

ЛЕКЦИЯ №24

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

Состав атомных ядер, их классификация

Э. Резерфорд, исследуя прохождение α -частиц с энергией в несколько мегаэлектронвольт через тонкие пленки золота, пришел к выводу о том, что атом состоит из положительно заряженного ядра и сгущающих его электронов. Проанализировав эти опыты, Резерфорд также показал, что атомные ядра имеют размеры около 10^{-14} – 10^{-15} м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м).

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — **протонов и нейтронов** (протонно-нейтронная модель ядра была предложена российским физиком Д. Д. Иваненко, а впоследствии развита В. Гейзенбергом).

Протон (p) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон (n) — нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1839 m_e$. Протоны и нейтроны называются **нуклонами** (от лат. nucleus — ядро). Общее число нуклонов в атомном ядре называется **массовым числом A** .

Атомное ядро характеризуется **зарядом Ze** , где Z — **зарядовое число** ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов Менделеева. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от $Z = 1$ до $Z = 107$.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}^A_Z X$, где X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре). Сейчас протонно-нейтронная модель ядра не вызывает сомнений.

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа же электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т. е. определяет число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутри-атомного электрического поля.

Ядра с одинаковыми Z , но разными A (т. е. с разными числами нейтронов $N=A-Z$) называются **изотопами**, а ядра с одинаковыми A , но разными Z — **изобарами**.

Например, водород ($Z=1$) имеет три изотопа: ${}^1_1\text{H}$ - протий ($Z=1, N=0$), ${}^2_1\text{H}$ —дейтерий, ($Z=1, N=1$), ${}^3_1\text{H}$ —тритий ($Z=1, N=2$), олово – десять изотопов, и т.д. В подавляющем большинстве случаев изотопы одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для всех изотопов данного элемента. Примером ядер-изобар могут служить ядра ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{10}_6\text{C}$. В настоящее время известно более 2500 ядер, отличающихся либо Z , либо A , либо тем и другим.

Радиус ядра задается эмпирической формулой

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}, \quad (24.1)$$

где $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$ м. Однако при употреблении этого понятия необходимо соблюдать осторожность из-за его неоднозначности. Например, из-за размытости границы ядра, как у всякой квантовомеханической системы. Величина радиуса ядра варьируется от 2Φ до 10Φ (1Φ «ферми» = 10^{-15} м) (рис.24.1).

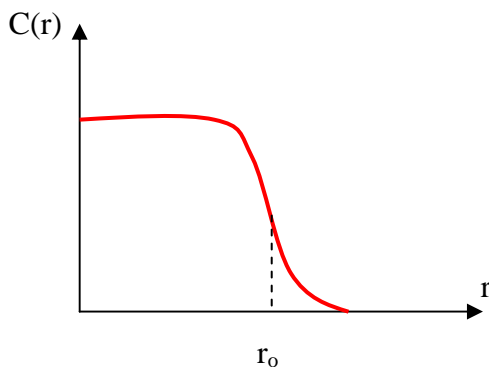


Рис.24.1. Зависимость $C(r)$ концентрации нуклонов от расстояния до центра ядра.

R_0 – уровень падения $C(r)$ в два раза.

Из формулы (24.1) вытекает, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м³).

Размеры протонов и нейтронов примерно одинаковы и составляют около $0,8\Phi$, плотность их вещества $\sim 7,5 \cdot 10^{17}$ кг/м³, т.е., если атом почти пуст, то ядро заполнено веществом примерно на 1/3.

Дефект массы и энергия связи ядра

Исследования показывают, что атомные ядра являются весьма устойчивыми образованиями. Это означает, что в ядре между нуклонами существует определенная связь.

Массу ядер очень точно можно определить с помощью **масс-спектрометров** — измерительных приборов, разделяющих с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц (обычно ионов) с разными удельными зарядами Q/m . Масс-спектрометрические измерения показали, что **масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов**. Но так как всякому изменению массы должно соответствовать изменение энергии, то, следовательно, при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на составные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется **энергией связи ядра**.

Энергия связи нуклонов в ядре составляет

$$E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}] \cdot c^2, \quad (24.2)$$

где m_p , m_n , $m_{\text{я}}$ — соответственно массы протона, нейтрона и ядра. В таблицах обычно приводятся **не массы $m_{\text{я}}$ ядер, а массы m_A атомов**. Поэтому для энергии связи ядра пользуются формулой

$$E_{\text{св}} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_A] \cdot c^2, \quad (24.3)$$

где m_H - масса атома водорода. Так как m_H больше m_p на величину m_e , то первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но так как масса атома m_A отличается от массы ядра $m_{\text{я}}$, как раз на массу Z электронов, то вычисления по формулам (24.2) и (24.3) приводят к одинаковым результатам. Величина

$$E_{\text{св}} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_A] \cdot c^2 \quad (24.4)$$

называется дефектом массы ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра.

Часто вместо энергии связи рассматривают удельную энергию связи $\delta E_{\text{св}}$ — энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т. е. чем больше $\delta E_{\text{св}}$, тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа A элемента (рис. 24.2). Для легких ядер ($A \leq 12$) удельная энергия связи круто возрастает до $6 \div 7$ МэВ, претерпевая целый ряд скачков (например, для ${}^2_1\text{H}$ $\delta E_{\text{св}} = 1,1$ МэВ, для ${}^4_2\text{He}$ - 7,1 МэВ, для ${}^6_3\text{Li}$ - 5,3 МэВ), затем более медленно возрастает до максимальной величины 8,7 МэВ у элементов с $A = 50 \div 60$, а потом постепенно уменьшается у тяжелых элементов (например, для ${}^{238}_{92}\text{U}$

она составляет 7,6 МэВ). Отметим для сравнения, что энергия связи валентных электронов в атомах составляет примерно 10 эВ (в 10^6 раз меньше).

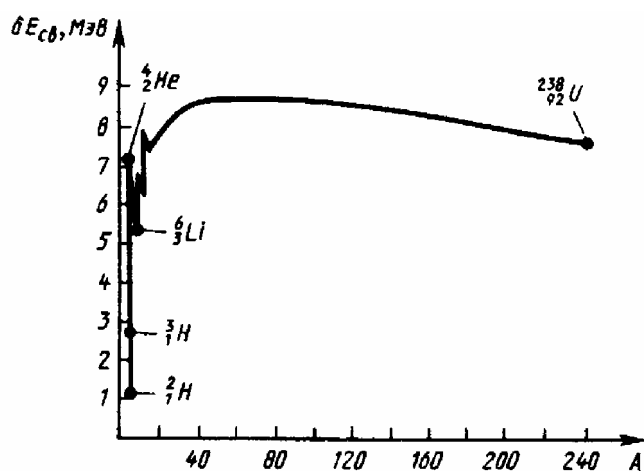


Рис.24.2. Зависимость удельной энергии связи ядер от их массового числа A .

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их

кулоновского отталкивания. Поэтому связь между нуклонами становится менее сильной, а сами ядра менее прочными.

Наиболее устойчивыми оказываются так называемые **магические ядра**, у которых число протонов или число нейтронов равно одному из магических чисел: 2,8,20,28, 50, 82,126. Особенно стабильны **дважды магические ядра**, у которых магическими являются и число протонов, и число нейтронов (этих ядер насчитывается всего пять: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$). Термин «магические ядра» введен Марией Гепперт-Майер.

Обращает на себя внимание широкое распространение в природе атомов с магическими ядрами.

Из рис. 24.2 следует, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева. Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны следующие процессы: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически: реакции деления и термоядерные реакции.

Ядерные силы. Модели ядра

Между составляющими ядро нуклонами действуют особые специфические для ядра силы, значительно превышающие кулоновские силы отталкивания между протонами. Они называются **ядерными силами**.

С помощью экспериментальных данных по рассеянию нуклонов на ядрах, ядерным превращениям и т. д. доказано, что ядерные силы намного превышают

гравитационные, электрические и магнитные взаимодействия и не сводятся к ним. Ядерные силы относятся к классу так называемых **сильных взаимодействий**.

Перечислим основные свойства ядерных сил:

- 1) ядерные силы являются **силами притяжения**;
- 2) ядерные силы являются **короткодействующими** - их действие проявляется только на расстояниях примерно 10^{-15} м. При увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы быстро уменьшаются до нуля, а при расстояниях, меньших их радиуса действия, оказываются примерно в 100 раз больше кулоновских сил, действующих между фотонами на том же расстоянии;
- 3) ядерным силам свойственна **зарядовая независимость**: ядерные силы, действующие между двумя протонами, или двумя нейтронами, или, наконец, между протоном и нейтроном, одинаковы по величине. Отсюда следует, что ядерные силы имеют неэлектрическую природу;
- 4) ядерным силам свойственно **насыщение**, т. е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Насыщение проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре (если не учитывать легкие ядра) при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;
- 5) ядерные силы зависят от взаимной **ориентации спинов** взаимодействующих нуклонов. Например, протон и нейтрон образуют дейтрон (ядро изотопа ${}^2_1\text{H}$) только при условии параллельной ориентации их спинов;
- б) ядерные силы **не являются центральными**, т. е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Сложный характер ядерных сил и трудность точного решения уравнений движения всех нуклонов ядра (ядро с массовым числом A представляет собой систему из A тел) не позволили до настоящего времени разработать единую последовательную теорию атомного ядра. Нуклонов слишком много, чтобы применять уравнения для материальных точек, но слишком мало, чтобы появилась возможность использования представлений статистики. К тому же очень велико влияние мощных ядерных сил. Поэтому на данной стадии прибегают к рассмотрению приближенных ядерных моделей, в которых ядро заменяется некоторой модельной системой, достаточно хорошо описывающей только определенные свойства ядра и допускающей более или менее простую математическую трактовку. Из большого числа моделей, каждая из которых обязательно использует подобранные произвольные параметры, согласующиеся с экспериментом, рассмотрим две: **капельную и оболочечную**.

1. **Капельная модель ядра** (1936; Н. Бор и Я. И. Френкель). Капельная модель ядра является первой моделью. Она основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. Так, в обоих случаях силы, действующие между составными частицами - молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, - являются короткодействующими и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность ее вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Наконец, объем капли, так же как и объем ядра (см. (24.1)), пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости в этой модели заключается в том, что она трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной), подчиняющуюся законам квантовой механики. Капельная модель ядра позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, объяснила механизм ядерных реакций и особенно реакции деления ядер. Однако эта модель не смогла, например, объяснить повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

2. **Оболочечная модель ядра** (1949 – 1950). Её предложили американский физик Мария Гепперт-Майер (1906—1975) и немецкий физик Х. Иенсен (1907—1973). Оболочечная модель предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Считается, что ядра с полностью заполненными оболочками являются наиболее устойчивыми. Такие особо устойчивые (магические) ядра действительно существуют.

Оболочечная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель особенно хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии.

По мере дальнейшего накопления экспериментальных данных о свойствах атомных ядер появлялись все новые факты, не укладывающиеся в рамки описанных моделей. Так возникли **обобщенная модель ядра** (синтез капельной и оболочечной моделей), **оптическая модель ядра** (объясняет взаимодействие ядер с налетающими частицами) и другие модели.

Радиоактивное излучение и его виды

Французский физик А. Беккерель (1852—1908) в 1896 г. при изучении люминесценции солей урана случайно обнаружил *самопроизвольное* испускание ими излучения неизвестной природы, которое действовало на фотопластинку, ионизировало

воздух, проникало сквозь тонкие металлические пластинки, вызывало люминесценцию ряда веществ. Продолжая исследование этого явления, супруги Кюри - Мария (1867—1934) и Пьер - обнаружили, что беккерелевское излучение свойственно не только урану, но и многим другим тяжелым элементам, таким, как торий и актиний. Они показали также, что урановая смоляная обманка (руда, из которой добывается металлический уран) испускает излучение, интенсивность которого во много раз превышает интенсивность излучения урана. Таким образом удалось выделить два новых элемента - носителя беккерелевского излучения: полоний ${}_{84}^{210}\text{Po}$ и радий ${}_{88}^{226}\text{Ra}$.

Обнаруженное излучение было названо **радиоактивным излучением**, а само явление - испускание радиоактивного излучения - **радиоактивностью**.

Дальнейшие опыты показали, что на характер радиоактивного излучения препарата не оказывают влияния вид химического соединения, агрегатное состояние, механическое давление, температура, электрические и магнитные поля, т.е. все те воздействия, которые могли бы привести к изменению состояния электронной оболочки атома. Следовательно, радиоактивные свойства элемента обусловлены лишь структурой его ядра.

В настоящее время под **радиоактивностью** понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. Радиоактивность подразделяется на **естественную** (наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе) и **искусственную** (наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций). Принципиального различия между этими двумя типами радиоактивности нет, так как законы радиоактивного превращения в обоих случаях одинаковы.

Радиоактивное излучение бывает трех типов: α -, β - и γ -излучение. Подробное их исследование позволило выяснить природу и основные свойства.

α -Излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (например, поглощаются слоем алюминия толщиной примерно 0,05 мм). α -Излучение представляет собой поток ядер гелия; заряд α -частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой ядра изотопа гелия ${}_{2}^{4}\text{He}$. По отклонению α -частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/m_{α} , значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β -Излучение отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше (примерно на два порядка), а

проникающая способность гораздо больше (поглощается слоем алюминия толщиной примерно 2 мм), чем у α -частиц. β -Излучение представляет собой поток быстрых электронов (это вытекает из определения их удельного заряда).

Поглощение потока электронов с одинаковыми скоростями в однородном веществе подчиняется экспоненциальному закону Бугера $N = N_0 \cdot e^{-\mu x}$, где N_0 и N — число электронов на входе и выходе слоя вещества толщиной x , μ — коэффициент поглощения. β -Излучение сильно рассеивается в веществе, поэтому μ зависит не только от вещества, но и от размеров и формы тел, на которые β -излучение падает.

γ -Излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью (например, проходит через слой свинца толщиной 5 см), при прохождении через кристаллы длинноволновой компоненты обнаруживает дифракцию. Вообще γ -излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого — ярко выраженными корпускулярными свойствами, т. е. является потоком частиц — γ -квантов (фотонов).

Закон радиоактивного распада. Правила смещения

Под **радиоактивным распадом** понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется **материнским**, возникающее ядро — **дочерним**.

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Так как отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, то можно считать, что число ядер dN , распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t :

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt, \quad (24.5)$$

где λ - постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая **постоянной радиоактивного распада**; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается. Разделив переменные и интегрируя:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt, \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda \cdot t,$$

получим

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (24.6)$$

где λ - начальное число *нераспавшихся* ядер (в момент времени $t=0$), N — число *нераспавшихся* ядер в момент времени t . Формула (24.6) выражает **закон радиоактивного распада**, согласно которому число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненциальному закону.

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время жизни τ радиоактивного ядра. **Период полураспада $T_{1/2}$** — время, за которое исходное число радиоактивных ядер *в среднем* уменьшается вдвое. Тогда, согласно (24.6),

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (24.7)$$

Периоды полураспада для естественно-радиоактивных элементов колеблются от десяти-миллионных долей секунды до многих миллиардов лет.

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна $t|dN| = \lambda \cdot N \cdot t \cdot dt$. Проинтегрировав это выражение по всем возможным t (т.е. от 0 до ∞) и разделив на начальное число ядер N_0 , получим среднее **время жизни τ** радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (24.8)$$

(учтено (24.6)). Таким образом, среднее время жизни τ радиоактивного ядра есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ .

Активностью A нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в 1 с:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (24.9)$$

Единица активности в СИ — **беккерель (Бк)**: 1 Бк — активность нуклида, при которой за 1с происходит один акт распада. До сих пор в ядерной физике применяется

и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике — **кюри (Ки)**:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк.}$$

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми **правилами смещения**, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра. Правила смещения:



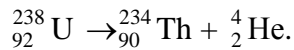
где ${}^A_Z X$ - материнское ядро, Y - символ дочернего ядра, ${}^4_2 \text{He}$ - ядро гелия (α -частица), ${}^0_{-1} e$ - символическое обозначение электрона (заряд его равен (-1), а массовое число - нулю). Правила смещения являются ничем иным, как следствием двух законов, выполняющихся при радиоактивных распадах, - сохранения электрического заряда и сохранения массового числа: сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра.

Возникающие в результате радиоактивного распада ядра могут быть, в свою очередь, радиоактивными. Это приводит к возникновению **цепочки**, или ряда, **радиоактивных превращений**, заканчивающихся стабильным элементом. Совокупность элементов, образующих такую цепочку, называется **радиоактивным семейством**.

Из правил смещения (24.9) и (24.10) вытекает, что массовое число при α -распаде уменьшается на 4, а при β -распаде не меняется. Семейства называются по наиболее долгоживущему (с наибольшим периодом полураспада) «родоначальнику»: семейства тория (от ${}^{232}_{90} \text{Th}$), нептуния (от ${}^{237}_{93} \text{Np}$), урана (от ${}^{238}_{92} \text{U}$) и актиния (от ${}^{235}_{89} \text{Ac}$). Конечными нуклидами соответственно являются ${}^{208}_{82} \text{Pb}$, ${}^{209}_{83} \text{Bi}$, ${}^{206}_{82} \text{Pb}$, ${}^{207}_{82} \text{Pb}$, т. е. единственное семейство нептуния (искусственно-радиоактивные ядра) заканчивается нуклидом Bi, а все остальные (естественно-радиоактивные ядра) — нуклидами Pb.

Закономерности α -распада

В настоящее время известно более двухсот α -активных ядер, главным образом тяжелых ($A > 200$, $Z > 82$). Только небольшая группа α -активных ядер приходится на область с $A = 140$ — 160 (редкие земли). α -Распад подчиняется правилу смещения (24.9). Примером α -распада служит распад изотопа урана ${}^{238} \text{U}$ с образованием Th:



Скорости вылетающих при распаде α -частиц очень велики и колеблются для разных ядер в пределах от $1,4 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^7$ м/с, что соответствует энергиям от 4 до 8,8 МэВ. Согласно современным представлениям, α -частицы образуются в момент радиоактивного распада при встрече движущихся внутри ядра двух протонов и двух нейтронов.

α -Частицы, испускаемые конкретным ядром, обладают, как правило, определенной энергией. Более тонкие измерения, однако, показали, что энергетический спектр ос-частиц, испускаемых данным радиоактивным элементом, обнаруживает «тонкую структуру», т. е. испускается несколько групп α -частиц, причем в пределах каждой группы их энергии практически постоянны. Дискретный спектр α -частиц свидетельствует о том, что атомные ядра обладают дискретными энергетическими уровнями.

Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на ядрах урана показали, что α -частицы вплоть до энергии 8,8 МэВ испытывают на ядрах резерфордовское рассеяние, т. е. силы, действующие на α -частицы со стороны ядер, описываются законом Кулона. Подобный характер рассеяния α -частиц указывает на то, что они еще не вступают в область действия ядерных сил, т. е. можно сделать вывод, что ядро окружено потенциальным барьером, высота которого не меньше 8,8 МэВ. С другой стороны, α -частицы, испускаемые ураном, имеют энергию 4,2 МэВ. Следовательно, ос-частицы вылетают из α -радиоактивного ядра с энергией, заметно меньшей высоты потенциального барьера. Классическая механика этот результат объяснить не могла.

Объяснение α -распада дано квантовой механикой, согласно которой вылет α -частицы из ядра возможен благодаря туннельному эффекту - проникновению ос-частицы сквозь потенциальный барьер. Всегда имеется отличная от нуля вероятность того, что частица с энергией, меньшей высоты потенциального барьера, пройдет сквозь него, т.е., действительно, из α -радиоактивного ядра α -частицы могут вылетать с энергией, меньшей высоты потенциального барьера. Этот эффект целиком обусловлен волновой природой α -частиц.

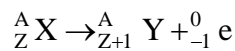
Вероятность прохождения α -частицы сквозь потенциальный барьер определяется его формой и вычисляется на основе уравнения Шредингера. В простейшем случае потенциального барьера с прямоугольными вертикальными стенками коэффициент прозрачности, определяющий вероятность прохождения сквозь него, определяется формулой:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_\alpha (U - E)} \ell\right]. \quad (24.11)$$

Анализируя это выражение, видим, что коэффициент прозрачности D тем больше (следовательно, тем меньше период полураспада), чем меньший по высоте (U) и ширине (ℓ) барьер находится на пути α -частицы. Кроме того, при одной и той же потенциальной кривой барьер на пути частицы тем меньше, чем больше ее энергия E .

β^- - Распад. Нейтрино

Явление β^- -распада (в дальнейшем будет показано, что существует и β^+ -распад) подчиняется правилу смещения (24.10)



и связано с выбросом электрона. Пришлось преодолеть целый ряд трудностей с трактовкой β^- -распада.

Во-первых, необходимо было обосновать происхождение электронов, выбрасываемых в процессе β^- -распада. Протонно-нейтронное строение ядра исключает возможность вылета электрона из ядра, поскольку в ядре электронов нет. Предположение же, что электроны вылетают не из ядра, а из электронной оболочки, несостоятельно, поскольку тогда должно было бы наблюдаться оптическое или рентгеновское излучение, что не подтверждают эксперименты.

Во-вторых, необходимо было объяснить непрерывность энергетического спектра испускаемых электронов. Каким же образом β^- -активные ядра, обладающие до и после распада вполне определенными энергиями, могут выбрасывать электроны со значениями энергии от нуля до некоторого максимального E_{\max} ? Т. е. энергетический спектр испускаемых электронов является непрерывным? Гипотеза о том, что при β^- -распаде электроны покидают ядро со строго определенными энергиями, но в результате каких-то вторичных взаимодействий теряют ту или иную долю своей энергии, так что их первоначальный дискретный спектр превращается в непрерывный, была опровергнута прямыми калориметрическими опытами. Так как максимальная энергия E_{\max} определяется разностью масс материнского и дочернего ядер, то распады, при которых энергия электрона $E < E_{\max}$, как бы протекают с нарушением закона сохранения энергии. Н. Бор даже пытался обосновать это нарушение, высказывая предположение, что закон сохранения энергии носит статистический характер и выполняется лишь в

среднем для большого числа элементарных процессов. Отсюда видно, насколько принципиально важно было разрешить это затруднение.

В-третьих, необходимо было разобраться с несохранением спина при β^- -распаде. При β^- -распаде число нуклонов в ядре не изменяется (так как не изменяется массовое число A) поэтому не должен изменяться и спин ядра, который равен целому числу \hbar при четном A и полуцелому \hbar при нечетном A . Однако выброс электрона, имеющего спин $\hbar/2$, должен изменить спин ядра на величину $\hbar/2$.

Последние два затруднения привели В. Паули к гипотезе (1931) о том, что при β^- -распаде вместе с электроном испускается еще одна нейтральная частица - **нейтрино** («маленький нейтрончик» – с итальянского). Нейтрино имеет нулевой заряд, спин $1/2$ (в единицах \hbar) и нулевую (а скорее $<10^{-4} m_e$) массу покоя; обозначается ${}^0_0\nu_e$. Впоследствии оказалось, что при β^- -распаде испускается не нейтрино, а **антинейтрино** (античастица по отношению к нейтрино; обозначается ${}^0_0\bar{\nu}_e$).

Гипотеза о существовании нейтрино позволила Э. Ферми создать теорию β^- -распада (1934), которая в основном сохранила свое значение и в настоящее время, хотя экспериментально существование нейтрино было доказано более чем через 20 лет (1956). Столь длительные «поиски» нейтрино сопряжены с большими трудностями, обусловленными отсутствием у нейтрино электрического заряда и массы. Нейтрино - единственная частица, не участвующая ни в сильных, ни в электромагнитных взаимодействиях; единственный вид взаимодействий, в котором может принимать участие нейтрино, - слабое взаимодействие. Поэтому прямое наблюдение нейтрино весьма затруднительно. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится на 500 км пути. Проникающая же способность нейтрино столь огромна (пробег нейтрино с энергией 1 МэВ больше диаметра Земли и даже в классическом свинце составляет примерно 10^{18} м!), что затрудняет удержание этих частиц в приборах.

Поэтому для экспериментального выявления нейтрино (антинейтрино) применялся косвенный метод, основанный на том, что в реакциях (в том числе и с участием нейтрино) выполняется закон сохранения импульса (О! Как он несокрушим!). Таким образом, нейтрино было обнаружено при изучении отдачи атомных ядер при β^- -распаде. Если при β^- -распаде ядра вместе с электроном выбрасывается и антинейтрино, то векторная сумма трех импульсов — ядра отдачи, электрона и антинейтрино — должна быть равна нулю. Это действительно подтвердилось на опыте.

Непосредственное обнаружение нейтрино стало возможным лишь значительно позднее, после появления мощных реакторов, позволяющих получать интенсивные потоки нейтрино.

Введение нейтрино (антинейтрино) позволило не только объяснить кажущееся несохранение спина, но и разобраться с вопросом непрерывности энергетического спектра выбрасываемых электронов. Сплошной спектр β^- -частиц обусловлен распределением энергии между электронами и антинейтрино, причем сумма энергий обеих частиц равна E_{\max} . В одних актах распада большую энергию получает антинейтрино, в других — электрон.

Наконец, рассмотрим вопрос о происхождении электронов при β^- -распаде. Поскольку электрон не вылетает из ядра и не вырывается из оболочки атома, было сделано предположение, что β^- -электрон рождается в результате процессов, происходящих внутри ядра. Так как при β^- -распаде число нуклонов в ядре не изменяется, а Z увеличивается на единицу, то единственной возможностью одновременного осуществления этих условий является превращение одного из нейтронов β^- -активного ядра в протон с одновременным образованием электрона и вылетом антинейтрино:



В этом процессе выполняются законы сохранения электрических зарядов, импульса и массовых чисел. Кроме того, данное превращение энергетически возможно, так как масса покоя нейтрона превышает массу атома водорода, т. е. протона и электрона вместе взятых. Данной разности в массах соответствует энергия, равная 0,782 МэВ. За счет этой энергии может происходить самопроизвольное превращение нейтрона в протон; энергия распределяется между электроном и антинейтрино.

Если превращение нейтрона в протон энергетически выгодно и вообще возможно, то должен наблюдаться радиоактивный распад свободных нейтронов (т.е. нейтронов вне ядра). Обнаружение этого явления было бы подтверждением изложенной теории β^- -распада. Действительно, в 1950 г. в потоках нейтронов большой интенсивности, возникающих в ядерных реакторах, был обнаружен радиоактивный распад свободных нейтронов, происходящий по схеме (24.12). Энергетический спектр возникающих при этом электронов соответствовал рассчитанному, а верхняя граница энергии электронов E_{\max} оказалась равной рассчитанной выше (0,782 МэВ).

Гамма-излучение и его свойства

Экспериментально установлено, что γ -излучение не является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает α - и β -распады и также возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц, их распаде и т. д. γ -Спектр является линейчатым. γ -Спектр — это распределение числа γ -квантов по энергиям. Дискретность γ -спектра имеет принципиальное значение, так как является доказательством дискретности энергетических состояний атомных ядер.

В настоящее время твердо установлено, что γ -излучение испускается дочерним (а не материнским) ядром. Дочернее ядро в момент своего образования, оказываясь возбужденным, за время примерно $10^{-13} - 10^{-14}$ с, значительно меньшее времени жизни возбужденного атома (примерно 10^{-8} с), переходит в основное состояние с испусканием γ -излучения. Возвращаясь в основное состояние, возбужденное ядро может пройти через ряд промежуточных состояний, поэтому γ -излучение одного и того же радиоактивного изотопа может содержать несколько групп γ -квантов, отличающихся одна от другой своей энергией.

При γ -излучении A и Z ядра не изменяются, поэтому оно не описывается никакими правилами смещения. γ -Излучение большинства ядер является столь коротковолновым, что его волновые свойства проявляются весьма слабо. Здесь на первый план выступают корпускулярные свойства, поэтому γ -излучение рассматривают как поток частиц — γ -квантов. При радиоактивных распадах различных ядер γ -кванты имеют энергии от 10 кэВ до 5 МэВ.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только при испускании γ -кванта, но и при непосредственной передаче энергии возбуждения (без предварительного испускания γ -кванта) одному из электронов того же атома. При этом испускается так называемый **электрон конверсии**. Само явление называется — **внутренней конверсией**. Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ -излучением.

Электронам конверсии соответствуют дискретные значения энергии» зависящей от работы выхода электрона из оболочки, из которой электрон вырывается, и от энергии E , отдаваемой ядром при перехода из возбужденного состояния в основное. Если вся энергия E выделяется в виде γ -кванта, то частота излучения ν определяется из известного соотношения $E = h\nu$. Если же испускаются электроны внутренней конверсии, то их энергии равны $E - A_K$, $E - A_L$..., где A_K , A_L ... — работа выхода

электрона из K -и L -оболочек. Моноэнергетичность электронов конверсии позволяет отличить их от β -электронов, спектр которых непрерывен. Возникшее в результате вылета электрона вакантное место на внутренней оболочке атома будет заполняться электронами с вышележащих оболочек. Поэтому внутренняя конверсия всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

γ -Кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении γ -излучения сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются им. γ -Кванты не несут электрического заряда и тем самым не испытывают влияния кулоновских сил. При прохождении пучка γ -квантов сквозь вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений ослабляется интенсивность, изменение которой описывается экспоненциальным законом $I = I_0 e^{-\mu x}$ (I_0 и I — интенсивности γ -излучения на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , μ , — коэффициент поглощения). Так как γ -излучение — самое проникающее излучение, то μ для многих веществ — очень малая величина; μ зависит от свойств вещества и от энергии γ -квантов.

γ -Кванты, проходя сквозь вещество, могут взаимодействовать как с электронной оболочкой атомов вещества, так и с их ядрами. В квантовой электродинамике доказывается, что основными процессами, сопровождающими прохождение γ -излучения через вещество, являются фотоэффект, комптон-эффект (комптоновское рассеяние) и образование электронно-позитронных пар.

Фотоэффект, или **фотоэлектрическое поглощение γ -излучения**, — это процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. Так как электрон выбивается из одной из внутренних оболочек атома, то освободившееся место заполняется электронами из вышележащих оболочек, и фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий γ -квантов ($E_\gamma \leq 100$ кэВ). Фотоэффект может идти только на связанных электронах, так как свободный электрон не может поглотить γ -квант, при этом одновременно не удовлетворяются законы сохранения энергии и импульса.

По мере увеличения энергии γ -квантов ($E_\gamma \approx 0,5$ МэВ) вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом взаимодействия γ -квантов с веществом является **комптоновское рассеяние**.

При $E_\gamma > 1,02$ МэВ $= 2m_e c^2$ (m_e - масса покоя электрона) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в электрических полях ядер. Вероят-

ность этого процесса пропорциональна Z^2 и увеличивается с ростом E_γ . Поэтому при $E_\gamma \approx 10\text{МэВ}$ основным процессом взаимодействия γ -излучения в любом веществе является образование **электронно-позитронных пар**.

Если энергия γ -кванта превышает энергию связи нуклонов в ядре (7 - 8 МэВ), то в результате поглощения γ -кванта может наблюдаться **ядерный фотоэффект**— выброс из ядра одного из нуклонов, чаще всего нейтрона.

Большая проникающая способность γ -излучения используется в **гамма-дефектоскопия** — методе дефектоскопии, основанном на различном поглощении γ -излучения при распространении его на одинаковое расстояние в разных средах. Местоположение и размеры дефектов (раковины, трещины и т. д.) определяются по различию в интенсивностях излучения, прошедшего через разные участки просвечиваемого изделия.

Воздействие γ -излучения (а также других видов ионизирующего излучения) на вещество характеризуют дозой ионизирующего излучения. Различаются:

Поглощенная доза излучения — физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества.

Единица поглощенной дозы излучения — **грей (Гр)**: $1\text{ Гр} = 1\text{ Дж/кг}$ — доза излучения, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия любого ионизирующего излучения 1 Дж.

Экспозиционная доза излучения — физическая величина, равная отношению суммы электрических зарядов всех ионов одного знака, созданных электронами, освобожденными в облученном воздухе (при условии полного использования ионизирующей способности электронов), к массе этого воздуха.

Единица экспозиционной дозы излучения — кулон на килограмм (Кл/кг); внесистемной единицей является **рентген (Р)**: $1\text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}\text{ Кл/кг}$.

Биологическая доза - величина, определяющая воздействие излучения на организм.

Единица биологической дозы - **биологический эквивалент рентгена (бэр)**:
1 бэр - доза любого вида ионизирующего излучения, производящая такое же биологическое действие, как и доза рентгеновского или γ -излучения в 1 Р ($1\text{ бэр} = 10^{-2}\text{ Дж/кг}$).

Мощность дозы излучения — величина, равная отношению дозы излучения к времени облучения. Различают: 1) **мощность поглощенной дозы** (единица — грей на секунду (Гр/с)); 2) **мощность экспозиционной дозы** (единица — ампер на килограмм (А/кг)).