшение радиоактивных изотопов будем называть радиоактивным распадом или просто распадом.

Так как распад происходит самопроизвольно, не зависит от внешних условий, то число ядер  $dN$ , распадающихся за время от  $t$  до  $t+dt$ , будет пропорционально этому промежутку времени  $dt$  и общему числу  $N$  ядер радиоактивного элемента, имеющих к моменту времени  $t$ :

$$-dN = \lambda \cdot N \cdot dt, \quad (6.1)$$

где  $\lambda$  - коэффициент пропорциональности, называемый постоянной распада данного элемента. Знак минус указывает на уменьшение числа ядер со временем.

Уравнение (6.1) можно переписать в следующем виде:  $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$ . Интегрируя каждую часть, получим

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt; \ln N - \ln N_0 = -\lambda t; N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.2)$$

где  $N_0$  - число ядер элемента в начальный момент времени,  $N$  - число ядер этого же элемента, оставшихся по истечении времени  $t$ . Соотношение (6.2) называется законом радиоактивного распада.

Для характеристики быстроты распада удобно пользоваться периодом полураспада  $T$ . Периодом полураспада называется время, в течение которого количество ядер исходного элемента уменьшается вдвое. Из определения  $T$  и формулы (6.2) следует, что

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T},$$

откуда получим

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (6.3)$$

Число ядерных распадов в одну секунду называется активностью элемента:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (6.4)$$

Из формул (6.1), (6.3) и (6.4) следует, что

$$A = \lambda N = \frac{N \ln 2}{T}. \quad (6.5)$$

Таким образом, активность элемента пропорциональна его количеству и обратно пропорциональна периоду полураспада.

Изменение активности элемента с течением времени определяется по формуле:

$$A = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.6)$$

где  $A_0 = \lambda N_0$  - активность в момент времени  $t$ .

За единицу активности принят беккерель (Бк). Беккерель равен активности изотопа в радиоактивном источнике, в котором за 1 с происходит один акт распада:  $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/1 с} = 1 \text{ распад/с} = 1 \text{ с}^{-1}$ .

### § 3. Радиоактивные семейства

При радиоактивном излучении происходит превращение одних элементов в другие, которое подчиняется *правилу смещения*. Это правило связывает массовые и зарядовые числа изотопа, испытывающего радиоактивный распад, и образовавшегося изотопа.

Согласно правилу смещения при  $\alpha$ -распаде массовое число  $A$  уменьшается на 4 единицы, а зарядовое – на 2 единицы; при  $\beta$ -распаде (излучение электрона)  $A$  не меняется, а зарядовое число  $Z$  увеличивается на единицу; при  $\beta^+$ -распаде (испускание позитрона) массовое число также не меняется, а  $Z$  уменьшается на единицу.

В природе существуют цепочки радиоактивных элементов (нуклидов), возникающих последовательно в результате ядерных превращений, которые называются *радиоактивными семействами* или *радиоактивными рядами*. В настоящее время известны четыре радиоактивных семейства. Нуклиды, массовые числа которых определяются как

$$A=4n, \quad (6.7)$$

где  $n$  – целое, могут распадаться один в другой в порядке уменьшения массового числа. Говорят, что радиоактивные нуклиды, чьи массовые числа подчиняются соотношению (6.7), являются членами  $4n$ -семейства. Члены  $4n+1$ -семейства имеют массовые числа, определяемые соотношением

$$A=4n+1, \quad (6.8)$$

а члены  $4n+2$ - и  $4n+3$ -семейств имеют массовые числа, определяемые соответственно соотношениями

$$A=4n+2, \quad (6.9)$$

$$A=4n+3. \quad (6.10)$$

Члены каждого из этих семейств могут также распадаться друг в друга в порядке уменьшения массовых чисел.

В таблице 2 дан список названий четырех радиоактивных семейств, указаны родительские нуклиды и их период полураспада, приведены также стабильные дочерние нуклиды, замыкающие эти семейства.

Таблица 2

Массовое число	Семейство	Родительское ядро	Период полураспада	Конечное стабильное ядро
$4n$	Тория	${}_{90}\text{Th}^{232}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	${}_{82}\text{Pb}^{208}$
$4n+1$	Нептуния	${}_{93}\text{Np}^{237}$	$2,25 \cdot 10^6$	${}_{83}\text{Bi}^{209}$
$4n+2$	Урана	${}_{92}\text{U}^{238}$	$4,51 \cdot 10^9$	${}_{82}\text{Pb}^{206}$
$4n+3$	Актиния	${}_{92}\text{U}^{235}$	$7,07 \cdot 10^8$	${}_{82}\text{Pb}^{207}$

Как видно из табл.2, в природе происходит постоянное накопление свинца и висмута. Следует отметить, что природного нептуния на Земле уже нет, так как он полностью распался; сейчас нептуний получают искусственно.

Несколько радиоактивных нуклидов с атомными номерами  $<82$  найдены в природе, хотя и в очень малых количествах.



## § 4. Закономерности $\alpha$ -распада

В большинстве случаев естественные радиоактивные превращения представляют собой  $\alpha$ -распад. При  $\alpha$ -распаде согласно правилу смещения происходит радиоактивный распад с выделением ядра гелия



где  ${}_Z X^A$  – материнское ядро,  $Y^X$  – символ дочернего ядра,  ${}_2 \text{He}^4$  – ядро гелия ( $\alpha$ -частица).

Отличительной особенностью  $\alpha$ -распада является моноэнергетичность  $\alpha$ -частиц, испускаемых данным ядром, а если частицы имеют одну и ту же энергию, то и пробег будет один и тот же. Экспериментально было найдено соотношение между длиной пробега  $R$  и постоянной распада  $\lambda$

$$\ln R = a \ln \lambda + b, \quad (6.12)$$

где  $a$  и  $b$  – эмпирические константы. Это равенство выражает закон Гейгера-Нэттола, из которого следует, что чем меньше период полураспада, тем больше пробег  $\alpha$ -частиц, и соответственно, энергия.

Длина пробега  $R$   $\alpha$ -частицы и средняя скорость связаны между собой соотношением  $R \approx cv^3$ , где  $c=9,6 \cdot 10^{-24} \text{ с}^3/\text{м}^2$ .

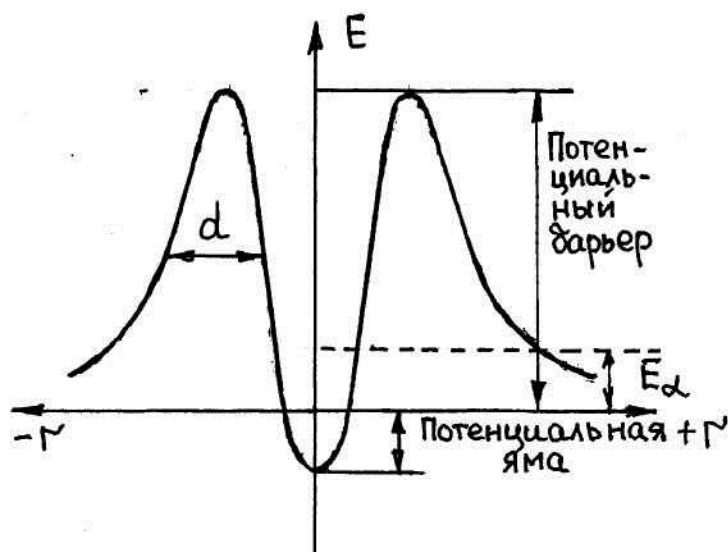


Рис. 24

Процесс  $\alpha$ -распада нельзя объяснить с точки зрения классической механики, так как потенциальный барьер ядерных сил больше, чем энергия вылетающих из ядра  $\alpha$ -частиц (рис.24). Действительно, энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых, например, ураном  ${}_{92}\text{U}^{238}$ , имеет значение 4,2 МэВ, тогда как высота барьера равна 28,1 МэВ.

Явление прохождения  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер называется **туннельным эффектом** и объясняется кор-

пускулярно-волновыми свойствами частицы. Согласно квантово-механической теории  $\alpha$ -частица в ядре атома движется со значительной скоростью, и имеется определенная вероятность, что она покинет пределы ядра. Выход  $\alpha$ -частицы за пределы атомного ядра – вероятностный процесс, зависящий от высоты и ширины ( $d$ ) потенциального барьера. Например,  $\alpha$ -частица в ядре атома  ${}_{92}\text{U}^{238}$  движется со скоростью  $3 \cdot 10^6$  м/с, что соответствует частоте  $10^{20}$  Гц. Если частица хотя бы десятую часть всего времени находится у поверхности ядра, то она делает в секунду  $10^{19}$  попыток вырваться за его пределы. Так как период полураспада  ${}_{92}\text{U}^{238}$  равен  $T=4,5$  млрд.лет ( $\approx 10^{17}$  с), то лишь одна из  $10^{36}$  попыток  $\alpha$ -частицы вырваться из ядра может быть успешной.

При работе с  $\alpha$ -радиоактивными препаратами надо особенно опасаться попадания радиоактивных загрязнений внутрь организма (вдыхания, заглаты-

вания) и в глаза. Эффект внешнего облучения мал. Все  $\alpha$ -частицы поглощаются одеждой или клетками кожного покрова.

## § 5. Закономерности $\beta$ -распада

Существует три вида  $\beta$ -превращений: электронный или  $\beta^-$ -распад, позитронный или  $\beta^+$ -распад, и электронный захват. При электронном распаде атом испускает отрицательные  $\beta$ -частицы (электроны), а при  $\beta^+$ -распаде - положительные  $\beta$ -частицы (позитроны).

При изучении спектра  $\beta$ -излучения перед физиками встала весьма трудная задача. Нужно было ответить на вопрос о том, какие процессы происходят в ядре при  $\beta$ -распаде. Когда существовала протонно-электронная теория строения ядра,  $\beta^-$ -распад объяснялся просто. Вылетает электрон, и ядро увеличивает свой заряд на единицу. Но ведь было доказано, что в ядре электронов нет. Да и как объяснить  $\beta^+$ -распад?

Поскольку при  $\beta$ -распаде массовое число остается неизменным, т.е. остается постоянным общее число нуклонов, то изменение заряда указывает на изменение числа протонов и нейтронов. Следовательно, при  $\beta^-$ -распаде происходит превращение нейтронов в протоны, и при  $\beta^+$ -распаде - протонов в нейтроны. В результате этих превращений выделяется энергия, за счет которой и возникает  $\beta$ -электрон или  $\beta$ -позитрон.

Однако появление  $\beta$ -частиц не может быть единственным следствием превращений в ядре. Дело в том, что спин нуклона равен  $\frac{1}{2}$ , а образуются две частицы со спинами, равными тоже по  $\frac{1}{2}$ . Наблюдается несохранение величины спина. Действительно, например, при  $\beta^-$ -распаде до превращения нейтрон имел спин  $S=\frac{1}{2}$ . Суммарный же спин протона и электрона равен либо нулю, либо единице. Устранить противоречие с величиной спина можно, если допустить, что в процессе  $\beta$ -распада наряду с электроном или позитроном возникает еще одна частица, незаряженная, но обладающая спином, равным  $\frac{1}{2}$ . Эту частицу назвали нейтрино (нейтрончик). С учетом нейтрино схемы радиоактивных  $\beta$ -превращений будут выглядеть следующим образом:

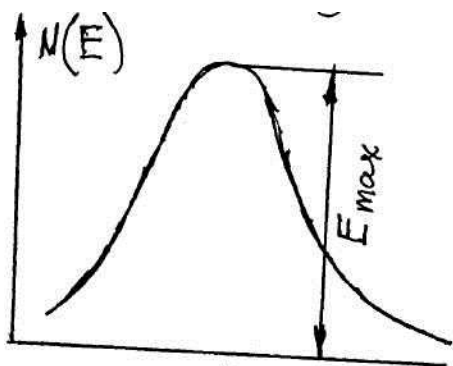
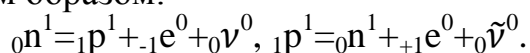


Рис. 25

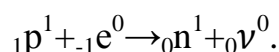
Гипотезу о существовании нейтрино выдвинул в 1930 г. Паули. Эта гипотеза позволила объяснить не только процессы превращений при  $\beta$ -распадах, но и сплошной спектр  $\beta$ -излучения (рис.25). Если полагать, что при  $\beta$ -распаде возникают только одни электроны или одни позитроны, неясно, почему электроны имеют различную энергию. Ведь энергия вылетающей  $\beta$ -частицы должна быть равной  $E_{max} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ , где  $\varepsilon_1$  - энергия связи исходного ядра,  $\varepsilon_2$  - энергия дочернего ядра. Однако если вылетают при  $\beta$ -распаде две частицы, то часть энергии будет уносить с собой нейтрино, т.е.

$$E_{max} = E_\beta - E_\nu.$$

Гипотеза о нейтринно успешно разрешила затруднения с сохранением спина и с формой  $\beta$ -спектра. Обнаружено же было нейтринно лишь в 1957 г.

Максимальные значения энергии  $\beta$ -частиц большинства радиоактивных изотопов лежат в пределах от 0,01 до 3 МэВ. Полное поглощение электронов происходит в воде на расстоянии от 0,002 до 20 мм, для алюминия от  $7 \cdot 10^{-4}$  до 7 мм, для свинца – от  $1,8 \cdot 10^{-4}$  до 0,18 мм.

Электронным захватом, относящимся к  $\beta$ -распаду, называют захват атомным ядром одного из электронов оболочки, окружающих ядро. Наиболее часто происходит К-захват, т.е. захват электрона из К-слоя (реже из L- или M-слоя), в результате чего один из протонов превращается в нейтрон, испуская при этом нейтринно



Следует заметить, что  $\beta$ -излучение для человека абсолютно безопасно.

## § 6. $\gamma$ -излучение

Ядро, как и атом, может находиться в состояниях с определенными энергиями. Возбужденные ядра возвращаются в основные состояния путем испускания фотонов, энергия которых соответствует разностям энергии между различными начальными и конечными состояниями, участвующими в рассматриваемых переходах. Фотоны, испускаемые ядрами, могут иметь энергию вплоть до нескольких МэВ, их обычно называют  $\gamma$ -квантами.

Установлено, что  $\gamma$ -кванты как самостоятельный вид радиоактивного распада не встречаются, а сопровождают  $\alpha$ - и  $\beta$ -распады. При  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах образуются дочерние ядра, которые в самый первый момент находятся в возбужденном состоянии. Переход ядра из возбужденного в нормальное состояние сопровождается выделением энергии в виде  $\gamma$ -квантов.  $\gamma$ -излучение имеет дискретный, линейчатый спектр.

## § 7. Способы наблюдения и регистрации элементарных частиц

При изучении атомного ядра и внутриядерных процессов приходится иметь дело с малыми частицами (электронами, протонами,  $\alpha$ -частицами и т.п.). Наблюдение частиц возможно только в том случае, если они заряжены и имеют большую скорость. Нейтральные частицы можно наблюдать, когда они при взаимодействии с веществом образуют заряженные частицы. Для наблюдения и регистрации микрочастиц ядерная физика пользуется в основном следующими приборами и методами.

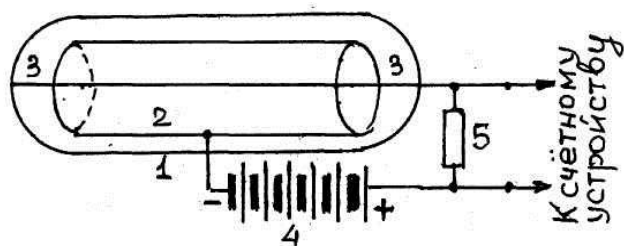


Рис. 26

### 1. Ионизационный счетчик.

Данный счетчик основан на возникновении газового разряда при ионизации газа движущейся заряженной микрочастицей. Самым распространенным ионизационным счетчиком является счетчик Гейгера-Мюллера, схема которого дана на рис.26. В стеклянном бал-

лоне 1, наполненном газом под давлением  $10^4$  Па, находится цилиндрический конденсатор 2 с внутренним электродом в виде металлической нити 3. На конденсатор подано напряжение от батареи 4 через высокоомное сопротивление 5.

Если в конденсатор влетит заряженная микрочастица, то произойдет ионизация газа и газовый разряд. В цепи конденсатора пройдет кратковременный ток, который зафиксируется счетным устройством.

Таким образом, счетчик Гейгера-Мюллера регистрирует каждую ионизирующую частицу. Разрешающая способность счетчика 10000 частиц/с.

2. **Сцинтилляционный счетчик.** Этот счетчик основан на флюоресценции вещества под ударами радиоактивного излучения. Он состоит из прозрачного монокристалла люминофора (**сцинтиллятора**) и многокаскадного **фотоумножителя** (см. «Краткий курс физики». Часть 3. Гл. VIII, § 1). Счетчик действует следующим образом. Микрочастица, падая на сцинтиллятор, вызывает в нем кратковременную вспышку. Свет этой вспышки с помощью фотоэлектронного умножителя усиливается и регистрируется счетным устройством.

Разрешающая способность сцинтилляционных счетчиков на несколько порядков выше, чем ионизационных счетчиков.

3. **Камера Вильсона.** Метод камеры Вильсона основан на том, что в пересыщенном паре ионы являются центрами конденсации. Изобретена камера в 1912 г. английским физиком Ч. Вильсоном (1869-1959). Пересыщение пара в камере достигается путем быстрого адиабатического расширения объема камеры, содержащего насыщенный пар. Если при этом в камеру попадает заряженная частица, то при давлении она создает цепочку ионов, присутствие которых обнаруживается по образованию вокруг них капелек.

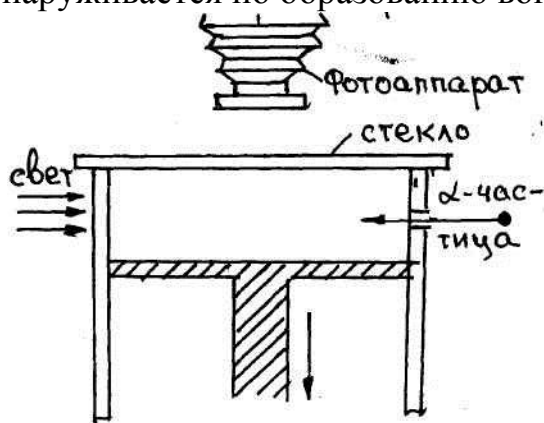


рис. 27

Освещая камеру после расширения, можно наблюдать и фотографировать пути или, как их называют, **треки** отдельных частиц. Если поместить камеру в сильное магнитное поле, то каждый трек изогнут, это позволяет по радиусу кривизны определить заряд, массу и скорость частицы.

Камеры Вильсона делаются автоматическими, т.е. камера приводится в действие (происходит расширение, освещение, фотографирование) только в то время,

когда через нее проходят регистрируемые частицы. На рис. 27 дана схема камеры Вильсона.

4. **Пузырьковая камера.** Она представляет собой сосуд, заполненный жидкостью (пропаном, пентаном, фреоном и др.) при давлении, превышающем давление ее насыщенного пара. Действие пузырьковой камеры основано на том, что заряженные частицы при своем движении создают вдоль траектории в жидкости центры парообразования в виде пузырьков, которые можно наблюдать и фотографировать.

Так как жидкость является достаточно плотной средой, то движущиеся в ней микрочастицы сильно тормозятся и останавливаются, пройдя сравнительно короткий путь. Поэтому с помощью пузырьковой камеры можно исследовать частицы, обладающие очень высокой энергией на ускорителях.

**5. Метод толстослойных фотографических эмульсий** основан на том, что в фотоэмульсии (из бромистого серебра), через которую проходит заряженная частица, получается изображение траектории частицы. Поскольку фотоэмульсию можно экспонировать в течение длительного времени, данный метод оказывается особенно ценным для наблюдения редко встречающихся частиц и исследования редких ядерных процессов.

Кроме рассмотренных методов для наблюдения микрочастиц применяются черенковские счетчики и полупроводниковые детекторы.

## Глава VII. Ядерные силы и энергия связи ядра

### § 1. Ядерные силы

Размеры ядра составляют величину порядка  $10^{-14}$ - $10^{-15}$  м, на таком расстоянии находятся и нуклоны в ядре. Столь малые расстояния между нуклонами должны вызывать огромное электростатическое отталкивание протонов. Однако наблюдаемая на опыте устойчивость ядер означает, что, кроме электростатических сил отталкивания, между частицами в ядре действуют более мощные силы притяжения. Это не могут быть силы ньютоновского притяжения, т.к. они очень малы. Следовательно, существует особый вид взаимодействия, называемое сильным, а соответствующие ему силы – ядерными.

Полная теория ядерных сил до настоящего времени пока не построена, однако ряд характеристик ядерных сил изучен:

1. Ядерные силы обладают свойством зарядовой независимости, т.е. нейтрон с нейтроном, нейтрон с протоном и два протона взаимодействуют друг с другом одинаково.

2. Ядерные силы являются короткодействующими. При расстоянии между нуклонами больше, чем  $3 \cdot 10^{-15}$  м, действие их уже не обнаруживается.

3. Ядерные силы обладают свойством насыщения. Это свойство проявляется в том, что каждый нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседних нуклонов.

Из всех современных предположений наибольшее подтверждение получила гипотеза о том, что ядерное взаимодействие обусловлено тем, что нуклоны постоянно обмениваются частицами с массами в 200-300 больше массы электрона. Эта гипотеза была высказана в 1935 г. японским физиком Х.Юкава (1907-1981), а несколько позже были обнаружены такие частицы, которые получили название мезоны (от греческого – средний). Это частицы  $\pi$ -,  $\mu$ -,  $K$  – мезоны. В настоящее время считается, что взаимодействие между нуклонами осуществляется путем обмена  $\pi$ -мезонами.

### § 2. Энергия связи ядра

Для удаления нуклона из ядра необходимо преодолеть притяжение, обусловленное ядерными силами. Работа, необходимая для этого, называется энергией связи нуклона. Работа, которая будет затрачиваться на разделение ядра на отдельные нуклоны без сообщения им кинетической энергии, называется энергией связи ядра. Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра должна выделяться такая же энергия, какую нужно затратить при расщеплении ядра на составные нуклоны. Тогда энергией связи ядра можно назвать разность между энергией всех свободных нуклонов, составляющих ядро и их энергией в ядре.

При образовании ядра происходит уменьшение его массы: масса стабильного ядра всегда меньше суммарной массы составляющих его нуклонов. Уменьшение массы ядра при его образовании объясняется выделением энергии

связи. Если  $\Delta E_{\text{св}}$  - величина энергии, выделяющейся при образовании ядра, то соответствующая ей масса -  $\Delta m$ , равная на основании уравнения Эйнштейна из теории относительности:

$$\Delta m = \frac{\Delta E_{\text{св}}}{c^2}, \quad (7.1)$$

называется дефектом массы и характеризует уменьшение суммарной массы при образовании ядра из составляющих его нуклонов. Так как ядро с массой  $M_{\text{я}}$ , образовано из  $Z$  протонов массой  $m_p$  и из  $(A-Z)$  нейтронов с массой  $m_n$ , то

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}. \quad (7.2)$$

Если в уравнение (7.2) добавить и вычесть  $Zm_e$ , где  $m_e$  - масса электрона, то получим

$$\begin{aligned} \Delta m &= Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - (M_{\text{я}} + Zm_e) = \\ &= Zm_H + (A - Z)m_n - M_a, \end{aligned} \quad (7.3)$$

где  $m_H$  - масса водородного атома,  $M_a$  - масса атома.

Зная  $\Delta m$ , можно найти энергию связи ядра

$$\Delta E_{\text{св}} = \Delta mc^2 = [Zm_H + (A - Z)m_n - M_a]c^2. \quad (7.4)$$

При практических вычислениях  $\Delta m$  массы всех частиц и атомов выражаются в а.е.м. Одной атомной единицы массы соответствует энергия, которая равна

$$1 \text{ а. е. м} \cdot c^2 = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \cdot 9 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} = 1,491 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = \frac{1,491 \cdot 10^{-10}}{1,602 \cdot 10^{-13}} = 931 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, для получения энергии связи ядра в МэВ необходимо  $\Delta m$  в а.е.м умножить на 931:

$$\Delta E_{\text{св}} = 931 \Delta m \text{ (МэВ)}. \quad (7.5)$$

Энергия связи меняется от 2,23 МэВ для дейтона (самого легкого составного ядра) до 1640 МэВ для  ${}_{83}\text{Bi}^{209}$  (самого тяжелого стабильного ядра). Как показывает рассмотрение величины  $\Delta E_{\text{св}}$ , она приблизительно пропорциональна массовому числу  $A$ . Следовательно, на каждый нуклон приходится приблизительно одна и та же энергия. Однако более точное определение показывает, что величина энергии связи одной частицы в ядре  $\Delta \epsilon_{\text{св}} = \frac{\Delta E_{\text{св}}}{A}$  различна в разных ядрах.  $\Delta \epsilon_{\text{св}}$  называется удельной энергией связи ядра.

На рис.28 приведена кривая зависимости удельной энергии связи от массового числа  $A$ , характеризующая различную прочность связей нуклонов в ядрах различных химических элементов.

Ядра элементов в средней части периодической системы ( $28 < A < 138$ ), т.е. от  ${}_{14}\text{Si}^{28}$  до  ${}_{56}\text{Ba}^{138}$  наиболее прочны. В этих ядрах  $\Delta \epsilon_{\text{св}}$  близка к 8,7 МэВ/нуклон. Затем по мере увеличения числа нуклонов в ядре удельная энергия связи убывает до значения 7,6 МэВ/нуклон у ядра урана. В области ма-

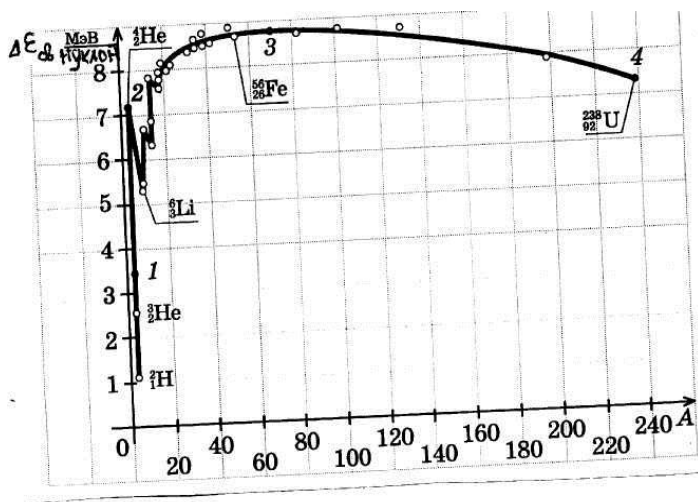


Рис. 28.

лых массовых чисел (при  $A < 28$ )  $\Delta\varepsilon_{\text{св}}$  быстро уменьшается. Наименьшее значение  $\Delta\varepsilon_{\text{св}}$  у дейтерия -  $\Delta\varepsilon_{\text{св}} = 1,09$  МэВ/нуклон.

Таким образом, тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что превращение тяжелых или легких ядер в средние ядра является энергетически выгодным процессом, при этом превращении должна выделяться огромная энергия. Действительно, удельная энергия связи для большинства ядер равна  $\approx 8$  МэВ/нуклон или  $7,72 \cdot 10^{14}$  Дж/кг. Теплотворная способность бензина, например, равна  $4,8 \cdot 10^7$  Дж/кг, т.е. в 10 миллионов раз меньше.

### § 3. Устойчивость ядер. Искусственная радиоактивность

Любая система устойчива, если ее энергия минимальна. Избыток энергии означает возбуждение, и система будет стремиться перейти в состояние с наименьшей возможной энергией. При сохранении общего числа нуклонов такой переход может происходить спонтанно (самопроизвольно). Критерием запаса энергии в ядре является его масса покоя.

Радиоактивное превращение возможно, если масса покоя исходного ядра превышает сумму масс покоя продуктов превращения. Разность масс  $\Delta m$  не исчезает, а превращается в кинетическую энергию продуктов деления  $E = \Delta mc^2$ .

В силу того, что ядерные силы короткодействующие, а электрические силы между протонами действуют на любых расстояниях, относительная роль положительной электрической энергии взаимодействия между протонами возрастает с увеличением частиц в ядре. Поэтому с ростом  $A$  относительное число протонов убывает, а нейтронов возрастает. Если в легких ядрах число нейтронов в среднем составляет 50%, то в самых тяжелых оно достигает 62%. Изменение числа протонов с увеличением  $A$  описывает уравнение

$$Z_{\text{уст}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (7.6)$$

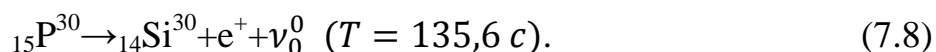
Поскольку  $Z$  не может быть дробным, следует взять ближайшее к (7.6) целое число.

Ядра, которые (при данном  $A$ ) обладают  $Z < Z_{\text{уст}}$  (т.е. избытком нейтронов), неустойчивы и будут превращаться в устойчивые с помощью  $\beta^-$ -распада до тех пор, пока  $Z$  не примет значение  $Z_{\text{уст}}$ . Сильно пересыщенные нейтронами ядра могут испытывать несколько  $\beta^-$ -превращений подряд. При пересыщении ядер протонами ( $Z > Z_{\text{уст}}$ ) получаются ядра  $\beta^+$ -радиоактивные или претерпевающие электронный захват.

Таким образом, для получения искусственной радиоактивности нужного типа необходимо обогащать ядра протонами или нейтронами. Искусственная радиоактивность была открыта Фредериком и Ирэн Жолио-Кюри в 1934 г. Облучая алюминий  $\alpha$ -частицами, они получили  $\beta^+$ -радиоактивный фосфор и нейтрон:



Этот изотоп фосфора испытывает позитронный распад, превращаясь в кремний:





Аналогичным путем Жолио-Кюри получили из бора радиоактивный азот и из магния – радиоактивный кремний. Открытие Жолио-Кюри имело тем большее значение, что до них вообще были неизвестны легкие радиоактивные элементы и был неизвестен позитронный радиоактивный распад. В настоящее время кроме бомбардировки  $\alpha$ -частицами получают радиоактивные элементы и другими способами в результате различных взаимопревращений при ядерных реакциях.

#### § 4. Понятие о ядерных реакциях

Ядерная реакция – это искусственное превращение атомных ядер в результате их взаимодействия друг с другом или с частицами.

Согласно теории Бора ядерная реакция протекает в два этапа. На первом этапе ядро мишени  $A$  сливается с бомбардирующей частицей (или ядром)  $a$ , образуя новое ядро  $C^*$ , которое находится в возбужденном состоянии:  $A + a \rightarrow C^*$  (звездочка указывает на то, что ядро находится в возбужденном состоянии). Возбужденное ядро приобретает не только кинетическую энергию бомбардирующей частицы, но и энергию связи, которая обычно равна 8 МэВ на 1 нуклон. На втором этапе возбужденное ядро  $C^*$  распадается с образованием продуктов реакции:  $C^* \rightarrow B + b$ .

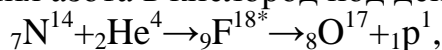
Ядерная реакция характеризуется энергией ядерной реакции  $Q$ , равной разности энергий конечной и исходной пар в реакции. Если  $Q < 0$ , то реакция идет с поглощением энергии и называется эндотермической, если  $Q > 0$ , то реакция идет с выделением энергии и называется экзотермической.

Эффективность ядерной реакции характеризуется величиной эффективного поперечного сечения (или просто сечением реакции), которое определяется по формуле:

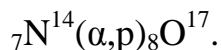
$$\sigma = \frac{dn_0}{n_0 N_0 dx} \quad (7.9)$$

В этом определении принимается, что за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, содержащего  $N_0$  ядер в единице объема, падает плоскопараллельный поток, содержащий  $n_0$  частиц;  $dn_0$  - число частиц, претерпевших ядерную реакцию в слое толщиной  $dx$ .

Первую ядерную реакцию наблюдал в 1919 г. Резерфорд. Он провел ядерную реакцию превращения азота в кислород под действием  $\alpha$ -частиц:



или сокращенно



Обычно ядерные реакции классифицируются в соответствии с природой бомбардирующих частиц: ядерные реакции под действием нейтронов, протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц, многозарядных ионов,  $\gamma$ -квантов. Некоторые типы ядерных реакций принято классифицировать по характеру превращения: кулоновское возбуждение, деление ядер, радиационный захват, реакция срыва и т.д.

Существуют и другие виды классификации ядерных реакций, но при написании любой ядерной реакции должно соблюдаться правило смещения и два следующих правила:

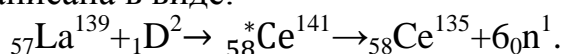
1. Алгебраическая сумма зарядовых чисел  $Z$  ядер и частиц, вступающих в ядерную реакцию, должна быть равна алгебраической сумме зарядовых чисел конечных продуктов ядерной реакции;

2. Сумма массовых чисел исходных продуктов ядерной реакции должна быть равна сумме массовых чисел конечных продуктов.

Таким образом, например, при  $\alpha$ -распаде урана реакция должна выглядеть следующим образом:



При взаимодействии дейтронов с энергией 60 МэВ и лантана возникает реакция, которая будет записана в виде:



Массы исходных и конечных продуктов ядерных реакций не равны между собой. Разность масс исходных и конечных продуктов ( $\Delta m$ ) называется дефектом масс и равна

$$\Delta m = M_{\text{исх}} - M_{\text{кон}}. \quad (7.10)$$

Если дефект массы  $\Delta m$  - отрицательная величина, то для осуществления ядерной реакции требуется подвод энергии извне, если же  $\Delta m$  - положительная величина, то в результате ядерной реакции будет выделяться энергия.

Количество выделившейся или поглощенной энергии вычисляется по формуле

$$\Delta E = \Delta m c^2. \quad (7.11)$$

## Глава VIII. Использование ядерных превращений

### § 1. Реакция деления

При превращении атомных ядер энергия связи, приходящаяся в среднем на один нуклон, меняется. Это означает, что превращение атомных ядер может быть использовано для получения энергии. Для того, чтобы знать, какие реакции будут пригодны для этих целей, обратимся к графику (рис.28). Из графика видно, что энергия будет выделяться в двух случаях:

1. При синтезе ядер из более легких, если возникающие ядра имеют  $A < 60$ .
2. При делении тяжелых ядер.

Делением ядер называется процесс распада ядра на несколько частей. Частным случаем является самый распространенный распад на две части. Часть ядра, образовавшаяся при делении, называется «осколком». Кинетическая энергия осколков огромна и за счет этой энергии осколки способны пройти сквозь слои вещества толщиной в несколько десятых миллиметра.

История открытия реакции деления относится к 1934 г. Итальянский физик Э.Ферми (1901-1954), изучая искусственную радиоактивность, обнаружил, что уран, облученный нейтронами, дает радиоактивные продукты, обладающие разными периодами полураспада. Изучение химических свойств продуктов реакции (1936-1937 гг.) показало, что элементы имеют свойства элементов, находящихся в средней части таблицы Менделеева. Эти результаты были объяснены тем, что тяжелые ядра являются неустойчивыми. Возбужденное при захвате нейтрона тяжелое ядро может разделиться на две приблизительно равные части.

Расчеты показывают, что деление ядер, например, урана на два основных осколка должно сопровождаться выделением огромной энергии. Из графика зависимости энергии связи на один нуклон от массового числа  $A$  следует, что для тяжелых ядер энергия связи на один нуклон равна 7,6 МэВ/нуклон, а для средней части составляет 8,7 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении неустойчивого ядра урана на два устойчивых осколка должно выделяться 1,1 МэВ на каждый нуклон. В ядре  ${}_{92}\text{U}^{238}$  содержится 238 нуклонов. Тогда будет выделяться  $\approx 260$  МэВ на каждое ядро. При делении 1 г должно выделяться в  $n$  раз больше, где  $n$  – число атомов. В 1 г будет  $n = \frac{m}{\mu} N_A = \frac{10^{-3}\text{кг}}{238 \cdot 10^3\text{кг/моль}} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}} = 2,5 \cdot 10^{21}$  атомов, тогда будет выделяться при делении 1 г  $650 \cdot 10^{21} \text{ МэВ} = 10^{11} \text{ Дж} = 29000 \text{ кВт-часов}$ .

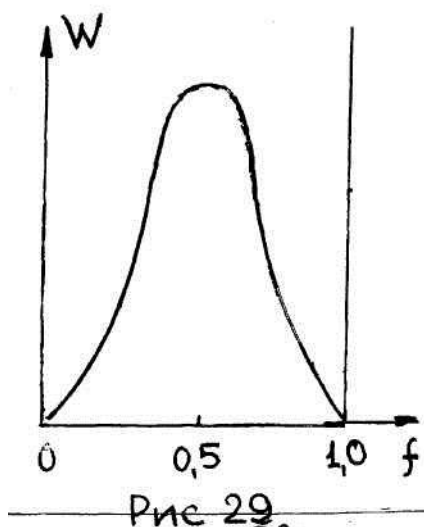
Основная часть энергии деления должна выделяться в форме кинетической энергии осколков деления. Действительно, если акт деления произошел и осколки находятся друг от друга на расстоянии  $r$ , при котором ядерные силы притяжения не действуют, то появляется кулоновская энергия

$$W_K = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 r}.$$

Предположим, что осколки будут одинаковы, тогда  $Z_1 = Z_2 = \frac{92}{2} = 46$ ,  $A_1 = A_2 = \frac{238}{2} = 119$ ,  $r = R_1 + R_2$  ( $R_1 = R_2 = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{\frac{1}{3}}$ ) и  $W_K = 400$  МэВ. Очевидно, что кулоновская энергия превращается в кинетическую энергию движения осколков деления.

## § 2. Осколки деления

Энергия, выделяющаяся при делении, не всегда одинакова, а зависит от величины  $f$  (часть нуклонов, приходящихся на данное ядро). Максимум энергии приходится на  $f=0,5$  (рис.29).



Из графика видно, что деление может происходить и при  $f$ , отличном от 0. Вероятность возникновения того или иного ядра зависит от степени возбуждения. Среди осколков  ${}_{92}\text{U}^{238}$  встречаются преимущественно такие, массовое число которых близко к 100 или 140. Составное ядро  ${}_{92}\text{U}^{238}$  редко распадается на симметричные осколки при захвате теплового нейтрона. Осколки, образующиеся при делении, радиоактивны.

В самом деле, отношение  $\frac{N}{Z}$  у урана равно 1,56. Такое же отношение  $\frac{N}{Z}$  должно быть и у осколков в момент их образования. Между тем, у стабильных ядер с массовым числом 100-140 отношение  $\frac{N}{Z}$  равно 1,3-1,38. Значит, осколки содержат избыточное число нейтронов. Ядра с  $\frac{N}{Z} = \left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{ст}}$  радиоактивны. Они испытывают  $\beta^-$ -распад. Избыток нейтронов у осколков столь значителен, что однократного  $\beta^-$ -распада недостаточно, чтобы осколок превратился в устойчивое ядро. С осколками поэтому происходит целая цепь ядерных превращений.

## § 3. Вторичные нейтроны

То обстоятельство, что в результате деления появляется большой избыток нейтронов, заставляет предполагать, что при делении могут появиться и свободные нейтроны. Действительно, в результате специальных исследований (в России эти исследования были проведены Флеровым и Русиновым) было установлено, что некоторое количество избыточных нейтронов освобождается непосредственно в момент деления. Эти нейтроны называются вторичными. Количество вторичных нейтронов в различных актах деления может быть различно, но существенное значение имеет среднее число вторичных нейтронов  $\nu$ . Для  ${}_{92}\text{U}^{235}$   $\nu = 2,5 \pm 0,1$  и для  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$   $\nu = 3,0 \pm 0,1$ . Кроме вторичных нейтронов имеются запаздывающие нейтроны, но их количество невелико.

## § 4. Цепная ядерная реакция

Мы рассмотрели ряд явлений, связанных с делением ядер. Два явления деления ядер привлекают к себе внимание.

1. При делении выделяется громадная энергия  $\approx 260$  МэВ на каждое деление.

2. Деление ядер сопровождается вылетом вторичных нейтронов; их число больше единицы ( $2 \div 3$ ).

Наличие значительного числа вторичных нейтронов позволило осуществить цепную реакцию. Разберем идеальную схему цепной реакции, предполагая, что при делении ядра урана выделяется два вторичных электрона.

При первом акте деления выделится два нейтрона. Эти нейтроны в свою очередь захватятся двумя ядрами урана, образовав 4 новых нейтрона. В следующем акте образуется 8 нейтронов, затем 16 и т.д. Количество нейтронов, а вместе с ними и количество делящихся ядер будет непрерывно увеличиваться. Возникает ускоряющаяся цепная реакция.

В рассмотренном идеальном случае все нейтроны вызывают реакцию деления. Однако в действительности это не так.

Не все вторичные нейтроны попадают в ядра делящегося вещества. В устройствах, где идет деление, всегда имеются ядра других веществ, которые предназначены для выноса тепла (теплоносители), для замедления (замедлители), используются в качестве конструкционных материалов. Таким образом, нейтроны не всегда будут попадать в ядра урана.

Не все нейтроны, проникающие в ядра делящегося вещества, вызывают деление. Некоторые из них могут вызвать другие реакции (радиационный захват, неупругое рассеяние). Очевидно, что из  $N$  случаев проникновения в ядра делящегося вещества нейтронов деление испытывают  $\alpha N$  ядер, а так как в результате деления возникает  $\nu$  нейтронов, то в процессе  $\alpha N$  делений возникнет  $\nu \alpha N = \eta N$  вторичных нейтронов, где  $\eta = \alpha \nu$  означает среднее число вторичных нейтронов, возникающих в результате проникновения одного нейтрона в ядро делящегося вещества. Для некоторых делящихся веществ  $\alpha, \nu, \eta$  даны в таблице 3.

Таблица 3

Вещество	$\nu$	$\alpha$	$\eta$
${}_{92}\text{U}^{235}$	2,5	0,845	2,11
${}_{94}\text{Pu}^{239}$	3,0	0,652	1,94
Естественный уран	2,5	0,53	1,32

Для характеристики быстроты развития цепной реакции вводят коэффициент размножения  $k$ , который равен отношению количества нейтронов, образующихся в данном поколении, к количеству нейтронов предыдущего поколения. Зная коэффициент  $k$ , можно вычислить скорость развития цепной реакции.

Обозначим через  $\tau$  время от момента деления до момента захвата вторичного нейтрона. Если  $N$  означает число нейтронов в данном поколении, то в

следующем поколении их будет уже  $kN$ . Так как изменение числа нейтронов  $\Delta N = kN - N = N(k - 1)$  происходит за время  $\tau$ , то скорость нарастания цепной реакции будет равна

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau}.$$

Решая уравнение, получим

$$N = N_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}}.$$

Это уравнение определяет количество нейтронов  $N$ , возникающих в процессе деления в момент времени  $t$ ,  $N_0$  - количество нейтронов в начальный момент времени.

Если  $(k-1) > 0$ ,  $k > 1$ , то количество нейтронов  $N$  будет возрастать и цепная реакция является ускоряющейся. Если  $(k-1) = 0$ ,  $k = 1$ , то  $N = \text{const}$  и цепная реакция будет самоподдерживающейся. Если  $(k-1) < 0$ ,  $k < 1$  - цепная реакция будет затухать.

При осуществлении цепной реакции на тепловых нейтронах вторичные нейтроны замедляются, для чего делящееся вещество смешивается с веществом, эффективно замедляющим нейтроны. Коэффициент размножения такой смеси может быть представлен в виде произведения четырех сомножителей:

$$k = \varepsilon \eta p f,$$

где  $\eta$  - среднее число вторичных нейтронов, приходящееся на один тепловой нейтрон, проникающий в ядро делящегося вещества,  $p$  - коэффициент, показывающий, какая часть вторичных нейтронов становится тепловыми,  $f$  - коэффициент использования тепловых нейтронов,  $\varepsilon$  - коэффициент, учитывающий деление на быстрых нейтронах ( $\varepsilon = 1 \div 1,03$ ).

Цепная реакция будет развиваться, если  $k > 1$ . Управлять значением  $k$  можно изменением величин  $p$  и  $f$ . Рассмотрим, как происходит изменение  $p$  и  $f$  в устройстве, в котором осуществляется цепная реакция.

## § 5. Ядерный реактор

Устройство, в котором происходит ядерная цепная реакция деления, называется ядерным реактором. Рассмотрим схематично ядерный реактор и принцип его работы.

Размеры реактора должны быть такими, чтобы коэффициент использования тепловых нейтронов  $f$  имел необходимое значение для осуществления цепной реакции. Для этого зона, где идет цепная ядерная реакция, должна быть достаточно большой. При некотором размере активной зоны, называемом критическим, цепная реакция становится возможной, т.е.  $f$  будет достаточно большим.

Развивающаяся цепная реакция приводит к тому, что число делящихся ядер постоянно увеличивается и реактор выходит на заданную мощность. Когда необходимая мощность достигнута, цепная реакция должна превратиться в самоподдерживающуюся, т.е.  $k = 1$ . Уменьшение коэффициента размножения  $k$  осуществляется введением в активную зону стержней, состоящих из веществ,

хорошо поглощающих тепловые нейтроны (кадмий, бор). В этом случае сильно уменьшается коэффициент  $f$ .

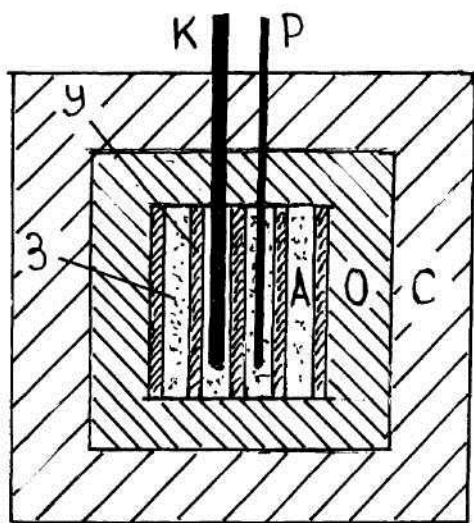


Рис. 30

На рис. 30 приведена схема ядерного реактора. Здесь А – активная зона, в которой находится ядерное топливо уран У и замедлитель З. Вокруг активной зоны находится отражатель тепловых нейтронов О, который уменьшает утечку нейтронов из активной зоны и тем самым способствует уменьшению критического размера реактора. Со всех сторон активная зона и отражатель защищены от распространения излучения в окружающую реактор среду.

Массивный кадмиевый стержень К предназначен для аварийной остановки реактора, а стержень Р – для управления реакцией деления. При перемещении стержня Р внутрь активной зоны уменьшается коэффициент

размножения  $k$  и уменьшается степень развития цепной реакции. Управление перемещением стержня Р производится автоматически при помощи ионизационной камеры, связанной с усилителем.

Цепная ядерная реакция используется на атомных электростанциях. При делении ядер урана освобождается большая энергия, которая используется для нагревания воды и создания высокого давления пара. Полученный пар приводит в движение турбину и связанный с ней генератор электрического тока. Турбина и генератор такие же, как на обычных тепловых электростанциях. Принципиальная схема атомной электростанции показана на рис.31.

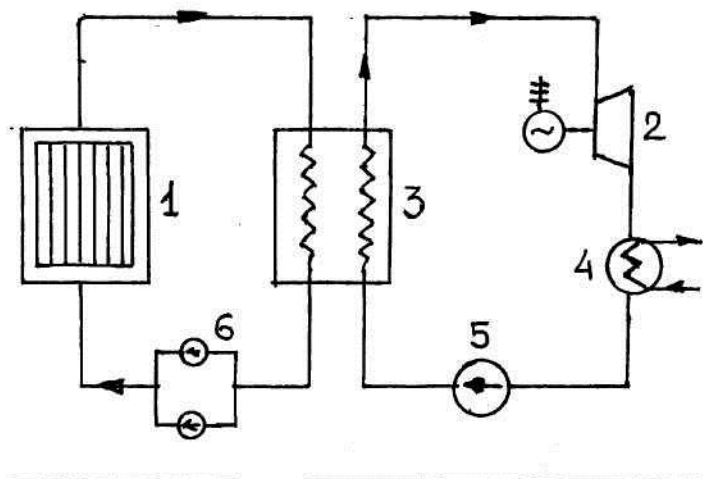


Рис. 31

Вода или другой теплоноситель циркулирует в герметически замкнутом контуре, проходит через реактор (1) и специальный теплообменник (3). Циркуляция осуществляется насосами (6). В теплообменнике тепло от теплоносителя, циркулирующего в первом контуре, передается воде, циркулирующей во втором контуре, превращая ее в пар, который приводит в движение турбину и генератор 2. Во втором контуре циркуляция осуществляется насосом (5), для охлаждения воды применяется конденсатор (4).

ды применяется конденсатор (4).

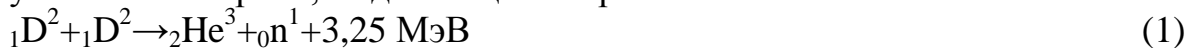
## § 6. Об источниках энергии

Одной из самых важнейших проблем, стоящих перед человечеством, является проблема источников энергии. Потребление энергии растет очень быстро. Сохранение даже современных темпов потребления энергии может привести к значительному расходу топлива, и его запасы будут исчерпаны в очень короткое время. Цепная реакция расширила энергетические возможности, однако не столь значительно, так как запасы делящегося вещества не такие уж большие, чтобы исчезла проблема «энергетического голода». Необходимо искать новые источники значительной мощности. Этим источником может быть реакция синтеза ядер. При реакции синтеза будет выделяться энергия значительно большая, чем при реакции деления. Например, при образовании ядра  ${}^4_2\text{He}$  из четырех протонов выделяется 27 МэВ, т.е. на один нуклон приходится 6,75 МэВ, в то время как при делении только 1,1 МэВ. К тому же на Земле запасов водорода значительно больше, чем урана.

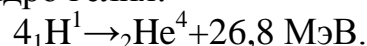
В связи с этим возникает задача разработки и осуществления реакции синтеза. Такой синтез ядер происходит в звездах, на Солнце. В земных условиях эта реакция осуществлена в водородной бомбе. Однако в бомбах энергия выделяется очень быстро и поэтому невозможен регулируемый синтез ядер. Управляемая термоядерная реакция пока не создана. Это одна из самых важных проблем настоящего времени.

## § 7. Термоядерные реакции

Опыты показали, что реакция синтеза ядер может происходить при температуре  $T > 10^7$  К. Поэтому реакцию называют термоядерной. Рассмотрим, какие термоядерные реакции легче всего осуществить. Очевидно, синтез легких ядер, так как чем меньше заряд ядер, тем меньше потенциальный барьер, который частицам надо пройти. Приведем некоторые из таких термоядерных реакций с указанием энергии, выделяющейся при этом.



Но, как уже указано выше, наибольшая энергия будет выделяться при соединении четырех протонов в ядро гелия:

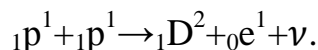


Далее остановимся на термоядерных реакциях, которые уже осуществлены. Это прежде всего реакции, происходящие на Солнце. Но почему на Солнце наблюдаются именно термоядерные реакции, а не какие-либо другие? Дело в том, что температура Солнца  $10^7$  К. Кроме того, спектральный анализ Солнца показал, что оно состоит на 80% из водорода, на 20% из гелия, и углерод, азот,

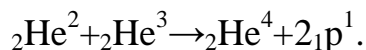


кислород составляют примерно 1%. Ежесекундно Солнце излучает  $3,8 \cdot 10^{23}$  Дж энергии, что соответствует уменьшению его массы на 4,3 млн тонн.

В 1938 г. Было высказано предположение о протонно-протонном цикле на Солнце

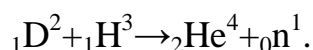


Далее  ${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{p}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + \gamma$ -квант, и с 1951 г. считают, что реакция продолжается



В 1939 г. Г. Бете предложил более сложный углеродно-азотный цикл, или цикл Бете.

Впервые термоядерная реакция в земных условиях была осуществлена в водородной бомбе в России и затем в США. В водородной бомбе осуществляется следующая реакция:



## § 8. Применение радиоактивных изотопов в народном хозяйстве

Радиоактивные изотопы применяются главным образом в качестве источников излучения высоких энергий и в качестве радиоактивных индикаторов. Наибольшее практическое применение получило второе направление. Основу его составляет тот факт, что радиоактивные изотопы элемента отличаются от стабильных наличием радиоактивного излучения, которое является своеобразной меткой, позволяющей следить за поведением излучающих атомов. Такие атомы называют «мечеными».

В металлургии, машиностроении и ряде других отраслей народного хозяйства меченые атомы применяются в радиоактивных уровнемерах, толщесчетчиках, дефектоскопах, устройствах для измерений концентрации, влажности и других величин.

Большое значение имеет применение меченых атомов в медицине. С их помощью определяются места скопления в организме элементов, входящих в лекарственные препараты, сведения о перемещениях в организме веществ. Меченые атомы используются при диагностике некоторых заболеваний.

Радиоактивные изотопы в качестве источников частиц высоких энергий применяются для дозирования облучения различных веществ с целью вызвать заранее планируемые изменения в их структуре. Облучение вызывает изменение в протекании различных физических и химических процессов в веществе. Изучением этих процессов при облучении занимается радиационная физика и химия твердых тел. В настоящее время радиационная физика и химия решают следующие основные проблемы: создание радиационно-устойчивых веществ и создание материалов с ценными свойствами (например, новых полимерных материалов).

Радиационная биология изучает изменения в живых организмах и растениях, вызванных действием радиационных излучений.

## Глава IX. Физика элементарных частиц

В середине 30-х годов прошлого столетия было установлено, что все атомы построены из нейтронов, протонов и электронов. Основными кирпичиками вещества оказались не атомы, а протоны, нейтроны и электроны. Помимо этих *элементарных частиц* было известно и несколько других: позитрон (положительный электрон), нейтрино и  $\gamma$ -квант (фотон), т.е. всего шесть элементарных частиц.

До 1935 г. все выглядело очень просто. Но в последующие десятилетия были открыты сотни других частиц. Изучением их свойств и взаимодействий, а также выяснение того, какие из них следует считать фундаментальными, или «элементарными», и стала заниматься область физики, получившая название *физики элементарных частиц*.

### § 1. Частицы и античастицы. Космическое излучение

Первой открытой элементарной частицей был электрон ( $e^-$ ) – носитель элементарного отрицательного электрического заряда (Томсон, 1898 г.). Частицы с элементарным положительным электрическим зарядом и массой  $1840m_e$ , где  $m_e$  – масса электрона, были обнаружены среди частиц, выбитых из атомных ядер (Резерфорд, 1919 г.). Эти частицы названы протонами ( $p$ ). Другая частица – нейтрон ( $n$ ), не имеющая заряда с массой  $1839m_e$  открыта Чедвиком (1932 г.). Прямые экспериментальные доказательства существования *фотона* ( $\gamma$ ) – кванта электромагнитного излучения дали Эйнштейн (1905 г.) и Комптон (1923 г.). Электронное нейтрино ( $\nu_e$ ), предсказанное Паули (1930 г.) для объяснения  $\beta$ -распада нейтрона, открыли в 1953 г. В составе космических лучей был обнаружен позитрон ( $e^+$ ) – частица с массой электрона и положительным зарядом (Андерсон, 1932 г.). Позитрон – первая открытая античастица. Частицы с массой около  $200m_e$  и обоих электрических зарядов – мюоны ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ) – также обнаружены впервые в космических лучах (1936 г.). Пауэлл (1947 г.) в космических лучах обнаружил частицы – кванты сильного взаимодействия, предсказанные Юкавой (1935 г.) и получившие название *пионов* ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ). Первые частицы большой группы частиц, обладающие необычными свойствами и поэтому называемые *странными* –  $K^+$ ,  $K^-$  - мезоны и  $\Lambda$  - *гипероны* – были обнаружены в космических лучах (40-50 гг.). Другие странные частицы были обнаружены в опытах на ускорителях заряженных частиц. С 50-х годов ускорители стали основным инструментом при исследовании свойств и взаимодействий элементарных частиц. С их помощью открыты *антипротон* ( $\bar{p}$ ) (1955 г.), *антинейтрон* ( $\bar{n}$ ) (1956 г.), *анти-сигма гипероны* ( $\bar{\Sigma}^\pm$ ,  $\bar{\Sigma}^0$ ) (1960 г.), *омега-минус гиперон* ( $\Omega^-$ ) (1964 г.). В 1962 г. выяснилось, что кроме электронного нейтрино ( $\nu_e$ ) существует *мюонное нейтрино* ( $\nu_\mu$ ). После 1974 г. было открыто большое количество частиц, которые получили название *очарованные*.

В 60-е годы на ускорителях было обнаружено большое число очень неустойчивых частиц со временем жизни  $\sim 10^{-23}$  с, получивших название *резонансы*.

*нансов*. Известно большое число так называемых *мезонных* и *барионных резонансов*. Они составляют основную часть элементарных частиц, количество которых превышает 350.

## § 2. Характеристики частиц

Из всех известных к настоящему времени элементарных частиц *абсолютно стабильными* являются только девять частиц: фотон ( $\gamma$ ), протон (p), антипротон ( $\bar{p}$ ), электрон ( $e^-$ ), позитрон ( $e^+$ ), электронное ( $\nu_e$ ) и мюонное ( $\nu_\mu$ ) нейтрино, а также их античастицы ( $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ). Все остальные частицы самопроизвольно распадаются с различными периодами полураспада  $T \approx 10^3 - 10^{-22}$  с. Наиболее долгоживущим из нестабильных частиц является нейтрон с  $T \approx 15$  мин. Время жизни резонансов имеет порядок  $T \approx 10^{-22} - 10^{-23}$  с. В результате последовательных распадов нестабильных частиц в итоге рождаются стабильные частицы. Стабильные и нестабильные частицы могут рождаться и при взаимодействии стабильных частиц, если только их относительная кинетическая энергия больше масс покоя рождаемых частиц.

Возможность рождения и уничтожения частиц в процессах их столкновений и самопроизвольного распада является одним из главных свойств элементарных частиц.

Элементарные частицы подразделяют на четыре класса. К одному из них относится только одна частица – *фотон*. Вторым класс образуют *лептоны*, третий – *мезоны*, и, наконец, четвертый класс – *барионы*. Мезоны и барионы часто объединяют в один класс взаимодействующих частиц, называемых *адронами*.

1. Фотоны,  $\gamma$  (кванты электромагнитного поля), участвуют в электромагнитных взаимодействиях.

2. Лептоны (от греческого слова «лептос» - легкий). К их числу относятся частицы: мюоны ( $\mu^-, \mu^+$ ), электроны ( $e^-, e^+$ ), электронное нейтрино ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ) и мюонное нейтрино ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ). Все лептоны имеют спин, равный  $1/2$ , и обладают слабым взаимодействием.

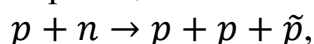
3. Мезоны – нестабильные частицы, участвующие в сильном взаимодействии и не имеющие барионного заряда (см. ниже). К их числу относятся пионы ( $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ ), каоны ( $K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0$ ) и эта-мезон ( $\eta$ ). Масса заряженных пионов равна  $273m_e$ , нейтрального –  $264m_e$ . Масса K-мезонов составляет  $\sim 970m_e$ . Время жизни K-мезонов равно  $10^{-8}$  с. Они распадаются с образованием  $\pi$ -мезонов и лептонов или только лептонов. Масса эта-мезона равна  $1074m_e$ , время жизни порядка  $10^{-19}$  с. Эта-мезоны распадаются с образованием  $\pi$ -мезонов и  $\gamma$ -фотонов. Спин всех мезонов равен нулю.

4. Барионы – это нуклоны (p, n) и частицы с массой, большей массы нуклонов, получившие название *гиперонов* ( $\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-$ ). Все барионы обладают сильным взаимодействием, имеют спин, равный  $1/2$ . За исключением протона, все барионы нестабильны. При распаде бариона, наряду с другими частицами, обязательно образуется барион.

### § 3. Взаимодействия частиц и законы сохранения

Свойства элементарных частиц проявляются при их взаимодействиях. В процессе взаимодействия двух элементарных частиц наблюдается, как правило, рождение новых частиц, которые не входят в состав взаимодействующих частиц. Для описания процессов взаимодействия элементарных частиц применяются законы сохранения, которые устанавливают сохранение некоторых физических величин до и после взаимодействия, не детализируя того, как это сохранение обеспечивается. Причем, как показывают исследования, в мире элементарных частиц действуют как хорошо известные законы сохранения: энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда, спина, так и новые, специфичные только для взаимодействия элементарных частиц: *барионного заряда* (B), *лептонного заряда* (L), *изотопического спина* (I), *странности* (S), *очарования* (C), *красоты* (v), *четности*.

Если барионам (т.е. нуклонам и гиперонам) приписывать *барионный заряд* (или *барионное число*)  $B=+1$ , антибарионам  $B=-1$ , а всем остальным частицам – барионный заряд  $B=0$ , то для всех процессов, протекающих с участием барионов и антибарионов, будет характерно *сохранение барионного заряда*. Например, никогда не наблюдается реакция



хотя заряд, энергия и другие величины в ней сохраняются, а барионный заряд не сохраняется, так как в левой части  $B=(+1)+(+1)=+2$ , а в правой  $B=(+1)+(+1)+(-1)=+1$ .

Для объяснения особенностей протекания процессов с участием лептонов и антилептонов приходится ввести квантовое число L, получившее название *лептонного заряда* (или *лептонного числа*). Лептонам приписывается  $L=+1$ , антилептонам  $L=-1$ , всем остальным частицам  $L=0$ . При этом условии во всех без исключения процессах наблюдается сохранение суммарного лептонного заряда рассматриваемой физической системы.

По аналогии с обычными спинами каждому адрону приписывается определенное значение *изотопического спина* I, выбранное так, чтобы  $2I+1$  было равно числу частиц одного типа. Например, для нуклонов  $I=1/2$ , протону соответствует на ось Z  $I_z=+1/2$ , нейтрону  $I_z=-1/2$ . Для  $\pi$ -мезонов  $I=1$ , проекции  $I_z$  на ось Z равны +1, 0, -1, для  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ -мезона соответственно. При сильных взаимодействиях сохраняется как изотопический спин I, так и его проекция  $I_z$ .

Понятие изотопического спина оказалось весьма плодотворным. В частности, оно натолкнуло на мысль о введении для некоторых элементарных частиц понятия странности S. Эти частицы были обнаружены в начале 50-х годов XX века и получили обозначения K,  $\Lambda$  и  $\Sigma$ . Они вели себя странно в двух отношениях. Во-первых, они всегда рождаются парами. Например, реакция  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$  происходит с вероятностью, близкой к единице, а реакция  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + n$  никогда не наблюдалась. Это казалось тем более странным, что вторая реакция не нарушала ни одного из известных к тому времени законов сохранения. Во-вторых, хотя рождение *странных частиц* (как их стали называть) было обусловлено сильным взаимодействием, для которого следова-

ло ожидать время жизни порядка  $10^{-23}$  с. На самом деле время жизни странных частиц оказалось в пределах  $10^{-10}$ - $10^{-8}$  с, что характерно для слабого взаимодействия.

Для объяснения этих фактов было введено новое квантовое число **странность S** и новый закон сохранения (странности). Если странной частице присписать значение странности S, легко объяснить рождение этих частиц парами: странность частицы  $S=+1$ , античастицы  $S=-1$ .

Все элементарные частицы, известные к настоящему времени, классифицированные по группам, по свойствам и по характеристикам, представлены в таблице 4.

Таблица 4

Элементарные частицы

Группа	Название частицы	Символ		Заряд, ед.е	Масса покоя, ед. $m_e$	Спин, ед. $\hbar$	Изоспин I	Лептонный заряд L	Барийонный заряд B	Странность S	Время жизни, с	
		частицы	античастицы									
Фотоны	Фотон	$\nu$		0	0	1	-	0	0	0	Стабилен	
Лептоны	Электрон	$e^-$	$e^+$	1	1	$\frac{1}{2}$	-	+1	0	0	Стабилен	
	Электронное нейтрино	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	0	0	$\frac{1}{2}$	-	+1	0	0	Стабилен	
	Мюон	$\mu^-$	$\mu^+$	1	206,8	$\frac{1}{2}$	-	+1	0	0	$\approx 10^{-6}$	
	Мюонное нейтрино	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$\frac{1}{2}$	-	+1	0	0	Стабилен	
	Таон	$\tau^-$	$\tau^+$	1	3487	$\frac{1}{2}$	-	+1	0	0	$\approx 10^{-12}$	
	Таонное нейтрино	$\nu_\tau$	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	$\frac{1}{2}$	-	+1	0	0	?	
Адроны	мезоны	Пионы {	$\pi^0$	$\pi^0$	0	264,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-16}$
			$\pi^+$	$\pi^-$	1	273,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-8}$
		Каоны {	$K^0$	$\bar{K}^0$	0	974,0	0	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	$10^{-10}$ - $10^{-8}$
			$K^+$	$K^-$	1	966,2	0	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	$\approx 10^{-8}$
	Эта-мезон		$\eta_0$	0	1074	0	-	0	0	1	$\approx 10^{-19}$	
	барионы	Протон	p	$\bar{p}$	1	1836,2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	0	Стабилен
		Нейтрон	n	$\bar{n}$	0	1838,7	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	0	$\approx 10^3$
		Гипероны:										
		Лямбда	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$	0	2138	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	-1	
		Сигма {	$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	0	2334	$\frac{1}{2}$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-20}$
$\Sigma^+$			$\bar{\Sigma}^+$	1	2328	$\frac{1}{2}$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$	
$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$		1	2343	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$		
Кси {	$\Xi^0$	$\bar{\Xi}^0$	0	2573	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$		
	$\Xi^-$	$\bar{\Xi}^-$	1	2586	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$		
Омега	$\Omega^-$	$\bar{\Omega}^-$	1	3273	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	-3	$\approx 10^{-10}$		

## § 4. Кварки

Все наблюдаемые частицы относятся или к лептонам, или к адронам. Основное различие между ними состоит в том, что адроны участвуют в сильном взаимодействии, а лептоны не участвуют. Другое важное отличие состоит в том, что лептонов в настоящее время известно только шесть ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\tau^-$ ,  $\nu_\tau$ ), а адронов более сотни.

Лептоны считаются истинно элементарными частицами, так как они не распадаются на составные части, не обнаруживают никакой внутренней структуры и не имеют поддающихся определению размеров.

С другой стороны, адроны оказались более сложными частицами и, как показали эксперименты, обладают внутренней структурой. И их обилие наводит на мысль, что адроны не совсем элементарны. Два американских физика М.Гелл-Манн и Г. Цвейг в 1963 г. независимо друг от друга высказали гипотезу о том, что все адроны состоят из трех элементарных частиц, названных кварками. Три «сорта» кварков были обозначены буквами  $u$ ,  $d$  и  $s$ . Предполагается, что кварки имеют дробный электрический заряд (равный  $1/3$  или  $2/3$  заряда электрона). У  $u$ -кварка заряд равен  $+2/3e$ , у  $d$ -кварка и  $s$ -кварка заряды равны  $-1/3e$ . Например, нейтрон имеет кварковую структуру –  $n=ddu$ , протон  $p=uud$ .

Гипотеза кварков оказалась довольно плодотворной. Она позволила не только систематизировать уже известные частицы, но и предсказать новые, например,  $\Omega$ -гиперон. Гипотеза кварков позволила объяснить многие свойства частиц и связать между собой различные процессы. Однако попытки обнаружения кварков пока не увенчались успехом. А так как они не были обнаружены, то их существование остается проблематичным.

## Глава X. Элементы геофизики

Земля, ее атмосфера, океаны, кора, мантия и ядро являются приемником первичного космического излучения. По мере углубления в земные недра температура земного вещества возрастает и достигает в центре 2800 К. Масса Земли  $6 \cdot 10^{24}$  кг, плотность  $5,53 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, кора имеет плотность  $2,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Вещество Земли сжимается огромными силами тяжести, причем в центре давление достигает  $3,4 \cdot 10^6$  атм.

Земная кора ( $\rho=2,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) имеет толщину всего 15-70 км. Она охватывает более глубокий слой – мантию ( $\rho=4,5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) при температуре 2100 К, толщина этого слоя 2900 км. Эта оболочка окружает земное ядро ( $\rho=10,6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) при температуре 2300 К глубиной 2000 км. В центре земного ядра, внутреннее ядро радиусом 1300 км при температуре 2800 К (рис.32).

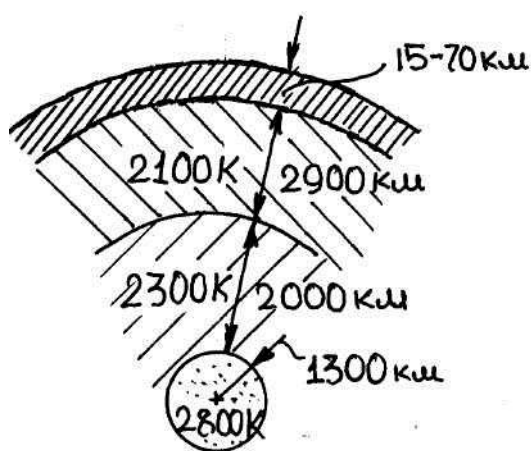


Рис. 32.

Земля вращается по своей орбите неравномерно. Угловая скорость ее вращения постоянно уменьшается. За тысячу лет время одного оборота Земли возросло на 1 час.

Земля окружена газовой оболочкой или атмосферой, состоящей из смеси газов и простирающихся над поверхностью на 1000 км.

Нижний слой 10-17 км, в котором наблюдается понижение температуры до  $-50^{\circ}$  С и понижение давления до 200 мм.рт.ст., называется тропосферой. В тропосфере наблюдается основное движение воздушных масс, формируются метеорологические условия.

После узкого слоя относительно покоящихся воздушных масс, называемого тропопаузой, расположена стратосфера высотой 70 км. В стратосфере имеются слои, различающиеся температурой и составом газовой смеси.

Первый слой высотой 10÷20 км называется изотермическим, так как в нем температура с течением времени не меняется. За ним следует 30-километровый слой озонированного ( $O_3$ ) солнечным излучением газа. Молекулы кислорода и озона сильно поглощают ультрафиолетовое излучение с  $\lambda=0,15-0,25$  мкм, поэтому в этом слое наблюдается повышение температуры до  $+50^{\circ}$ С. В верхнем слое стратосферы температура газа снова снижется до  $-30 \div -50^{\circ}$  С.

В интервале высоты от 60÷80 до 600-800 км располагается обширная область ионизированного разреженного газа – ионосфера.

Борисовский Василий Васильевич

КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

Часть 4

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие для студентов всех форм обучения  
технических направлений

Редактор Е.Ф. Изотова

Подписано к печати 30.12.13. Формат 60x84/16.

Усл. печ. л. 3,94. Тираж 80 экз. Зак. 131232 . Рег. № 84.

Отпечатано в РИО Рубцовского индустриального института  
658207, Рубцовск, ул. Тракторная, 2/6.