

4.10.1 Закон радиоактивного распада

Радиоактивный распад ядер протекает самопроизвольно без всякого внешнего воздействия. Это процесс статистический, и для отдельно взятого ядра можно лишь указать вероятность его распада в данный момент времени. Однако закономерность в распаде большого числа ядер вскрывается лишь через случайность каждого из них. Основной характеристикой радиоактивного распада является постоянная распада λ .

Постоянная распада λ – это есть вероятность распада ядра за 1 с.

Важнейшей особенностью радиоактивного распада является независимость постоянной распада от времени. Пусть dW – вероятность распада за время dt . Тогда $dW = \lambda dt$. Число распавшихся ядер за время dt будет $dN = -NdW$, N – число нераспавшихся ядер в момент времени t . Подставим вместо dW найденное выше значение:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (4.10.1.1)$$

знак $(-)$ означает, что в процессе радиоактивного распада число материнских ядер убывает.

Из (4.10.1.1) следует

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (4.)$$

N_0 – число исходных ядер в начальный момент времени.

Уравнение (4.10.1.2) называется законом радиоактивного распада.

Введем понятие активность препарата a , определив его как число распадов ядер за 1 с:

$$a = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} = \lambda N \quad (4.10.1.3)$$

$[a] = \text{распад/с} = \text{Беккерель} = \text{Бк}$; $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с}$.

В настоящее время кроме единицы активности, используемой в СИ, Беккерель, широко применяется внесистемная единица активности Кюри. По первоначальному определению 1 Кюри – это активность 1г изотопа радия ${}^{226}_{88}\text{Ra}$. Однако для удобства измерений это определение в дальнейшем было заменено:

$$1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ распад/с}.$$

Таким образом, активность 1 Кюри = 1 Ки есть активность нуклида, в котором за время 1с происходит $3,700 \cdot 10^{10}$ актов распада.

Из (4.10.1.2) и (4.10.1.3) следует, что активность препарата со временем убывает по экспоненциальному закону, значит, и масса данного препарата убывает по экспоненциальному закону.

Теперь предположим, что препарат состоит из смеси двух радиоактивных нуклидов, причем второй изотоп возникает в результате распада первого.

Запишем дифференциальные уравнения, описывающие в препарате распад первого и второго нуклидов:

$$\left. \begin{aligned} dN_1 &= -\lambda_1 N_1 dt, \\ dN_2 &= \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt. \end{aligned} \right\} \quad (4.10.1.4)$$

Второе дифференциальное уравнение системы уравнений (4.10.1.4) описывает изменение числа вторичных дочерних ядер в процессе радиоактивного распада, причем первое слагаемое в нем отображает прирост вторичных дочерних радиоактивных ядер в результате распада первичных ядер, т.е. число первичных распавшихся ядер за время dt , второе слагаемое равно числу вторичных дочерних ядер, выбывших из препарата за время dt .

Решения дифференциальных уравнений (4.10.1.4) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2 &= N_{20} \cdot e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.10.1.5)$$

где N_{10} , N_{20} – первоначальное число материнских и дочерних радиоактивных ядер.

Если $\lambda_2 \gg \lambda_1$ и $N_{20} = 0$, то

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right) \quad (4.10.1.6)$$

Тогда при $\lambda_2 t > 4,5$ из (4.10.1.6) получаем

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 N_1 &= \lambda_2 N_2, \\ a_1 &= a_2. \end{aligned} \right\} \quad (4.10.1.7)$$

Уравнение (4.10.1.7) называется вековым уравнением равновесия. Физический смысл его ясен из следующего. Так как $\lambda N = a$ есть число распадов за 1с, то уравнение (4.10.1.7) означает, что число распадов ядер материнского вещества за 1с равно числу распадов ядер дочернего вещества за 1с.

Вековое уравнение широко используется для определения периода полураспада $T_{\frac{1}{2}}$. Но при этом следует помнить, что оно справедливо

лишь тогда, когда период полураспада материнских ядер много больше периода полураспада дочерних ядер и, кроме того, $N_{20} = 0$.

Если в препарате происходит ряд последовательных радиоактивных превращений, то с учетом указанных выше ограничений вековое уравнение можно продолжить, записав

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n. \quad (4.10.1.8)$$

Конечным продуктом цепочки радиоактивных превращений всегда является стабильный изотоп, который накапливается в препарате по мере распада материнского вещества. По величине начального и конечного (стабильного) вещества можно определить возраст горных пород, в которых эти вещества содержатся.

Рассмотрим примеры, поясняющие практическую значимость уравнения (4.10.1.8).

1. Необходимо определить возраст минерала, в котором на три атома ${}_{92}^{238}\text{U}$ приходится один атом изотопа свинца ${}_{82}^{206}\text{Pb}$, считая, что в начальный момент времени в составе минерала указанный изотоп свинца отсутствовал. У ${}_{92}^{238}\text{U}$ период полураспада $T_{\frac{1}{2}} = 4,5 \cdot 10^9$ лет, он

на несколько порядков величин превышает периоды полураспада всех остальных нуклидов радиоактивного семейства ${}_{92}^{238}\text{U}$. Поэтому с большой точностью можно считать, что ${}_{92}^{238}\text{U}$ непосредственно превращается в ${}_{82}^{206}\text{Pb}$. Тогда число материнских ядер ${}_{92}^{238}\text{U}$, которые в данный момент времени сохранились в горной породе, будет $N_1 = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}$, где

$$\lambda_1 = \frac{0,693}{T_{\frac{1}{2}}}.$$

Число вновь образовавшихся ядер ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ равно $N_2 = N_{10} - N_1$. Отсюда

$$N_1 / N_2 = \frac{N_1}{N_{10} - N_1} = 3 \text{ или } N_{10} / N_1 = 4/3.$$

С другой стороны, отношение $N_{10} / N_1 = e^{\lambda_1 t}$. Тогда

$$t = \frac{\ln 4 - \ln 3}{0,693} 4,5 \cdot 10^9 = 1,9 \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

Именно таким способом определяется возраст пород, когда необходимо проследить различные фазы геологической жизни минералов, входящих в состав горной породы.

2. Метод определения даты археологических раскопок.

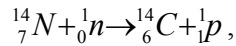
При изучении событий прошлого археологам важно правильно установить, к какому периоду развития человеческого общества относится та или иная археологическая находка. Археологи умеют это определять по письменным источникам, по последовательности наслоений пластов земли, содержащих остатки древней культуры, по рисункам годовых колец на срезах стволов деревьев, использованных для древних построек. Но перечисленные выше методы не всегда дают однозначный количественный ответ в абсолютной форме.

В 1948 г. американский ученый Либби предложил радиоуглеродный метод хронологической маркировки ископаемых находок органического происхождения. Такой способ хронологической маркировки получил название радиоуглеродного метода. В 1960 г. за разработку этого метода ему была присуждена Нобелевская премия по физике.

Идея радиоуглеродного метода заключается в измерении остаточной радиоактивности найденного предмета и сравнения ее с некоторым стандартным значением. Чем сильнее такое различие, тем древнее предмет.

Известно, что в процессе обмена веществ растение усваивает из воздуха углекислый газ CO_2 . Основная часть углерода, входящая в состав углекислого газа, представлена стабильными изотопами углерода ${}^{12}_6C$ (99%) и ${}^{13}_6C$ ($\approx 1\%$).

Однако, кроме них, в составе CO_2 имеется незначительная примесь радиоактивного изотопа ${}^{14}_6C$ ($10^{-10}\%$). Этот изотоп возникает в атмосфере благодаря ядерной реакции



причем нейтроны, необходимые для этой реакции, появляются в атмосфере за счет процессов, вызываемых космическими протонами. В результате изотоп ${}^{14}_6C$ усваивается растениями вместе с основными изотопами ${}^{12}_6C$ и ${}^{13}_6C$. А так как содержание изотопа ${}^{14}_6C$ в атмосфере с течением времени практически не меняется, а если меняется, то оно

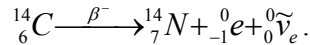
легко учитывается, то и процентное содержание изотопа $^{14}_6\text{C}$ в живом растении также является практически неизменным. Так, 1 г углерода в древесине живого растения содержит сегодня примерно такое же количество изотопа $^{14}_6\text{C}$, как, скажем, 10000 лет назад. Это обстоятельство и позволяет располагать археологические находки во времени.

Рассмотрим конкретный пример.

Активность изотопа $^{14}_6\text{C}$, содержащегося в деревянном предмете, составляет 0,6 активности того же изотопа в свежесрубленном дереве:

$$\frac{a_1(t_0 + \Delta t)}{a_2(t_0)} = \frac{\lambda N_1}{\lambda N_2} = \frac{N_1}{N_2} = 0,6.$$

Изотоп $^{14}_6\text{C}$ испытывает β^- -распад, $T_{\frac{1}{2}} = 5570$ лет:



Тогда

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{N_{10}e^{-\lambda(t_0 + \Delta t)}}{N_{10}e^{-\lambda t_0}} = e^{-\lambda \Delta t} = 0,6, \quad \Delta t = -\frac{\ln 0,6}{\lambda}; \quad \Delta t = 4106 \text{ лет.}$$

Таким методом можно определить дату события, если при археологических раскопках найдены деревянные предметы того времени, которые могут быть использованы для хронологических исследований.

4.10.2. α -распад

α -распадом называется самопроизвольный процесс испускания ядрами α -частиц, при котором материнское ядро $^A_Z X$ превращается в дочернее ядро $^{A-4}_{Z-2} Y$. Распад протекает по схеме $^A_Z X \rightarrow ^{A-4}_{Z-2} Y + ^4_2 He$. Необходимое условие энергетической возможности α -распада состоит в том, что масса материнского ядра должна быть больше общей массы дочернего ядра и α -частицы. Предполагается, что α -частица образуется внутри ядра $^A_Z X$ еще до момента возникновения распада и некоторое весьма малое время существует в нем самостоятельно.

Согласно капельной модели, невозбужденное ядро имеет сферическую форму, на нуклоны ядра действуют ядерные силы притяжения, преобладающие над расталкивающим действием кулоновских сил между протонами. Но за пределами ядра на вылетевшую α -частицу действует только кулоновская сила отталкивания.

Пусть до столкновения нуклоны в ядре находились в основном, т.е. невозбужденном состоянии, и поэтому занимали нижние уровни полной энергии (см. рис. 4.10.2.1). После одновременного столкновения двух протонов и двух нейтронов в ядре возникает α -частица, у которой оказываются полностью заполненными первые протонная и нейтронная ядерные оболочки, при этом высвобождается дополнительная энергия, равная дефекту массы. В результате α -частица может занять один из свободных уровней полной энергии $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$.

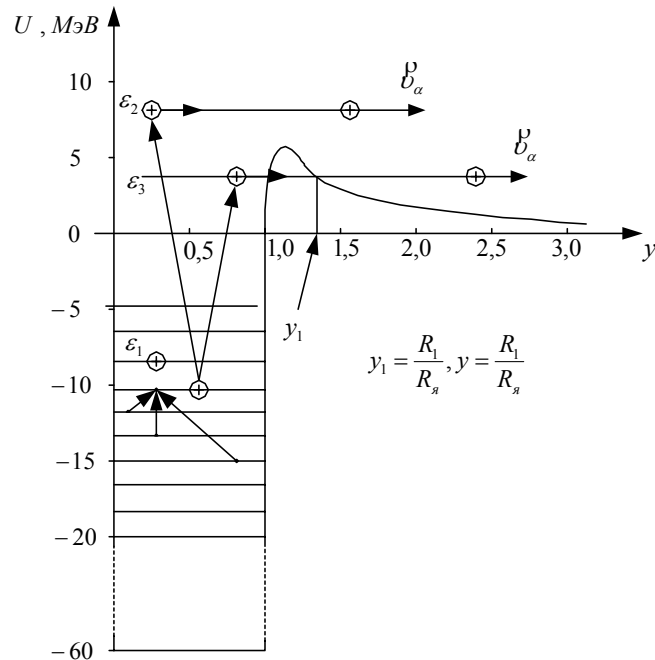


Рис. 4.10.2.1. Уровни полной энергии ядра

Так как α -частица представляет собой ядро атома ${}^4_2\text{He}^2$, то дефект массы, возникший при образовании α -частицы, будет $\Delta m = 0,029267$ а.е.м., что эквивалентно выделяемой энергии $\Delta \varepsilon = 27,25$ МэВ.

Возникшая α -частица находится в поле ядерных сил притяжения нуклонов и отталкивания протонов. Обладая энергией возбуждения, частица в ядре непрерывно сталкивается как с нуклонами ядра, так и со стенкой потенциальной ямы. Если толщина потенциальной ямы

бесконечно велика, то процесс будет продолжаться до тех пор пока α -частица не распадется на составляющие ее нуклоны. Этому процессу соответствует энергия ε_1 , в ядре не происходит α -распад.

Если энергия α -частицы $\varepsilon > 0$, то ядерные силы не в состоянии удержать в ядре образовавшуюся α -частицу. Первоначально возникнув, она под действием сил кулоновского отталкивания вылетит за пределы ядра, при этом в пространстве возникнут две частицы: дочернее ядро и α -частица. И хотя вероятность такого распада очень мала, но все же она отлична от нуля. Здесь могут встретиться два случая:

1. Энергия α -частицы $\varepsilon_3 < U_{\max}$. На пути движения α -частицы находится потенциальный барьер конечной весьма малой толщины. Поэтому всегда существует заметная вероятность преодолеть его при помощи туннельного эффекта. Итак, в результате одного из таких удачных столкновений α -частица может преодолеть потенциальный барьер туннельным способом. Следовательно, за пределами ядра α -частица должна иметь ту же энергию, что и в материнском ядре перед столкновением с потенциальным барьером. А так как внутри ядра уровни полной энергии квантованы, то и за пределами ядра α -частицы должны обладать дискретными значениями полной энергии. Опыт подтверждает эту точку зрения. Состояния с такими значениями энергии называются метастабильными. Из рис. 4.10.2.1 следует, что чем больше энергия ε_3 , тем меньше должна быть толщина потенциального барьера и тем больше вероятность возникновения α -распада.

2. Энергия α -частицы $\varepsilon_2 > U_{\max}$. В этом случае α -частица покидает материнское ядро классическим способом, но энергия α -частицы по-прежнему дискретна. Однако на осуществление такого процесса необходима слишком большая энергия возбуждения, поэтому вероятность такого процесса весьма мала.

Вылетевшая за пределы материнского ядра α -частица теперь находится в поле короткодействующих ядерных сил притяжения и расталкивающих кулоновских сил протонов дочернего ядра. Но вблизи дочернего ядра электрические силы, действующие на α -частицу, не являются строго кулоновскими, ведь теперь взаимодействие α -частицы происходит не с точечным зарядом дочернего ядра и даже не с его сферически распределенным электрическим зарядом, а с объемным зарядом дочернего ядра, форма которого в результате взаимодействия с электрическим зарядом α -частицы несколько отличается от сферической.

На рис. 4.10.2.2 изображены мгновенные положения дочернего ядра и α -частицы. Заменим распределенный электрический заряд дочернего ядра воображаемым эффективным электрическим зарядом. Теперь положение эффективного заряда в общем случае не совпадает с центром симметрии ядра, мгновенное положение эффективного заряда будет смещено на величину ΔR . Так как α -распад происходит только в ядрах с большим числом нуклонов, причем число протонов в ядре всегда намного меньше числа нейтронов, то можно считать, что форма дочернего ядра практически не изменится, она останется сферически симметричной. В дальнейшем положение α -частицы будем отсчитывать от центра симметрии ядра.

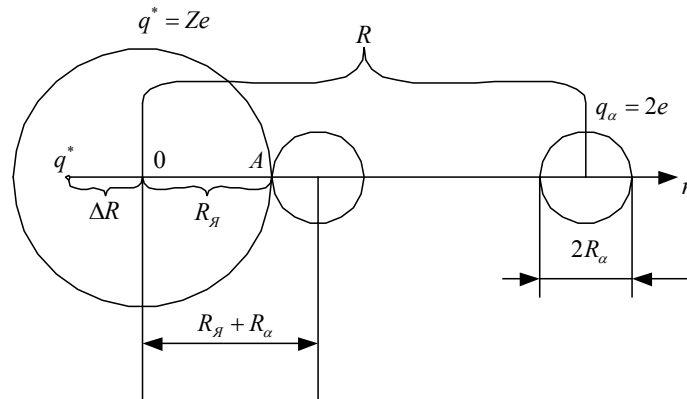


Рис. 4.10.2.2. Схема расположения дочернего ядра и α -частицы

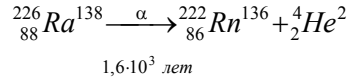
Пусть точка A – точка касания α -частицы с воображаемой поверхностью дочернего ядра. В точке A потенциалы электрических полей дочернего ядра и α -частицы равны между собой:

$$\varphi_A(R_я) = \varphi_A(R_\alpha) \text{ или } \frac{q^*}{R_я + \Delta R_{\max}} = \frac{q_\alpha}{R_\alpha}.$$

Отсюда

$$q^* = q_\alpha \frac{1 + \Delta R_{\max}/R_я}{R_\alpha} R_я, \quad (4.10.2.1)$$

где $R_я$ – эффективный радиус дочернего ядра, R_α – эффективный радиус α -частицы. Дальнейшие рассуждения проведем применительно к радиоактивному распаду радия



Оценки показывают, что эффективные радиусы ядер радона и α -частицы равны $R_{\text{я}}({}_{86}^{222}\text{Rn}) \approx 8 \cdot 10^{-15}$ м, $R_{\alpha} \approx 0,8 \cdot 10^{-15}$ м, т.е. $R_{\alpha}/R_{\text{я}} \approx 0,1$. Кроме того, $q^*/q_{\alpha} = Z/2$.

Найденные значения поставим в (4.10.2.1):

$$0,1 \frac{Z}{2} = 1 + \Delta y_{\text{max}},$$

где

$$\Delta y_{\text{max}} = \frac{\Delta R_{\text{max}}}{R_{\text{я}}},$$

откуда для радона получаем:

$$\Delta y_{\text{max}} = \frac{0,1 \cdot 86}{2} - 1 = 3,3.$$

Предположим, что относительное смещение Δy эффективного заряда, возникающего под действием электрического поля α -частицы, равно

$$\Delta y = \Delta y_{\text{max}} e^{1-y^2}. \quad (4.10.2.2)$$

Сила, действующая на α -частицу со стороны дочернего ядра (рис. 4.10.2.2),

$$F_{\alpha} = \frac{q^* q_{\alpha}}{4\pi\epsilon_0 (R + \Delta R)^2}. \quad (4.10.2.3)$$

Подставим в (4.10.2.3) значения из формул (4.10.2.1) и (4.10.2.2). Тогда

$$F_{\alpha} = \frac{4e^2}{0,1 \cdot 4\pi\epsilon_0 R_{\text{я}}^2} \frac{1 + \Delta y}{(y + \Delta y)^2}.$$

Величину потенциальной энергии взаимодействия между α -частицей и дочерним ядром можно вычислить после интегрирования:

$$U = -U_0 \int_1^y \frac{1 + 3,3 e^{1-y^2}}{(y + 3,3 e^{1-y^2})^2} dy, \quad (4.10.2.4)$$

где

$$U_0 = \frac{e^2}{0,1 \pi\epsilon_0 R_{\text{я}}}, \quad U_0 = 7,19 \text{ МэВ}, \quad R_{\text{я}} = 8 \cdot 10^{-15} \text{ м}.$$

На рис. 4.10.2.1 приведен график потенциальной энергии, построенный по формуле (4.10.2.4). На рис. 4.10.2.1 $y = 1$ – граница дочернего ядра, $y_1 = R_1/R_{\text{я}}$ – относительная координата точки туннельного вылета α -частицы за пределы ядра. Оценим вероятность вылета α -частицы за пределы материнского ядра.

В разделе 1.7.5 рассматривалось прохождение электронов туннельным эффектом через потенциальный барьер прямоугольной формы. Такая форма потенциального барьера была выбрана не случайно и преследовала две цели: одна – показать в общих чертах, как решаются в квантовой механике подобные задачи; другая – какие физические выводы вытекают из полученного решения. Точно такой же подход к решению подобной задачи можно применить не только для электронов, но и для микрочастиц иной физической природы, в частности и для α -частиц, двигающихся в сторону потенциального барьера конечной толщины. Тогда аналогичное выражение для коэффициента прозрачности потенциального барьера будет справедливо и для α -частиц. Напомним его:

$$D = \frac{4\left(\frac{a_3}{a_1}\right)^2}{4\left(\frac{a_3}{a_1}\right)^2 + \left(\left(\frac{a_3}{a_1}\right)^2 - 1\right)^2 \text{sh}^2(a_3 l)}, \quad (4.10.2.5)$$

где l – толщина потенциального барьера;

$$a_1^2 = \frac{2m_\alpha}{\eta^2} \varepsilon, \quad a_3^2 = \frac{2m_\alpha}{\eta^2} (U - \varepsilon); \quad \left(\frac{a_3}{a_1}\right)^2 = \frac{U - \varepsilon}{\varepsilon};$$

$$\text{sh}^2(a_3 l) = (\text{sh}(a_3 l))^2 = \left(\frac{e^{a_3 l} - e^{-a_3 l}}{2}\right)^2.$$

Если выполняется условие $e^{a_3 l} \gg e^{-a_3 l}$, то

$$\text{sh}^2(a_3 l) = \frac{1}{4} \exp\left(\frac{2l}{\eta} (2m_\alpha (U - \varepsilon))^{\frac{1}{2}}\right).$$

Подставим найденные значения в (4.10.2.5). После некоторых преобразований получаем:

$$D = D_0 \exp\left(\frac{2l}{\eta} \left(2m_\alpha(U - \varepsilon)^{\frac{1}{2}}\right)\right), \quad (4.10.2.6)$$

где

$$D_0 = \frac{16}{4 + \left(1 - \left(\frac{\varepsilon}{U - \varepsilon}\right)^2\right)^2}. \quad (4.10.2.7)$$

Величина коэффициента прозрачности сильно зависит от высоты потенциального барьера. Оценим его величину на примере α - распада радия. Высоту потенциального барьера вычислим по формуле:

$$U_{\max} = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0(R_{Я} + R_\alpha)}. \quad (4.10.2.8)$$

Так как у ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ $Z = 86$, $R_{Я} = 8 \cdot 10^{-15}$ м, радиус α - частицы $R_\alpha = 0,8 \cdot 10^{-15}$ м, то после вычислений по формуле (4.10.2.8) получаем

$$U_{\max} = \frac{2 \cdot 86 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-6}}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 8,8 \cdot 10^{-15}} = 28,3 \text{ МэВ}.$$

По формуле (4.10.2.6) можно вычислить коэффициент прозрачности потенциального барьера, однако по физическому смыслу он отличается от вероятности вылета α - частицы за пределы ядра. Для определения вероятности вылета из ядра за 1 с (постоянная распада) необходимо умножить коэффициент прозрачности на число столкновений α - частицы с потенциальным барьером за 1 с. Поэтому

$$\lambda = \frac{v_\alpha}{2R_{Я}} D, \quad (4.10.2.9)$$

где v_α – средняя скорость α - частицы в материнском ядре.

Для оценки величины v_α воспользуемся соотношением неопределенности:

$$m_\alpha \Delta v_\alpha \cdot \Delta r = \eta$$

Полагаем, что скорость α - частицы v_α равна неопределенности скорости в потенциальном барьере Δv_α , а неопределенность ее координаты Δr равна толщине стенки потенциального барьера l на уровне полной энергии, $v_\alpha = \frac{\eta}{m_\alpha \lambda}$ Тогда число столкновений с барьером за 1 с

$$v = \frac{v_\alpha}{2R_{Я}} = \frac{\eta}{m_\alpha \cdot l \cdot 2R_{Я}}$$

и после подстановки значений в (4.10.2.9) получаем

$$\lambda = \frac{\eta}{m_\alpha \cdot l \cdot 2R_{Я}} D_0 \exp\left(-\frac{2l}{\eta} (2m_\alpha (U - \varepsilon))^{\frac{1}{2}}\right). \quad (4.10.2.10)$$

Из (4.10.2.10) видно, что постоянная распада очень сильно зависит от толщины потенциального барьера: чем толще потенциальный барьер l , тем меньше вероятность α -частице преодолеть его туннельным эффектом, тем меньше постоянная распада λ и тем больше будет период полураспада $T_{\frac{1}{2}}$. Следовательно, быстрым α -частицам должен

соответствовать меньший период полураспада, медленным – больший, что полностью соответствует экспериментальным наблюдениям.

Известно, что у ${}^{226}_{88}\text{Ra}$, возникающего в радиоактивном ряду ${}^{238}_{92}\text{U}$, период полураспада $T_{\frac{1}{2}} = 1,6 \cdot 10^3$ лет $= 5,04 \cdot 10^{10}$ с. Подстановка соот-

ветствующих значений в (4.10.2.8) и (4.10.2.10) позволяет определить толщину стенки потенциального барьера на уровне полной энергии $\varepsilon = 4,2$ МэВ. Вычисления по формуле (4.10.2.10) дали следующий результат: $l = 9,072 \cdot 10^{-15}$ м, что представляется вполне правдоподобным.

К настоящему времени установлено из опыта несколько законов α -распада.

1. α -излучение для каждого изотопа практически однородно. Характерной константой α -излучения является пробег α -частицы в веществе. Между пробегом α -частицы в воздухе и ее начальной скоростью существует зависимость, выражаемая формулой Гейгера

$$v_0^3 = aR_0, \quad (4.10.2.11)$$

где $a = 1,08 \cdot 10^{23} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, $[v_0] = \frac{\text{м}}{\text{с}}$, $[R_0] = \text{м}$.

2. Зависимость между величиной пробега частицы и постоянной распада четно-четных ядер описывается формулой Гейгера-Нэттола

$$\lg \lambda = b_1 + b_2 \lg R_0, \quad (4.10.2.12)$$

где b_1 и b_2 – коэффициенты, каждый из которых имеет свои значения в различных радиоактивных семействах.

3. Пробег R α -частиц в любом веществе приближенно можно определить при помощи уравнения Брэгга - Климена:

$$R = 0,3 \frac{R_0}{\rho} A^{\frac{1}{2}}, \quad (4.10.2.13)$$

$[R] = [R_0] = m$; ρ – плотность вещества, кг/м, A – массовое число.

4.10.3. β -распад

Под общим названием β -распад в настоящее время понимаются три самостоятельные процесса: β^+ , β^- , e^- – захват. Между ними имеется много общего. β -распад сопровождается γ -излучением, поскольку при β -распаде дочернее ядро находится в возбужденном состоянии. В настоящее время установлено, что примерно 46% существующих в природе искусственных и естественных нуклидов испытывают β^- -распад. β^+ -распад связан с испусканием позитрона, он возникает только у ядер, полученных в лабораторных установках, в естественных условиях не наблюдается. Около 11% всех известных изотопов распадаются с испусканием позитрона. β^+ -распад имеет место главным образом у легких ядер. e^- -захват наблюдается лишь у тяжелых ядер, это вызвано тем, что некоторые тяжелые ядра могут захватывать ближайшие электроны из электронной оболочки своего атома. При этом заряд ядра уменьшается на единицу. Если захват электрона происходит с ближайшей к ядру K -оболочки, т.е. захватывается электрон $1s$, то такой процесс называется K -захватом, если же захват электрона происходит с L -оболочки, т.е. захватывается один из электронов слоя $2s\ 2p$, то такой процесс называется L -захватом. Обычно вероятность L -захвата во много раз меньше вероятности K -захвата. На K -захват приходится примерно 25% всех радиоактивных распадов в природе.

Важнейшие особенности β -распада.

1. β^- -распад характерен для пересыщенных нейтронами ядер, когда один из нейтронов ядра переходит в протонное состояние и при этом испускает электрон и антинейтрино. Например, ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{H} + {}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e$; $T_{\frac{1}{2}} = 12$ лет. Энергия вылетающего электрона ${}^0_{-1}e$ и антинейтрино $\tilde{\nu}_e$: $\varepsilon({}^0_{-1}e + \tilde{\nu}_e) = 18$ кэВ.

2. β^+ - распад характерен для пересыщенных протонами ядер, когда один из протонов ядра переходит в нейтронное состояние и при этом испускает позитрон и нейтрино. Например, ${}^{11}_6\text{C} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + {}^0_{+1}e + \nu_e$; $T_{\frac{1}{2}} = 20,4$ мин. Энергия вылетающего позитрона ${}^0_{+1}e$ равна 970 кэВ.

3. При K -захвате существует заметная вероятность ядру захватить ближайший к нему K -электрон, при этом один из протонов ядра переходит в нейтронное состояние, а из ядра вылетает нейтрино. Например, ${}^7_4\text{Be} + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu_e$; $T_{\frac{1}{2}} = 53,6$ дня.

4. Энергетический спектр электронов и позитронов непрерывен (рис. 4.10.3.1). Непрерывность спектра, на первый взгляд, кажется удивительной, так как энергия любой частицы в ядре, также как и в атоме, должна быть квантована, сами частицы должны находиться на определенном уровне энергии.

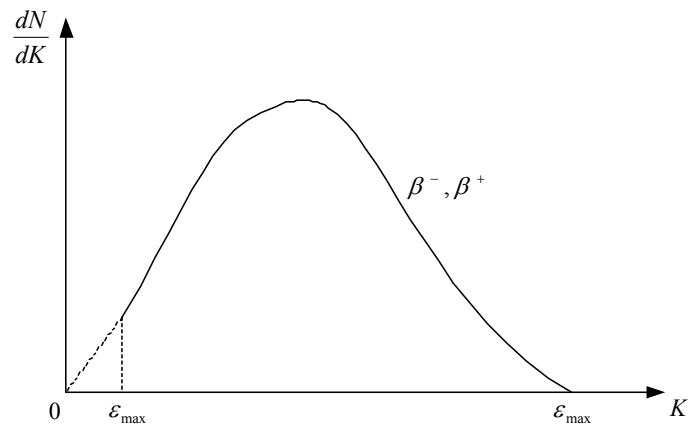


Рис. 4.10.3.1. Энергетический спектр электронов и позитронов

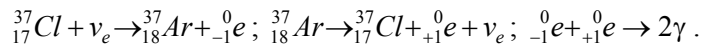
Объяснение физической причины непрерывности спектра было дано В. Паули. Он предположил, что в данном процессе наряду с электроном одновременно из ядра вылетает какая-то новая частица, которая на опыте не обнаруживается. Эту частицу Э. Ферми назвал нейтрино (маленький нейтрон). В настоящее время считается, что при β^- - распаде вместе с электроном из ядра вылетает антинейтрино $\tilde{\nu}_e$, а при

β^+ -распаде вместе с позитроном из ядра вылетает нейтрино ν_e . Дальнейшими исследованиями было установлено, что нейтрино – это частицы, у которых $Z = 0$, $A = 0$, масса покоя $m_\nu \leq 2,5$ эВ, барионный заряд $B = 0$, спиновое квантовое число $s_\nu = 1/2$.

Из таблицы элементарных частиц следует, что нейтрино ν_e , электрон ${}_{-1}e$, мюон μ обладают одной важнейшей характеристикой, а именно, лептонным зарядом λ . У всех этих частиц $\lambda = 1$, а у остальных частиц, в том числе и у фотонов, лептонный заряд отсутствует. У антилептонов $\lambda = -1$.

В природе, наряду с другими законами сохранения, выполняется закон сохранения лептонного заряда. Поэтому в ядерных реакциях общий лептонный заряд всегда сохраняется неизменным.

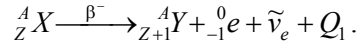
Нейтрино – очень распространенные в природе частицы. Так, на массу потока нейтрино приходится примерно 25% от общей массы излучаемой солнцем материи. То же самое можно сказать и о звездах. Важнейшей особенностью нейтрино является очень слабое взаимодействие с другими частицами материи. Насколько слабо это взаимодействие, свидетельствует тот факт, что обычно нейтрино пролетает через всю Землю, так и не провзаимодействовав с частицами вещества земли. Для нейтринных потоков Земля является практически прозрачной средой. Для обнаружения нейтрино применяют специальные установки, спектрометры нейтрино, представляющие собой цистерны, заполненные C_2Cl_4 . Один из таких спектрометров создан в США (Брукхейвен, 1968 г), он расположен на глубине 1480 м в бывшей соляной шахте. Там находится цистерна, содержащая 610 т C_2Cl_4 . Регистрация нейтрино основана на счете числа радиоактивных атомов ${}_{18}^{37}Ar$, образующихся в ядерной реакции:



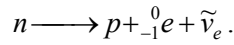
В спектрометре регистрируются 2γ кванта, разлетающиеся по закону сохранения импульса в противоположные стороны. Заметим, ${}_{17}^{37}Cl$ – стабильный изотоп, в природе его 24,6%. Наряду с ним существует стабильный изотоп ${}_{17}^{35}Cl$, в природе его 75,4%.

Нейтрино рождаются при высоких температурах в недрах солнца и звезд в результате протекающих там ядерных реакций. Поэтому изучение углового распределения потоков нейтрино позволяет как бы заглянуть в глубь солнца и даже некоторых звезд.

Исходя из сказанного, β^- - распад можно записать в виде ядерной реакции

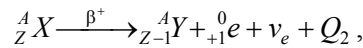


Этот процесс при β^- - распаде происходит потому, что в ядре один из нуклонов переходит из нейтронного в протонное состояние:

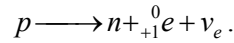


Становится понятной физическая причина возникновения антинейтрино. При β^- - распаде один из нуклонов перешел из нейтронного состояния в протонное, этот процесс сопровождается испусканием электрона, что необходимо для выполнения закона сохранения электрического заряда. Но рождение электрона означает, что возникла частица, у которой лептонный заряд $\lambda = +1$. И для того, чтобы не нарушился закон сохранения лептонного заряда, необходимо появление античастицы, у которой лептонный заряд $\lambda = -1$. Такой частицей является антинейтрино.

β^+ - распад происходит по следующей схеме:

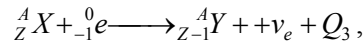


при этом в ядре происходит превращение одного из протонов в нейтрон:

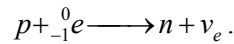


Здесь для выполнения законов сохранения электрического и лептонного зарядов необходимо появление позитрона и нейтрино.

При e^- - захвате имеет место поглощение ядром ближайшего к нему атомного электрона из K - или L - слоя:



при этом в ядре протон поглощает электрон, и возникают нейтрон и нейтрино:

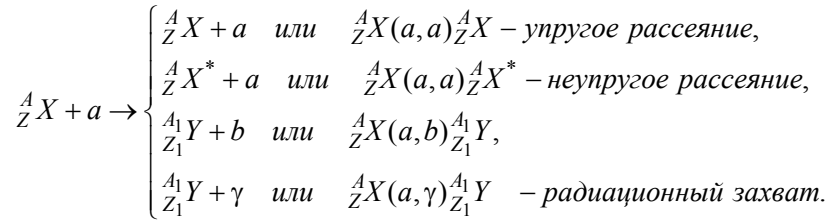


4.11. Ядерные реакции

Ядерными реакциями называются процессы превращения атомных ядер, происходящие в результате их взаимодействия с элементарными частицами или с другими ядрами. Обычно ядерная реакция вызывается бомбардировкой ядер некоторого вещества потоком ускоренных частиц: протонов, нейтронов, α - частиц и др.

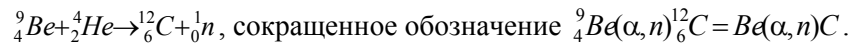
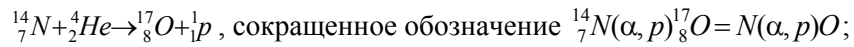
В результате интенсивного взаимодействия исходного ядра ${}^A_Z X$ и сталкивающейся частицы a образуется новое ядро – ядро-продукт ${}^{A_1}_{Z_1} Y$ и некоторая частица b , разлетающиеся в разных направлениях от места столкновения.

Ядерные реакции символически записываются следующим образом:



При большой энергии частицы a вместо одной частицы b могут возникнуть несколько новых частиц b_1, b_2, \dots .

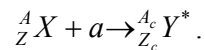
Ядерные реакции могут протекать как с выделением, так и с поглощением энергии. В качестве примера приведем две реакции:



Ядерные реакции типа ${}^A_Z X(a, b) {}^{A_1}_{Z_1} Y$ сопровождаются перестройкой атомных ядер. Однако при этом всегда выполняются следующие законы сохранения: электрического, барионного зарядов, полной энергии, импульса, момента импульса и некоторых других характеристик атомного ядра.

Исследование ядерных реакций позволило установить экспериментальные закономерности, на основании которых было дано теоретическое объяснение процессов ядерных превращений. Одна из этих теорий, теория составного ядра, впервые была предложена Н. Бором в 1936 г. Она удовлетворительно объясняет ядерные превращения при энергии бомбардирующих частиц до 50 МэВ.

Ядерная реакция ${}^A_Z X(a, b) {}^{A_1}_{Z_1} Y$ по этой теории протекает в два этапа. На первом этапе ядро ${}^A_Z X$ захватывает частицу a . В результате образуется составное ядро ${}^{A_c}_{Z_c} Y^*$ в возбужденном состоянии:



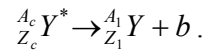
Энергия возбуждения $\varepsilon_{\text{воз}}$ составного ядра складывается из энергии связи $\varepsilon_{\text{св}}$ частицы a в составе ядра и части кинетической энергии частицы, преобразующуюся затем в энергию покоя ядра

$$\varepsilon_{\text{воз}} = \varepsilon_{\text{св}} + \frac{A_a}{A + A_a} K_a,$$

где A – массовое число ядра, A_a – массовое число налетающей частицы, K_a – кинетическая энергия налетающей частицы.

$$\text{Если } A \gg A_a, \text{ то } \varepsilon_{\text{воз}} \approx \varepsilon_{\text{св}} + \frac{A_a}{A} K_a.$$

В результате сильных взаимодействий между нуклонами ядра и непрерывных столкновений нуклонов между собой энергия возбуждения, которая привносится в ядро налетающей частицей a , быстро перераспределяется между остальными нуклонами. Благодаря флуктуациям в определенный момент времени значительная часть энергии возбуждения оказывается сосредоточена на одном из нуклонов вблизи поверхности ядра. Допустим, что этой энергии вполне хватает для вылета частицы b за пределы составного ядра. Тогда наступает второй этап реакции – распад составного ядра на ядро ${}_{Z_1}^{A_1}Y$ и частицу b :



Из опыта следует, что время жизни составного ядра $\tau \geq 10^{-14}$ с.

На рис. 4.11.1 условно изображено невозбужденное ядро урана ${}_{92}^{238}U$. С ним сталкивается налетающая частица a . В диаметре ядра укладывается примерно 26 нуклонов. Значит, возбуждение передается от одного края ядра к другому путем последовательных столкновений в цепочке из 26-ти нуклонов. Время передачи возбуждения

$$\tau_0 = 2R_{\text{я}}/c; \quad \tau_0 = 6 \cdot 10^{-15} / 3 \cdot 10^8 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ с},$$

$R_{\text{я}}$ – радиус ядра, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Следовательно, отношение $\tau/\tau_0 = 1 \cdot 10^{-14} / 2 \cdot 10^{-23} = 5 \cdot 10^8$.

Таким образом, относительное время жизни τ/τ_0 составного ядра настолько велико, что составное ядро как бы успевает "забыть" о причине своего возбуждения, и спустя время $\tau = 10^{-14}$ с составное ядро распадается по законам радиоактивного распада с учетом вероятности протекания того или иного распада.

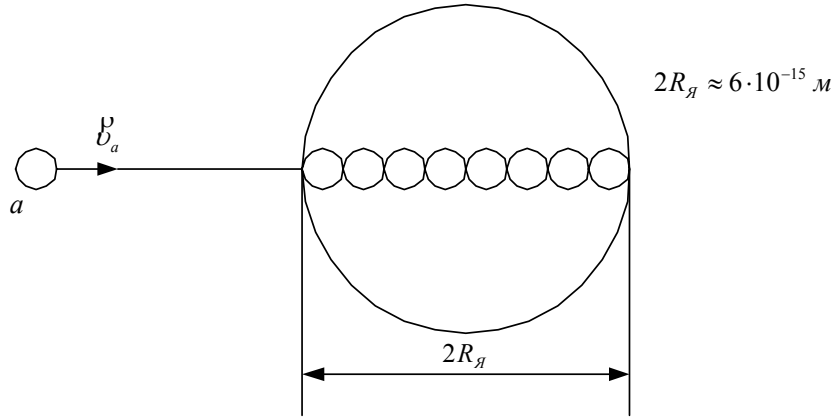
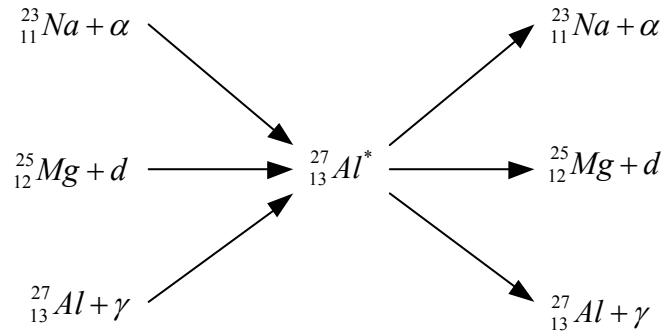


Рис. 4.11.1. Схема соударения α - частицы с ядром

В качестве примера приведем различные ядерные реакции, приводящие к возникновению одного и того же составного ядра, а также к появлению различных каналов распада составного ядра; разумеется, вероятности реализации различных каналов распада здесь разные, способ распада составного ядра определяется величиной энергии возбуждения.



Примечание. В приведенной схеме ядерных реакций использованы следующие обозначения: $\alpha = {}^4_2\text{He}$, α - частица (ядро атома гелия); $d = {}^2_1\text{H}$, дейтрон (ядро тяжелого изотопа водорода); $\gamma = h\nu$ (гамма-квант).

4.12. Эффективное сечение ядерной реакции

Для оценки вероятности протекания ядерной реакции широко пользуются понятием *эффективное сечение реакции* или *эффективное сечение взаимодействия частиц A и a* .

Для определения вероятности взаимодействия частицы с ядром рассмотрим плоскую мишень, изготовленную из однородного вещества (см. рис. 4.12.1). В случае толстой мишени число частиц a , прошедших через слой x , меняется с глубиной. Поэтому для оценки числа частиц, прошедших через определенный слой вещества, должно быть составлено дифференциальное уравнение для некоторого слоя толщиной dx , расположенного на глубине x .

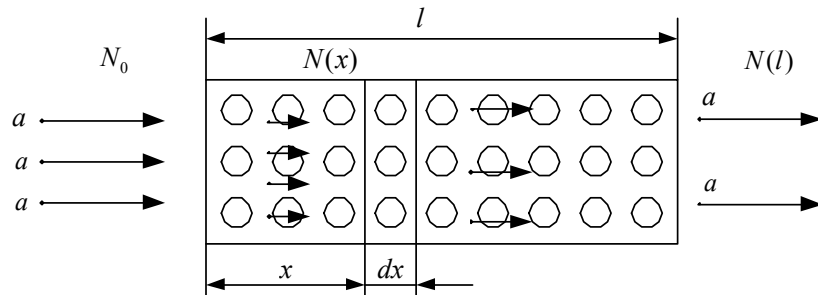


Рис. 4.12.1. Взаимодействие частиц с ядрами мишени

Тогда число частиц dN , вступивших в ядерную реакцию за время t , т.е. число частиц, выбывших из первичного пучка за время t после прохождения потока через слой толщиной dx ,

$$dN = -\sigma N(x) n dx, \quad (4.12.1)$$

где σ характеризует вероятность того, что ядро A в результате попадания в него частицы a превратится в ядро B с испусканием частицы b , σ – эффективное сечение реакции; $N(x)$ – число частиц a , дошедших до слоя dx на глубине x за время t ; n – концентрация ядер A в мишени. После интегрирования (4.12.1) получаем

$$N(x) = N_0 \exp(-n\sigma x), \quad (4.11.2)$$

N_0 – число частиц a , падающих на наружную поверхность мишени A . Тогда через мишень толщиной l пройдет число частиц $N(l)$:

$$N(l) = N_0 \exp(-n\sigma l). \quad (4.12.3)$$

По определению, вероятность протекания ядерной реакции на глубине x в слое толщиной dx пропорциональна как концентрации ядер, так и толщине слоя dx , причем коэффициентом пропорциональности служит эффективное сечение взаимодействия σ :

$$dw = \sigma n dx.$$

Отсюда

$$\sigma = \frac{1}{n} \frac{dw}{dx}. \quad (4.12.4)$$

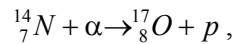
Из формулы (4.12.4) следует, что размерность эффективного сечения m^2 . Из (4.12.3) после логарифмирования получаем выражение для эффективного сечения ядерной реакции:

$$\sigma = \frac{1}{nl} \ln \frac{N_0}{N(l)}. \quad (4.12.5)$$

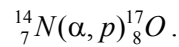
Как следует из (4.12.5), для определения эффективного сечения взаимодействия потока частиц a с ядрами мишени A достаточно в специальных опытах измерить ослабление потока частиц a в слое мишени толщиной l . Эффективное сечение измеряется в m^2 , либо в барнах: $1 \text{ барн} = 1 \cdot 10^{-28} m^2$.

4.13. Деление тяжелых ядер при захвате нейтрона

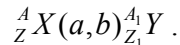
В 1919 г. Э. Резерфорд открыл реакцию превращения одного ядра в другое:



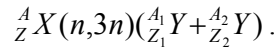
или в сокращенной форме записи



Во все последующие годы вплоть до 1938 г. физики наблюдали ядерные реакции типа



Но в 1938–39 гг. при облучении тяжелых ядер потоком нейтронов была обнаружена реакция нового типа; оказалось, что наряду с обычной ядерной реакцией ${}^A_Z X(a, b) {}^A_{Z_1} Y$, где a – нейтрон, возникает реакция деления ядра на осколки:



Таким образом, было установлено, что в составном ядре, возникшем после поглощения материнским ядром нейтрона, в ядре происходит столь сильная перестройка состояний нуклонов, что оно делится на две неравные по величине части с испусканием двух или трех нейтронов.

Может возникнуть вопрос: почему такое деление ядер не наблюдалось ранее?

Ответ может быть таким. Реакции с нейтронами могли быть проведены лишь после открытия нейтронов. Но нейтроны были открыты лишь в 1932 г., и потребовались годы исследований, пока не выяснили все особенности ядерных реакций с участием нейтронов.

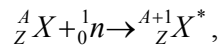
Почему же из всех видов столкновений частиц с тяжелыми ядрами столкновения с нейтронами приводят к качественно новым результатам по сравнению со столкновениями других элементарных частиц? Все дело в том, что нейтрон – электрически нейтральная частица. Поэтому при движении в сторону тяжелого ядра нейтрон без изменения своей кинетической энергии, без изменения направления движения может вплотную подойти к ядру и проникнуть внутрь его. Для нейтрона нет силы, препятствующей его движению в сторону ядра. Протону и другим положительно заряженным частицам для проникновения в ядро необходимо предварительно затратить энергию, необходимую для преодоления силы электростатического отталкивания, которые оказываются особенно большими вблизи ядра. Кроме того, наличие силы отталкивания приводит к тому, что в процессе движения протон, α -частица, как правило, отклоняются в сторону от ядра. Все это приводит к тому, что вероятность столкновения заряженных частиц с ядром оказывается гораздо меньше вероятности столкновения нейтральной частицы с ядром. Наконец, положительно заряженная частица, сталкиваясь с ядром, постепенно теряет свою кинетическую энергию. Стало быть, не всякая заряженная частица может проникнуть в ядро, а лишь та, у которой кинетическая энергия больше потенциальной энергии сил отталкивания. Что же касается электронов, то они могут проникать в ядро, об этом свидетельствует наличие в природе явления e^- -захвата. Но если кинетическая энергия электронов меньше 1 МэВ, то проникновение электрона в ядро не вызовет деления ядра на осколки. Что же касается других отрицательно заряжен-

ных частиц, например, различных видов гиперонов, то потоки их большой плотности в настоящее время получить очень трудно.

Как уже отмечалось ранее, теоретически вопросы деления тяжелых ядер впервые рассматривались Бором, Уилером и независимо от них Френкелем в 1939 г. В основу своих рассуждений они положили модель жидкой капли. В результате проведенного анализа они пришли к выводу, что способность ядер к делению определяется соотношением сил электростатического расталкивания протонов ядра и ядерных сил притяжения. Процесс деления можно представить следующим образом.

На материнское ядро падает нейтрон, проникает в него. В результате возникает составное ядро, находящееся в возбужденном состоянии. Энергия возбужденного ядра после проникновения в него нейтрона, как это следует из графика $\varepsilon_{св}/A = f(A)$, порядка 6 МэВ. Эта энергия столь значительна, что возникает сильное возбуждение ядра.

Процесс символически можно записать следующим образом:



где ${}^{A+1}_ZX^*$ – возбужденное составное ядро.

Энергия возбуждения составного ядра складывается из двух составляющих: энергии связи нейтрона в составном ядре и кинетической энергии налетающего нейтрона

$$\varepsilon_{в\text{оз}} = \frac{\varepsilon_{св}}{A} + \frac{A}{A+1} K_n,$$

K_n – кинетическая энергия налетающего нейтрона.

Опыт показывает, что энергия возбуждения составного ядра у различных тяжелых ядер находится в интервале

$$5,8 \text{ МэВ} \leq \varepsilon_{в\text{оз}} \leq 6,9 \text{ МэВ}.$$

В результате возбуждения ядро приходит в колебательное движение, вытягиваясь то в одну, то в другую стороны, ядро испытывает непрерывную деформацию своего объема (рис. 4.13.1).

Если энергия возбуждения $\varepsilon_{в\text{оз}}$ превышает некоторую минимальную энергию, энергию активации ε_a , то деформация составного ядра достигает такой величины, при которой у ядра возникает перетяжка, и силы расталкивания между положительными электрическими зарядами различных частей составного ядра становятся больше ядерных сил притяжения. В результате ядро делится на два осколка. Следовательно, если бы ядро было бы электрически нейтрально, то наличие пере-

тяжки не привело бы к делению ядра на две части: деление ядра возникает потому, что между протонами ядра существуют силы электрического расталкивания. Таким образом, нейтроны ответственны за возбуждение, а протоны – за деление ядра.

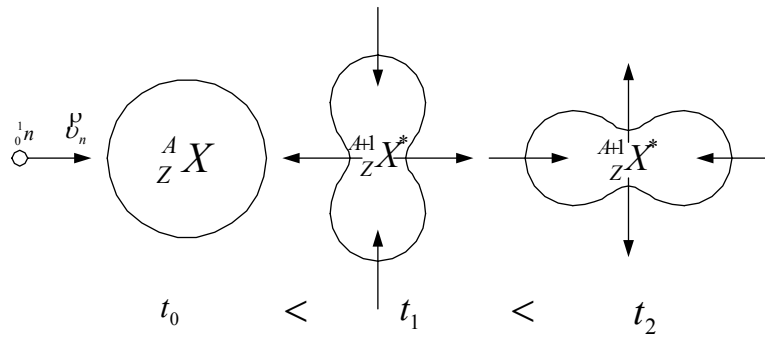


Рис. 4.13.1. Деформация ядра

У возникших осколков отношение числа нейтронов к числу протонов больше, чем такое же отношение у стабильных ядер:

$$N/Z > (N/Z)_{\text{стаб}}.$$

При делении тяжелого составного ядра $^{A+1}_Z X^*$ в каждом акте деления выбрасывается в среднем два или три нейтрона. А так как составное ядро находится в сильно возбужденном состоянии, то часть энергии возбуждения, кроме того, высвечивается в виде γ -квантов. Наряду с этим, возбужденное ядро $^{A+1}_Z X^*$ также может испустить избыточный нейтрон или испытать β^- -распад.

Вследствие больших сил электростатического расталкивания между осколками β -осколки разлетаются в разные стороны с большими скоростями, достигающими до $1/30$ скорости света. При столкновении этих осколков с другими ядрами препарата происходит преобразование кинетической энергии осколков в внутреннюю энергию других частиц с выделением большого количества тепла.

Осколки, образовавшиеся в момент деления, пересыщены нейтронами. При этом форма осколков сильно отличается от сферической. Из математики известно, что площадь поверхности сферы при неизменном объеме минимальна по сравнению с другими поверхностями. Поэтому в процессе образования сферической поверхности, соответствующей невозбужденному состоянию ядра, осколки выделяют из-

быточную энергию в виде γ -квантов или β^- -излучения. Если же возбуждение $\varepsilon_{\text{воз}}$, привнесенное в ядро, меньше энергии активации ε_a , то возникающая деформация ядра не достигнет критического значения, ядро не испытает деления на осколки, избыточная энергия будет растрчена в результате столкновения с другими ядрами, а также в результате α , β^- -распадов.

Следовательно, деление ядра может быть вызвано лишь такими нейтронами, у которых

$$K_n + \frac{\varepsilon_{\text{св}}}{A} \geq \varepsilon_a, \quad \frac{A}{A+1} \approx 1. \quad (4.13.1)$$

Такие простые представления, основанные на капельной модели ядра, позволяют понять, почему одни ядра делятся под действием как тепловых, так и быстрых нейтронов, а другие делятся только под действием быстрых нейтронов, у которых $K_n > 1$ МэВ.

На рис. 4.13.2 изображена последовательность изменения состояний составного ядра во времени до момента его распада после попадания в материнское ядро нейтрона.

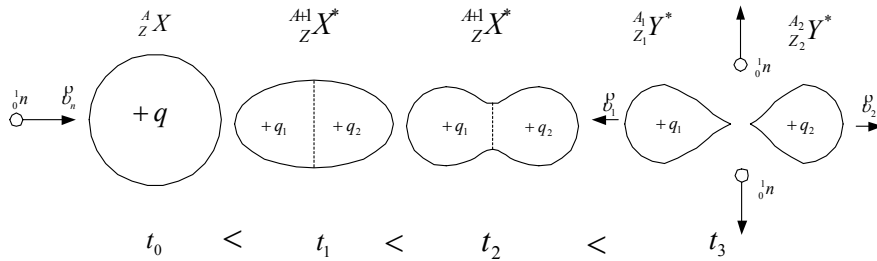


Рис. 4.13.2. Распад составного ядра

Из рис. 4.13.2 видно, что в момент разрыва из области перетяжки вылетают два или три мгновенных нейтрона, а сами осколки разлетаются в противоположные стороны, причем направления движения осколков и мгновенных нейтронов определяются законами сохранения энергии и импульса.

Как следует из выражения (4.13.1), при выполнении неравенства $\frac{\varepsilon_{\text{св}}}{A} > \varepsilon_a$ составное ядро будет делиться при любой величине кинетической энергии падающего на ядро нейтрона, в том числе и при теп-

ловой. Минимальная кинетическая энергия, которой может обладать нейтрон в препарате, не может быть меньше средней кинетической энергии хаотического движения частиц. Поэтому нейтроны, обладающие такой кинетической энергией, называются *тепловыми нейтронами*. Тепловые нейтроны – это нейтроны, которые находятся в состоянии динамического равновесия с другими частицами радиоактивного препарата, с другими частицами облучаемого нейтронами вещества.

Если же в уравнении (4.13.1) $\frac{\varepsilon_{\text{св}}}{A} < \varepsilon_a$, то энергия возбуждения составного ядра, возникающая в результате дефекта массы нейтрона в ядре, оказывается недостаточной для возникновения в ядре перетяжки. Стало быть, такой энергии оказывается недостаточно для деления ядер на два осколка. Для возникновения реакции деления тяжелого ядра должно выполняться неравенство (4.13.1) или, что то же самое,

$$K_n \geq \varepsilon_a - \frac{\varepsilon_{\text{св}}}{A}. \quad (4.13.2)$$

В табл. 4.13.1 приводятся некоторые характеристики ядер, а также типы нейтронов, вызывающих деление тяжелых ядер.

% содержания в природе	Обозначение нуклида	$\varepsilon_{\text{воз}}$ МэВ	ε_a МэВ	$K_{n \text{ min}}$	Вид нейтрона	p
-	${}^{233}_{92}\text{U}$	5,9	5,5	0,025 эВ	Тепловой	0,91
0,006	${}^{234}_{92}\text{U}$	5,8	6,2	0,4 МэВ	Быстрый	0
0,712	${}^{235}_{92}\text{U}$	6,8	6,6	0,025 эВ	Тепловой	0,83
99,282	${}^{238}_{92}\text{U}$	5,7	7,1	1,4 МэВ	Быстрый	0
-	${}^{239}_{94}\text{Pu}$	6,9	5,1	0,025 эВ	Тепловой	0,65

Табл. 4.13.1. Ядра и типы нейтронов

В табл. 4.13.1 приняты следующие обозначения: $\epsilon_{\text{воз}}$ – энергия возбуждения составного ядра после поглощения теплового нейтрона; ϵ_a – энергия активации; $K_{n, \text{min}}$ – минимальная кинетическая энергия,

которой должен обладать нейтрон для соответствующего деления ядра; p – вероятность распада ядра под действием тепловых нейтронов.

Из табл. 4.13.1 следует, что энергия активации оказывается разной у различных ядер. Это связано с тем, что в разных ядрах энергия связи нейтронов в ядре оказывается не одинакова. Составное ядро ${}^{A+1}_Z X^*$, возникшее после поглощения материнским ядром одного нейтрона, может не только делиться, но и излучать γ -кванты, нейтроны, быстрые электроны. Опыт показывает, что вероятности деления тяжелых ядер нейтронами весьма сильно различаются у различных ядер. В табл. 4.13.2 приводятся эффективные сечения σ ядерных реакций под действием тепловых нейтронов, в барнах.

Тип ядерной реакции	${}^{233}_{92}\text{U}$	${}^{235}_{92}\text{U}$	${}^{238}_{92}\text{U}$	${}^{239}_{94}\text{Pu}$	Природный уран
${}^A_Z X(n, 3n)({}^{A_1}_{Z_1} Y + {}^{A_2}_{Z_2} Y)$	532	549	0	664	3,9
${}^A_Z X(n, n) {}^A_Z X^*$ (неупругое рассеяние)	0	8,2	8,2	0	8,2
${}^A_Z X(n, \gamma) {}^{A+1}_Z X$ (радиационный захват)	52	101	2,8	360	3,5

Таблица 4.13.2. Эффективные сечения σ ядерных реакций под действием тепловых нейтронов

Из анализа табл. 4.13.2 следует, что для реакции деления как будто бы выгоднее всего использовать ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ или ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Однако это далеко не так. Так, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ в естественных минералах практически не содержится. Что же касается изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$, то он в природе встречается

редко, а изотоп ${}_{92}^{233}\text{U}$ – еще реже. Разделение ${}_{92}^{238}\text{U}$ и ${}_{92}^{235}\text{U}$ на отдельные фракции – это очень сложный процесс, он основан на использовании метода газовой диффузии. Промежуточными продуктами этого метода являются крайне агрессивные вещества, которые вступают в химические соединения практически со всеми другими веществами.

Из табл. 4.13.2 также видно, что ${}_{92}^{238}\text{U}$ под действием тепловых нейтронов практически не делится, деление происходит только под действием быстрых нейтронов. Но тогда процесс будет протекать столь быстро, что может произойти ядерный взрыв, и необходимо применять специальные методы для замедления ядерной реакции.

Итак, мы рассмотрели физическую причину деления тяжелых ядер под действием нейтронов. Может возникнуть вопрос: а почему под действием нейтронов на осколки делятся только тяжелые ядра? Причина здесь следующая. В тяжелых ядрах присутствует значительное число положительно заряженных частиц, протонов. Поэтому в них существуют значительные силы кулоновского расталкивания. Избыток энергии ядерных сил притяжения над потенциальной энергией сил отталкивания определяется как раз величиной той энергии, которую привносит в тяжелое ядро дополнительный нейтрон. В легких ядрах энергия, связанная с попаданием нейтрона в ядро, оказывается недостаточной для того, чтобы вызвать деление ядра. У легких ядер отношение кулоновских к ядерным силам гораздо меньше подобного отношения у тяжелых ядер, и поэтому относительное значение энергии активации у легких ядер во много раз больше относительной энергии активации у тяжелых ядер.

В настоящее время, несмотря на всю сложность процесса сепарации при получении изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$, в ядерной энергетике эти изотопы находят самое широкое применение из-за того, что деление ядер этих изотопов происходит под действием тепловых нейтронов, стало быть, и меньшие требования предъявляются к экологической безопасности.

4.14. Продукты деления урана под действием тепловых нейтронов

Ядро изотопа урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ под действием теплового нейтрона чаще всего делится на два осколка. Но массовые числа осколков оказываются разными в интервале значений $72 < A < 161$. Для характеристики распределения возникающих осколков по массовым числам

вводится понятие выхода осколков на одно деление. Выход осколков на деление равен отношению числа делений с образованием данного осколка деления к общему числу делений. График выхода осколков на одно деление ${}^{235}_{92}\text{U}$ как функция массового числа A приведен на рис. 4.14.1.

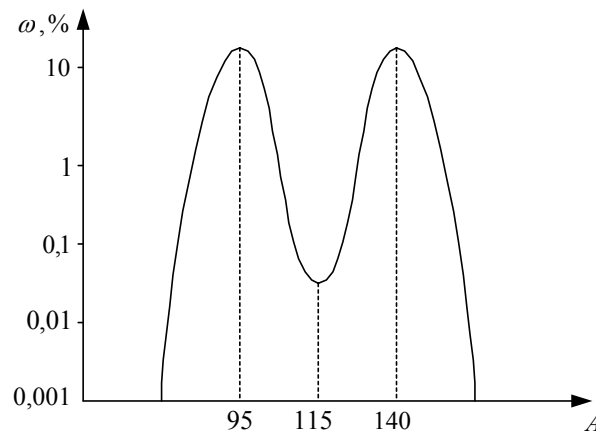
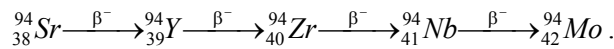


Рис. 4.14.1. Выход осколков на одно деление ${}^{235}_{92}\text{U}$

На графике выхода имеется группа легких осколков деления, состоящая из ядер с массовыми числами от 80 до 110 и имеется группа тяжелых осколков деления, состоящая из ядер с массовыми числами от 125 до 155. Деление ядра на два осколка с массовыми числами от 110 до 125 происходит крайне редко. Следовательно, при делении ядра наиболее вероятно образование легкого и тяжелого осколков.

Важнейшей особенностью продуктов деления составного ядра является его радиоактивность. Это связано с тем, что в образовавшихся осколках имеет место избыток нейтронов по сравнению с числом нейтронов в стабильных изотопах. Так, двум максимумам на графике рис. 4.14.1 соответствуют массовые числа 94 и 140, что соответствует радиоактивным изотопам ${}^{94}_{38}\text{Sr}$ и ${}^{140}_{54}\text{Xe}$. Массовые числа стабильных ядер стронция и ксенона равны 88 и 136. Поэтому радиоактивное ядро стронция ${}^{94}_{38}\text{Sr}$ имеет в избытке шесть нейтронов, а радиоактивное ядро ксенона ${}^{140}_{54}\text{Xe}$ — четыре нейтрона.

Осколки деления дают начало радиоактивным цепочкам β^- -распадов, которые всегда заканчиваются стабильным ядром. В качестве примера приведем одну из возможных цепочек:



Осколки деления и продукты их радиоактивного распада называют продуктами деления. При каждом делении ядра возникает несколько нейтронов деления. Нейтроны деления подразделяются на *мгновенные* и *запаздывающие*. Мгновенные нейтроны испускаются в момент деления, запаздывающие – спустя некоторое время после момента деления ядра, они испускаются осколками. Мгновенные нейтроны вылетают из шейки гантелеобразного ядра (рис. 4.13.2, момент времени t_2), где практически нет протонов, так как из-за кулоновского отталкивания они сосредотачиваются в удаленных от шейки частях ядра. Поэтому при разрыве шейки (рис. 4.13.2, момент времени t_3) из нее вылетают мгновенные нейтроны. Энергия большинства мгновенных нейтронов находится в интервале от 0,1 МэВ до 10 МэВ. Запаздывающие нейтроны составляют менее 1% от числа нейтронов деления, они испускаются осколками. Среднее время запаздывания нейтронов не превышает 1 часа. Осколки деления ядер радиоактивны, они пересыщены нейтронами и находятся в возбужденном состоянии. Возбуждение осколков снимается испусканием запаздывающих нейтронов и γ -квантов, если энергия возбуждения больше, чем энергия отделения нейтрона из ядра. Наличие запаздывающих нейтронов имеет важное практическое значение, так как с помощью специальных процессов позволяет регулировать цепную ядерную реакцию.

При делении ${}_{92}^{235}\text{U}$ выделяется огромная энергия, которая распределяется следующим образом.

Кинетическая энергия осколков деления $K({}_{Z_1}^{A_1}Y, {}_{Z_2}^{A_2}Y)$	166, 2 МэВ
Энергия мгновенных и запаздывающих нейтронов	4, 8 МэВ
Энергия мгновенных γ -квантов	8, 0 МэВ
Энергия быстрых электронов	7, 0 МэВ
Энергия γ -квантов, вылетающих из осколков	7, 2 МэВ
Энергия антинейтрино	9, 6 МэВ

Итого	202, 8 МэВ