

Министерство образования и науки Российской Федерации

**Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования "Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского"**

Научно-исследовательский институт химии

Учебное пособие

РАДИОАКТИВНОСТЬ В ПРИРОДЕ

Составители: Сулейманов Е.В.
Фаддеев М.А.

Подготовлено в рамках выполнения проекта «Мониторинг и прогнозирование состояния хранилища радиоактивных отходов Нижегородской области и разработка мер по предотвращению попадания радионуклидов в объекты окружающей природной среды» (соглашение №14.37.21.0812 от 31 августа 2012 г.)

Оглавление

Часть I. Элементарные частицы.....	3
Часть II. Состав и строение атомных ядер.....	7
2.1. Общие положения	7
2.2. Строение атомных ядер	9
Часть III. Радиоактивность атомных ядер	21
3.1. Количественные характеристики радиоактивных превращений	21
3.2. Виды радиоактивных превращений	24
3.2.1. Способы снятия избытка нейтронов.....	26
3.2.2. Способы снятия избытка протонов	28
3.2.3. Снятие избытка энергии (γ -радиоактивность).....	32
3.3. Радиоактивные изотопы в природе	34
Литература	39

Часть I. Элементарные частицы

Исторически термин *элементарные частицы* был введен для неделимых частиц материи, из которых состоят атомы. Сначала таковыми считались электроны и протоны. Затем были открыты нейтроны. Впоследствии к элементарным частицам причислили фотоны – кванты электромагнитного поля, а также нейтрино – частицы, образующиеся в результате радиоактивного распада ядер. Экспериментальные исследования показали, что в столкновениях выше перечисленных частиц достаточно высокой энергии образуются частицы новых типов. К настоящему времени обнаружено множество разновидностей микрочастиц.

К элементарным частицам современная физика относит все микрочастицы, за исключением атомных ядер с массовым числом больше единицы. Исследования на современных ускорителях (суперколлайдерах) показали, что большинство элементарных частиц обладает внутренней структурой. Однако такие частицы, как электрон, позитрон и нейтрино имеют размеры менее 10^{-18} м и, видимо, являются действительно элементарными.

Классификация элементарных частиц (табл. 1) базируется на классификации фундаментальных взаимодействий. Физике известны гравитационное, электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия. Гравитационное взаимодействие является самым универсальным, ему подвержены все объекты во Вселенной. Для классификации элементарных частиц (ввиду их малых масс) принципиальное значение имеют только три последних взаимодействия.

Наиболее многочисленное множество элементарных частиц составляют *адроны*. Это частицы, которые обладают способностью участвовать в сильном взаимодействии. Следует иметь в виду, что адроны участвуют и в других взаимодействиях: в гравитационном – из-за наличия массы, в электромагнитном – из-за наличия электрического заряда и/или магнитного момента (см. п. 2.2.4), в слабом – по причинам, изложенным ниже. Но для всех адронов доминирующим является именно сильное взаимодействие. К адронам относятся нуклоны – протоны и нейтроны.

Адроны подразделяют на *мезоны* и *барионы* по величине собственного момента импульса – *спина* (см. п. 2.2.4). К мезонам относятся адроны с нулевым или целым спиновым квантовым числом, к барионам – с полуцелым спиновым квантовым числом.

Классификация элементарных частиц
(фрагмент)

Тип взаимодействия частиц	Частицы, участвующие во всех видах взаимодействий (адроны)		Частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях		
	Группа	барионы	мезоны	лептоны	векторные бозоны
Спиновое квантовое число		полуцелое	целое (или нулевое)	полуцелое	целое (или нулевое)
Примеры		нуклон (протон, нейтрон)	π -мезон	электрон, позитрон, нейтрино	фотон

В ходе экспериментальных исследований было обнаружено, что адроны обладают рядом сохраняющихся величин, которые, по аналогии с электрическим зарядом, тоже были названы *зарядами*. К настоящему времени известны *барионный, страный, очаровательный и красивый заряды*. Все эти величины целочисленные и для их сумм выполняются определенные законы сохранения. Численные значения этих параметров адронов сведены в таблицы, с которыми можно ознакомиться в специализированных курсах физики элементарных частиц.

Все адроны обладают внутренней структурой. Однако их можно называть элементарными, т.к. их невозможно разделить на составные части. Согласно современным представлениям адроны содержат истинно элементарные частицы – *кварки*. Сильным взаимодействием кварки связаны внутри адронов. Экспериментальные исследования показали, что кварки имеют определенные физические характеристики (электрический заряд, спин, барионный заряд, странность, очарование, прелесть и другие), Переносчиками сильного взаимодействия являются другие элементарные частицы – *глюоны*, аналогично тому, как переносчиками электромагнитного взаимодействия являются фотоны. Характер межкваркового взаимодействия таков, что они не могут вылетать из адронов в свободном виде. Это свойство получило название *конфайнмент*.

Согласно современной теории, должно существовать шесть различных типов кварков (*u, d, s, c, b, t*), причем для существования первых пяти обнаружены веские экспериментальные доказательства. Теория, описывающая строение и процессы взаимодействия адронов на основе кварк-глюонной структуры, называется *квантовой хромодинамикой*.

Множество короткоживущих адронов (т.н. *резонансов*), которых экспериментально обнаружено более сотни, представляют собой *возбужденные состояния* кварковых систем и не являются новыми элементарными частицами.

Среди частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях, выделяется

семейство *лептонов*, которое содержит шесть истинно элементарных частиц: электрон, мюон, тау-лептон, электронное нейтрино, мюонное нейтрино и тау-нейтрино. Все эти частицы участвуют в слабом взаимодействии, а заряженные лептоны – дополнительно в электромагнитном взаимодействии.

Лептоны подразделяются на три пары, каждая из которых состоит из заряженного лептона (электрона, мюона или тау-лептона) и соответствующего нейтрино. Каждая пара лептонов обладает своим характерным параметром – лептонным зарядом. Таким образом, существуют три различных лептонных заряда.

Элементарными частицами также являются фотон (переносчик электромагнитного взаимодействия) и промежуточные бозоны (W^{\pm} , Z^0 – переносчики слабого взаимодействия).

Теоретическая физика предполагает существование семейства векторных калибровочных бозонов, существование которых предстоит подтвердить экспериментально.

Фотон, электрон, протон, нейтрино и их античастицы являются стабильными. Прочие элементарные частицы характеризуются конечным средним временем жизни и способом распада. Нестабильные частицы имеют средние времена жизни в диапазоне от 15.5 мин. для нейтрона до 10^{-24} сек. для некоторых резонансов.

Замечательной особенностью элементарных частиц является то, что почти для каждой из них существует аналог, отличающийся от данной только знаками всех своих зарядов. Примером являются электрон и позитрон. Такие пары называются античастицы. У нейтрона существует античастица – антинейтрон, который от нейтрона отличается знаком барионного заряда. Аналогично, у каждого вида нейтрино существует соответствующее антинейтрино, которое отличается знаком лептонного заряда. Античастицы не существуют у фотона – частицы, у которой все заряды равны нулю.

При столкновении частицы с её античастицей происходит *аннигиляция*. Обе частицы исчезают, а возникают новые частицы, общая сумма зарядов которых равна нулю. При этом энергии возникших частиц, их количество и их разновидности ограничиваются только законами сохранения. В подавляющем числе случаев в результате аннигиляции образуются фотоны – частицы с нулевой массой покоя.

Обратным по отношению к аннигиляции процессом является *рождение частиц* и их античастиц из квантов поля. Например, фотон с энергией, превышающей удвоенную энергию покоя электрона, может исчезнуть, образовав пару, состоящую из электрона и позитрона.

Во всех взаимодействиях элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса и момента импульса, которые связаны с симметрией пространства-времени. Кроме этого, в процессах взаимодействия элементарных частиц выполняется ещё ряд законов сохранения.

Строгим является *закон сохранения электрического заряда* – суммарные электрические заряды частиц до взаимодействия и после взаимодействия сохраняются. Аналогично строго выполняются *законы сохранения барионного и лептонных зарядов*. В частности, а во всех процессах изменение количества ба-

рионов должно сопровождаться точно таким же изменением числа антибарионов.

Для других зарядов (странного, очарованного, красивого) законы сохранения выполняются только в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушаются в слабых. Это типичные примеры *нестрогих законов сохранения*. К ним также относятся законы сохранения *изоспина* и его проекции, *зарядового сопряжения*, *комбинированной четности* и т.д., о которых можно узнать в подробных курсах физики элементарных частиц.

Среди элементарных частиц наибольший интерес для химиков представляют нуклоны (протон и нейтрон) и электрон, т.к. химическую материю можно представить состоящей из этих частиц. Параметры этих трех частиц в значительной степени определяют свойства атомов химических элементов.

Часть II. Состав и строение атомных ядер

2.1. Общие положения

Атом – электронейтральная частица, состоящая из ядра и электронной оболочки. Изолированный атом обладает приблизительно сферической симметрией.

Атомное ядро – центральная положительно заряженная часть атома. Ядро состоит из нуклонов, которые могут находиться в двух состояниях – протонном (протон имеет положительный заряд) и нейтронном (нейтрон электронейтрален). Ядра, состоящие из чётного (нечётного) числа протонов и четного (нечётного) числа нейтронов, называют *чётно-чётными* (*нечётно-нечётными*). Ядра, состоящие из чётного (нечётного) числа протонов и нечетного (чётного) числа нейтронов, называют *чётно-нечётными* (*нечётно-чётными*). Иначе говоря, первое слово относится к протонам, второе – к нейтронам.

Электронная оболочка атома – совокупность электронов атома.

Электрические заряды протона и электрона равны друг другу по абсолютной величине и противоположены по знаку ($e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ Кл). Эти величины приняты за единичный положительный (+e) и отрицательный (-e) электрические заряды соответственно. В ядрах атомов может содержаться от 1 до ~110 протонов. В Объединённом институте ядерных исследований (г. Дубна Московской области) уже синтезированы ядра, содержащие 114 и 116 протонов.

На каждый протон в атомном ядре приходится, как правило, $1 \div 3$ нейтрона. У ядер легких атомов (с химическими номерами $Z \leq 20$) число протонов почти всегда равно числу нейтронов. С ростом химического номера количество нейтронов, приходящихся на один протон, возрастает.

Сумма числа протонов (Z) и нейтронов (N) в ядре называется массовым числом (A), т.е. $A=Z+N$. Символом Z можно обозначать также заряд частицы, если он выражен в элементарных зарядах.

Химический элемент – совокупность атомов с одинаковым числом протонов в ядре (зарядом ядра). Названия и символы известных на сегодняшний день химических элементов приведены в Периодической системе Д.И. Менделеева. Порядковый номер элемента в этой таблице совпадает с числом протонов в ядрах атомов этих элементов.

Определенный тип атомных ядер, содержащий Z протонов и N нейтронов ($N = A - Z$), имеет название *нуклид*. Нуклиды и элементарные частицы обозначаются своим символом вида " ${}^A_Z X$ ", где "X" – символ химического элемента или частицы.

Примеры: ${}^{16}_8 O$ (O – символ химического элемента кислорода, ядро атома которого содержит 8 протонов; 16– сумма числа протонов и нейтронов в ядре).

${}^1_1 p$ и ${}^1_0 n$ - символы протона и нейтрона соответственно.

Изотопы химического элемента – атомы с одинаковым числом прото-

нов (зарядом ядра) и различным числом нейтронов. Пример: $^{16}_8\text{O}$ и $^{17}_8\text{O}$ ($Z_1=Z_2=8$). Химические свойства изотопов элемента и их соединений одинаковы, так как химическая активность определяется строением электронной оболочки атома. Физико-химические свойства изотопов и их соединений (температуры плавления, кипения и т.п.) несколько различаются, в основном из-за различия масс атомов.

Изобары – атомы различных химических элементов с одинаковым массовым числом. Пример: $^{40}_{19}\text{K}$ и $^{40}_{20}\text{Ca}$ ($A_1=A_2=40$).

Изотоны - атомы различных химических элементов с одинаковым числом нейтронов. Пример: $^{40}_{19}\text{K}$ и $^{41}_{20}\text{Ca}$ ($N_1=N_2=21$).

Ядерные изомеры – ядра одного изотопа, различающиеся энергией и некоторыми другими ядерными характеристиками (например, спином). Пример: $^{119}_{50}\text{Sn}$ и $^{119}_{50}\text{Sn}^*$. Ядро $^{119}_{50}\text{Sn}$ находится в *основном состоянии* (с минимально возможной энергией), а ядро $^{119}_{50}\text{Sn}^*$ – в *возбужденном состоянии*. Переход ядра из возбуждённого состояния в основное сопровождается испусканием фотона (γ -кванта).

Количество атомов, электронов, протонов и других частиц (молекул, радикалов и т.д.), с которыми на практике приходится иметь дело химикам, очень велико. Поэтому для измерения количества таких частиц принято использовать единицу, которую называют *моль*. За один моль принимается количество частиц, равное числу атомов в 12 граммах изотопа углерода с массовым числом 12 ($^{12}_6\text{C}$). Эту величину называют *число Авогадро* $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$.

Массы химических частиц крайне малы, если измерять их в граммах, килограммах и т.п. Поэтому для выражения масс частиц используют специальную единицу измерения – *атомную единицу массы* (а.е.м.). Это масса, равная 1/12 массы атома изотопа углерода $^{12}_6\text{C}$ (1а.е.м. = $1.66 \cdot 10^{-24}$ г = $1.66 \cdot 10^{-27}$ кг). Массы атомов, выраженные в а.е.м., называют *относительной атомной массой* (A_r).

Значения A_r химических элементов приведены в Периодической системе. Они численно совпадают с массой одного моля данных атомов, выраженной в граммах.

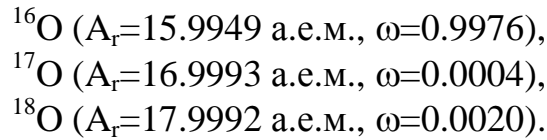
В природе атомы практически всех химических элементов представлены смесью нескольких изотопов, имеющих из-за различия числа нейтронов и различные A_r . Поэтому в Периодической системе приведено значение, полученное усреднением величин A_r этих изотопов. Для определения этого среднего значения A_r берут некоторое количество природной смеси изотопов массой m (например, 100 грамм), определяют массу каждого изотопа в смеси ($m_1, m_2, m_3 \dots$) и проводят расчет по формуле:

$$A_r(\text{элемента}) = \frac{A_{r1} \cdot m_1 + A_{r2} \cdot m_2 + A_{r3} \cdot m_3 + \dots}{m} \quad (1)$$

m

Отношение m_1/m и т.п. есть *массовая доля компонента смеси* (ω_1), сумма массовых долей всех компонентов смеси равна 1.

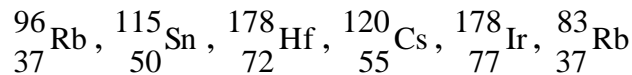
Пример. Химический элемент кислород (${}_8\text{O}$) представлен в природе тремя изотопами:



В результате расчета по формуле (1) получаем A_r элемента равно 15.9993 а.е.м.

Задача

Укажите, какие нуклиды среди нижеприведенных являются а) изотопами одного химического элемента, б) изобарами и в) изотонами.



2.2. Строение атомных ядер

2.2.1. Размер атомного ядра и плотность ядерного вещества

Предполагается, что ядра атомов имеют форму шара, поэтому их размер выражают их *радиусом*. Согласно экспериментальным данным радиус ядра можно рассчитать по приближенной формуле

$$R = 1.2 \cdot 10^{-15} \cdot \sqrt[3]{A} \text{ (м)}. \quad (2)$$

Значение 10^{-15} метра используют для измерения ядерных расстояний и называют *ферми*.

Плотность ядерного вещества всех изотопов очень близка и примерно одинакова во всех точках ядра ($\sim 10^{17}$ кг/м³). Её рассчитывают по формуле:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{M_a - Z \cdot m_e}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3}, \quad (3)$$

где M – масса ядра, V – объём ядра, M_a – масса атома, m_e – масса покоя электрона. Заметим, что так как масса электрона $m_e = 0,91 \cdot 10^{-30}$ кг, то массой электронной оболочки $Z \cdot m_e$ можно пренебречь по сравнению с массой атома).

Задача

Рассчитайте радиус ядра и плотность ядерного вещества атома урана-238.
 $M(^{238}\text{U}) = 238.050760$ а.е.м.

Решение

$$1. R = 1.2 \cdot 10^{-15} \cdot \sqrt[3]{238} \approx 7.4 \cdot 10^{-15} \text{ м}$$

Для сравнения – радиус атома урана составляет $\sim 10^{-10}$ метра, т.е. он примерно в десять тысяч раз больше радиуса ядра.

Значение 10^{-10} м является удобной величиной для измерения размеров атомов и межатомных расстояний в молекулах. Поэтому эта величина принята в качестве внесистемной единицы и называется *ангстрем* (Å).

$$2. \rho = \frac{238.05 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3.14 \cdot (1.2 \cdot 10^{-15} \cdot \sqrt[3]{238})^3} = 2.4 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3$$

Для сравнения - плотность металлического урана-238 составляет $\sim 1.9 \cdot 10^4$ кг/м³, т.е. в десять тысяч миллиардов раз меньше плотности ядерного вещества.

2.2.2. Энергия связи нуклонов в ядре

Важнейшей причиной, приводящей к образованию атомных ядер, является понижение энергии при объединении нуклонов. Энергией связи ядра E_0 называется энергия, которую надо затратить для разделения ядра на составляющие нуклоны без сообщения им дополнительной кинетической энергии. Энергию связи нуклонов в ядре рассчитывают по соотношению (4).

$$E_0 = \Delta m \cdot c^2 \quad (4)$$

Величина Δm – это изменение массы системы при образовании ядра из изолированных и неподвижных нуклонов:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M \quad (5)$$

, где m_p , m_n – массы покоя протона и нейтрона, c – скорость света в вакууме.

Энергию атомных процессов принято измерять в *мегаэлектрон-вольтах*.
 $1 \text{ МэВ} = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$, т.к. по определению 1 эВ это энергия, которую приобретает электрон, ускоренный разностью потенциалов 1 вольт, т.е. $1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Во многих справочниках приведены не массы ядер изотопов, а массы их атомов (M_a), Массу ядра можно рассчитать формулой:

$$M = M_a - Z \cdot m_e, \quad (6)$$

, где m_e – масса покоя электрона.

Ввиду того, что $M_a \gg Z \cdot m_e$, величину Δm можно представить приближенной формулой

$$\Delta m \approx Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_n - M_a \quad (7)$$

, где m_H - масса атома водорода (1H).

Более информативной величиной при сравнении устойчивости ядер является удельная энергия связи *E_0 (в расчете на один нуклон):

$$^*E_0 = \frac{E_0}{A}. \quad (8)$$

Вид зависимости *E_0 от массового числа (т.е. от количества нуклонов в ядре) показан на рис. 1.

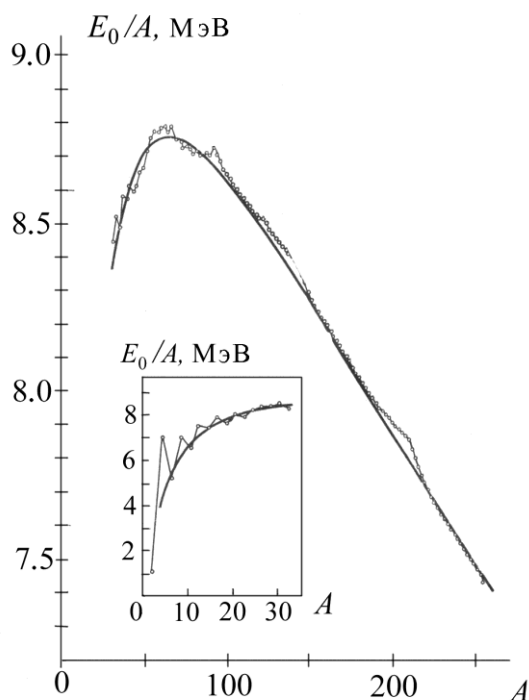


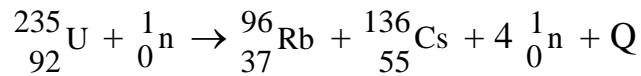
Рис.1. Зависимость удельной энергии связи от массового числа

Как видно из рисунка, эта зависимость $^*E_0(A)$ имеет ряд особенностей. Её левый склон круче правого. Для легких ядер характерны всплески удельной энергии связи в случае четного содержания протонов и нейтронов (например, чётно-чётные ядра ^4_2He и $^{16}_8\text{O}$), что свидетельствует об их особой устойчивости. При $A > 20$ величина удельной энергии связи *E_0 лежит в сравнительно узком интервале значений $7.4 \div 8.8$ МэВ.

Максимум кривой $^*E_0(A)$ приходится на ядра с массовым числом $A \approx 60$. Эта область соответствует, в основном, ядрам изотопов Fe и Ni. В направлении тяжелых элементов спад кривой происходит сравнительно медленно. У самых тяжелых ядер величина *E_0 составляет ~ 7.5 МэВ.

Спад кривой $^*E_0(A)$ в области правее максимума является основой получения энергии в ядерных реакторах деления и при взрывах ядерных боеприпасов (урановых и плутониевых). Левый склон графика зависимости $^*E_0(A)$ в области легких ядер обуславливает возможность экзоэнергетических реакций термоядерного синтеза, протекающих в звездах и при взрывах термоядерных бомб.

Например, в ядерных реакторах под действием нейтронов идет ядерная реакция деления ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$ на осколки с массовыми числами, более близкими к максимуму кривой $E_0(A)$.



По уравнению реакции можно вычислить энергетический эффект такой реакции:

$$Q \approx 235 \cdot E_0({}_{92}^{235}\text{U}) - 96 \cdot E_0({}_{37}^{96}\text{Rb}) - 136 \cdot E_0({}_{55}^{136}\text{Cs}) \approx 200 \text{ МэВ.}$$

Для сравнения заметим, что при "сгорании" в ядерном реакторе 1 грамма урана-235 выделяется столько же энергии, сколько при сгорании 2.5 тонн антрацита (углерода).

Задача

Рассчитать энергию связи нуклонов в ядре изотопа урана-238.

$$M_a({}_{92}^{238}\text{U}) = 238.050760 \text{ а.е.м.}$$

$$m_p = 1.007276 \text{ а.е.м.}$$

$$m_n = 1.008665 \text{ а.е.м.}$$

Решение

$$1. \Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M = 92 \cdot 1.007276 + (238 - 92) \cdot 1.008665 - (238.050760 - 92 \cdot 0.000549) = 1.934230 \text{ а.е.м.}$$

Если пренебречь массой электронной оболочки и выполнить расчет по формуле (7), то получится значение $\Delta m = 1.883722 \text{ а.е.м.}$

Вычисленная величина Δm составляет примерно 1% от массы ядра.

Для перевода массы Δm в систему "СИ" умножим полученное значение на переводной коэффициент:

$$\Delta m = 1.934230 \cdot 1.660540 \cdot 10^{-27} = 3.211866 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

$$2. E_0 = \Delta m \cdot c^2 = 3.211866 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 2.890680 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$$

$$\text{Вычислим удельную энергию связи ядра урана-238 } E_0 = \frac{E_0}{A} = \frac{2.890680 \cdot 10^{-10}}{238}$$

$$= 1.214571 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 7.580756 \cdot 10^6 \text{ эВ} \approx 7.6 \text{ МэВ}$$

(При представлении ответа в МэВ достаточно указанной точности).

В ряде справочников для нуклидов (атомных ядер) приводится дефект масс, т.е. величина

$$\Delta M = M_a - A. \quad (9)$$

Из ΔM должны выражаться в а.е.м. Для вычисления энергии связи E_0 ядер и энергий ядерных реакций целесообразно пересчитать дефект масс ΔM в его

энергетический эквивалент $\Delta M c^2$. Эта величина выражается в килоэлектронвольтах или мегаэлектронвольтах. Массе в 1 а.е.м. соответствует энергия покоя 931501.59 кэВ. К сожалению, еще не изжита традиция вместо массы указывать ее энергию покоя. В качестве примера приведен следующий фрагмент справочной таблицы (табл. 2).

Таблица 2. Энергетический эквивалент дефектов масс некоторых нуклидов

Z	N	A	Частица	ΔM , кэВ
0	1	1	n	8071.431
1	0	1	H	7289.034
92	146	238	U	48307.0

В последнем столбце данной таблицы приведены, строго говоря, не дефекты масс ΔM , а их энергетические эквиваленты $\Delta M c^2$.

Энергию связи ядра можно вычислить как разность энергетических эквивалентов дефектов масс суммы нуклонов (ΔM_p и ΔM_n) и ядра $\Delta M_{\text{я}}$:

$$E_0 = (\Delta M_{\text{я}} - (Z \Delta M_p + (A - Z) \cdot \Delta M_n)) c^2 \quad (10)$$

Для ядра ^{238}U , пользуясь данными вышеприведенной таблицы, получим:

$$E_0(^{238}\text{U}) = 92 \cdot 7289.034 + 146 \cdot 8071.431 - 48307.0 = 1800713 \text{ кэВ}$$

Разделив величину $E_0(^{238}\text{U})$ на количество нуклонов получим удельную энергию связи ядра: $E_0 \approx 7.6 \text{ МэВ}$.

2.2.3. Ядерные силы

Взаимодействие нуклонов в ядре осуществляется посредством *ядерных сил*. Они обусловлены фундаментальным сильным взаимодействием и представляют собой особый тип сил, отличающийся от электромагнитных, слабых и гравитационных. Энергия ядерных сил и кулоновского взаимодействия протонов в ядре определяет суммарную энергию связи нуклонов E_0 . Гравитационное взаимодействие нуклонов пренебрежимо мало из-за малой массы нуклонов. Слабое взаимодействие также не дает заметного вклада в межнуклонные силы, а обуславливает некоторые ядерные процессы, которые описаны ниже.

Ядерные силы характеризуются рядом свойств.

1. Являются силами притяжения.
2. Являются *короткодействующими*, т.е. действуют на расстояниях, сопоставимых с размерами нуклонов ($\sim 10^{-15} \text{ м}$), и превосходят действие всех остальных известных сил.
3. Являются насыщаемыми, т.е. каждый нуклон может взаимодействовать с ограниченным числом других ближайших к нему нуклонов.
4. Проявляют зарядовую независимость, т.е. ядерные силы не зависят от элек-

трического заряда частиц.

5. Содержат нецентральную компоненту, а их потенциал не имеет сферической симметрии.
6. Имеют обменный характер, т.е. при столкновениях внутри ядра нуклоны могут обмениваться зарядами и другими физическими характеристиками.

Все сложные свойства ядерных сил в принципе должны объясняться в рамках кварковой теории (квантовой хромодинамики). Однако механизм межнуклонного взаимодействия может быть успешно описан приближенной теорией Юкавы. Согласно этой теории, межнуклонное притяжение возникает в процессе обмена нуклонов π -мезонами. Пи-мезоны – это адроны с нулевым барионным зарядом и массой около 300 масс электрона. Существуют π -мезоны трех разновидностей: положительные, отрицательные и нейтральные, поэтому при обмене такими мезонами возможны взаимопревращения протонов и нейтронов.

2.2.4. Механический, магнитный и электрический моменты атомного ядра

Физические свойства атомов и атомных ядер описываются квантовой теорией, и некоторые из них не имеют макроскопических аналогий. Например, из-за такого фундаментального закона физики, как соотношение неопределенности движение нуклонов по определенным орбитам становится невозможным. Также физически некорректным является представление вращения нуклона вокруг своей оси. Однако, закон сохранения момента импульса остается справедливым и в микромире. Каждый нуклон атомного ядра обладает моментом импульса, который по аналогии с классической физикой называется *орбитальным*. Модуль орбитального момента импульса нуклона в атомном ядре может принимать только дискретные значения

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (11)$$

, где \hbar – постоянная Планка, равная $1.0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Орбитальное квантовое число l может быть равно: 0, 1, 2, ...

Кроме того, каждый нуклон, независимо от своего состояния внутри ядра обладает собственным моментом импульса (*спином*), модуль которого равен

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad (12)$$

, где квантовое число s является константой (равно $1/2$). ... Спин ($1/2$) имеют и свободные нуклоны, находящиеся вне атомного ядра.

Сумма спина \vec{S} и орбитального момента \vec{L} нуклона называется *полным моментом импульса* \vec{j} нуклона. Суммарный *момент импульса ядра* \vec{J} образуется сложением полных моментов импульса всех нуклонов. Модуль момент импульса ядра квантуется по закону, аналогичному (11) и (12) :

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad (13)$$

Значения квантового числа J существенно зависят от состава ядра. У чётно-чётных ядер $J = 0$, у нечётно-нечётных ядер число J целое: 1, 2, 3 ... Для чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер квантовое число J принимает полуцелые значения: 1/2, 3/2, 5/2 ...

Постоянно происходящее движение протонов внутри ядра можно представить как наличие локальных электрических токов, каждый из которых создает магнитное поле. Иначе говоря, протоны в ядре обладают магнитным моментом. Эксперименты показали, что наличие спинов у нуклонов обуславливает существование дополнительно собственных магнитных моментов у этих частиц. Сумма отдельных моментов дает магнитный момент ядра \vec{M} . Модуль этого вектора можно представить в виде соотношения

$$M = g \cdot \mu_{\text{я}} \cdot J \quad (14)$$

, где $\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p c}$ – ядерный магнетон, величина g – безразмерный коэффициент.

Магнитный момент чётно-чётных ядер равен нулю. Экспериментальные исследования показали, что величины магнитных моментов ядер с $J \neq 0$ имеют порядок ядерного магнетона $\mu_{\text{я}}$. Это значит, что магнитные моменты нуклонов в ядре в основном компенсируют друг друга. Для приближенного вычисления магнитных моментов чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер используют *одно-нуклонное приближение*. В этом приближении предполагается, что магнитные моменты ядер обусловлены движением одного или нескольких «валентных» нуклонов около остальной части ядра, состоящей из чётного числа нуклонов, векторная сумма спиновых и орбитальных моментов которых равна нулю.

Электрический заряд протонов в ядре может быть распределён неравномерно. Мерой отклонения этого распределения от сферической симметрии служит *квадрупольный электрический момент ядра* $Q_{\text{я}}$. Распределение заряда в ядре представляется в виде эллипсоида вращения. Для ядра, вытянутого вдоль направления вектора спина, квадрупольный электрический момент $Q_{\text{я}}$ положителен; для ядра, сплюсненного в этом направлении, $Q_{\text{я}} < 0$. При сферическом распределении заряда в ядре $Q_{\text{я}} = 0$ (это имеет место при спине ядра, равного 0 и 1/2 в единицах $\hbar/2\pi$).

Ядра, обладающие магнитным \vec{M} или электрическим моментом $Q_{\text{я}}$ взаимодействуют с внешними магнитными или электрическими полями, что приводит к изменению энергии ядра.

Ядро с магнитным моментом $\vec{M} \neq 0$ во внешнем магнитном поле с индукцией \vec{B} приобретает дополнительную энергию, равную

$$E_m = - M_z B \quad (15)$$

, где M_Z – проекция магнитного момента на направление поля \vec{B} . Как следствие, состояния ядра с различными значениями проекции M_Z получают различные энергии. При определенном значении квантового числа J магнитный момент может иметь $2J+1$ различных проекций:

$$M_Z = g \cdot \mu_{\text{я}} \cdot M_J \quad (16)$$

, где квантовое число M_J пробегает дискретный ряд значений: $-J, -J+1, \dots +J$. Говорят, что энергетический уровень ядра расщепляется на $(2J+1)$ магнитных подуровней.

Атомное ядро может поглотить фотон с энергией, равной $g \cdot \mu_{\text{я}} \cdot B$ и при этом перейти на другой (более высокий) энергетический подуровень. Следовательно, при облучении вещества атомных ядер потоком фотонов с энергиями

$$\hbar \omega = g \mu_{\text{я}} B \quad (17)$$

должно происходить резонансное поглощение электромагнитного излучения атомными ядрами. Этот эффект называется *ядерный магнитный резонанс*.

Если ядро имеет квадрупольный электрический момент, то вследствие его взаимодействия с внутримолекулярным или внутрикристаллическим электрическим полем также происходит расщепление энергетических уровней ядра на подуровни (*эффект Штарка*). Соответствующее избирательное поглощение электромагнитного излучения веществом, связанное с переходами атомных ядер между различными штарковскими подуровнями энергии, называется *ядерный квадрупольный резонанс*.

Спектральные методы исследования, основанные на эффектах ядерного магнитного резонанса и ядерного квадрупольного резонанса, являются эффективными приемами изучения структуры молекул и кристаллов.

2.2.5. Модели строения атомного ядра

Полная количественная теория атомного ядра в настоящее время еще не закончена из-за сложного характера межнуклонного взаимодействия. Поэтому для описания определенных совокупностей свойств атомного ядра используют различные модели: капельную, оболочечную, оптическую, обобщенную и другие. Каждая из них базируется на некоторых постулатах, которые позволяют вычислять те или иные характеристики ядра с приемлемой точностью.

Капельная модель

В рамках этой модели силы, действующие между нуклонами, рассматриваются как аналог молекулярных сил в капле жидкости. Энергия притяжения нуклонов, обусловленная ядерными силами, соответствует энергии молекулярного притяжения молекул в капле жидкости. Для того чтобы капельную модель

использовать для вычисления энергии связи ядра необходимо дополнительно учесть кулоновское отталкивание положительно заряженных протонов. Силы межнуклонного взаимодействия короткодействующие, поэтому нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, испытывают одностороннее притяжение ядерными силами внутрь ядра, что характеризуется аналогом коэффициента поверхностного натяжения для жидкостей. Кроме того, на величину энергии связи ядра влияет взаимная ориентация спинов отдельных нуклонов. Результатом расчета по капельной модели является полуэмпирическая формула Вейцеккера для энергии связи нуклонов в ядре

$$E_0 \text{ (МэВ)} = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3} - \gamma \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} - \varepsilon \cdot (A/2 - Z)^2 \cdot A^{-1} + \delta \cdot A^{-3/4} \quad (18)$$

, где коэффициенты имеют следующие числовые значения:

$\alpha = 15.75$ МэВ, $\beta = 17.80$ МэВ, $\gamma = 0.71$ МэВ, $\varepsilon = 94.80$ МэВ,

$\delta = +34$ МэВ для чётно-чётных ядер,

$\delta = 0$ для чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер,

$\delta = -34$ МэВ для нечётно-нечётных ядер.

Первое слагаемое (пропорциональное массовому числу) обусловлено короткодействующим характером межнуклонных сил. В результате основной вклад в энергию связи пропорционален числу нуклонов. Второй член в (18) учитывает то, что часть нуклонов находится на поверхности ядра. Как следствие энергия связи уменьшается за счет одностороннего притяжения поверхностных нуклонов. Величина поверхностной энергии пропорциональна площади поверхности ядра и, в соответствии с формулой (2), пропорциональна $A^{2/3}$. Третье слагаемое представляет собой энергию кулоновского отталкивания протонов, пропорциональную Z^2/r или, согласно (2), $Z^2 \cdot A^{-1/3}$. Четвертый член формулы (18) обусловлен обменным характером ядерных сил и характеризует увеличение энергии связи при равенстве числа протонов и нейтронов в ядре $Z = A - Z = A/2$. Последнее слагаемое возникает из-за зависимости межнуклонных сил от взаимной ориентации спинов протонов и нейтронов. Как следствие, устойчивость атомных ядер убывает в последовательности: чётно-чётные, чётно-нечётные (нечётно-чётные), нечётно-нечётные ядра.

Подсчеты по формуле Вейцеккера показывают, что в случае легких ядер ($A \leq 40$), максимум энергии связи достигается при равенстве числа протонов и нейтронов $Z = A - Z = A/2$. С ростом массового числа A (из-за квадратичной зависимости третьего члена от числа протонов) максимум энергии связи сдвигается в область $Z < A - Z$. Иначе говоря, в тяжелых ядрах относительное количество нейтронов в ядре увеличивается с ростом номера химического элемента.

Оболочечная модель

Оболочечная модель ядра строится по аналогии с теорией электронной оболочки атома.

В оболочечной модели полагается, что все нуклоны ядра находятся в определенных состояниях, каждое из которых характеризуется четырьмя независимыми квантовыми числами. Первое квантовое число – главное – принимает значения из натурального ряда: $n = 1, 2, \dots$. Второе – орбитальное число, введенное в разделе 2.2.4, может иметь значения $l = 0, 1, \dots$. Третье квантовое число – j – определяет модуль полного момента нуклона и при фиксированном числе l равняется $j = l+1/2$ или $j = l-1/2$. Наконец, четвертое квантовое число – m_j – пробегает ряд значений $m_j = -j, -j+1, \dots, j$.

Каждому состоянию соответствует определенная энергия. Согласно оболочечной модели, энергия нуклона в первом приближении зависит только от двух квантовых чисел: главного n и орбитального l . Набор состояний с фиксированными значениями n и l называется *нуклонной оболочкой*. Нетрудно вычислить, что каждой оболочке принадлежит $2(2l+1)$ состояний, различающихся квантовыми числами j и m_j и имеющих одинаковую энергию. Величина энергии резко возрастает с увеличением главного квантового числа n . При фиксированном числе n энергия уменьшается с ростом числа l .

Нуклонные оболочки обозначаются цифрой главного квантового числа и латинской буквой, которое задает орбитальное число, в соответствии со следующей таблицей.

Таблица 3. Обозначения орбитальных квантовых чисел в символах оболочек

орбитальное квантовое число l .	0	1	2	3	4	5	6
символ	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>

Например, оболочка с квантовыми числами $n=2$ и $l=1$. обозначается $2p$.

Нуклоны, как и электроны, имеют спиновое квантовое число, равное $1/2$. Для таких частиц выполняется принцип Паули, согласно которому в одном состоянии (характеризуемом квантовыми числами n, l, j, m_j) может находиться не более одной частицы.

Две системы состояний – одна для протонов, другая для нейтронов – заполняются нуклонами независимо друг от друга.

В основном состоянии атомное ядро обладает минимально возможной энергией, т.е. у него заполнены состояния оболочек с наименьшей энергией. Порядок заполнения наиболее низкоэнергетических нуклонных оболочек приведен в таблице 4.

Согласно теории, ядра, имеющие только заполненные нуклонные оболочки, обладают повышенной устойчивостью, т.е. имеют повышенную энергию связи, что влечет большую их распространенность в природе. Кроме того, такие ядра имеют сферически симметричное распределение заряда и равный нулю квадрупольный момент.

Таблица 4. Низкоэнергетические нуклонные оболочки, расположенные

в порядке возрастания энергии состояний

№ оболочки	Символ оболочки	Число состояний в оболочке
1	$1s$	2
2	$2p$	6
3	$1d$	10
4	$2s$	2

Предсказания оболочечной модели во многом совпадают с результатами экспериментальных исследований. Наиболее устойчивыми по сравнению с соседними ядрами являются ядра с количеством протонов или нейтронов, равными 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152. Эти числа были названы *магическими*. Распространенность в природе таких ядер наиболее велика, а квадрупольные моменты их близки к нулю.

Данные таблицы 4 доказывают, что первое магическое число соответствует заполнению оболочки $1s$ – самой низкоэнергетической. Второе магическое число объясняется заполнением оболочек $1s$ и $2p$, третье – заполнением четырех оболочек $1s, 2p, 1d, 2s$. Для объяснения остальных магических чисел требуется усложнить модель и учитывать зависимость энергии состояния от квантового числа j .

Ядра, у которых магическими числами являются Z и N , называются *дважды магическими*. Эти ядра (${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ и др.) обладают повышенной устойчивостью, проявляющейся, в частности, в том, что они являются наиболее распространенными в природе изотопами этих элементов.

Оболочечная модель ядра дает правильные количественные результаты для легких ядер и ядер, находящихся в основном состоянии.

Обобщённая (коллективная) модель

Обобщённая модель представляет собой синтез капельной и оболочечной моделей. В ней принимается, что нуклоны ядра движутся в некотором поле, называемом самосогласованным, действующем на каждый нуклон со стороны остальных. Пространственное распределение самосогласованного поля, вообще говоря, полагается несферическим. Это объясняет отклонение формы ядра от сферической, возникновение коллективных вращательных степеней свободы, что позволяет рассчитать энергии возбужденных состояний, величину квадрупольного момента и некоторые другие физические характеристики ядра.

В обобщённой модели одночастичные состояния нуклонов так же, как и в оболочечной, характеризуются четырьмя квантовыми числами. Однако их физический смысл становится более сложным, так как отдельные нуклоны движутся в несферическом поле, и у них не сохраняется орбитальный и полный моменты импульса. В упрощенном варианте обобщённой модели ядро рассматривается состоящим из несферического "остова" и нескольких "валентных" нуклонов, движущихся в поле этого остова.

Оболочечную и капельную модели можно рассматривать как предельные случаи обобщённой модели ядра. Оболочечный аспект обобщенной модели состоит в том, что в ней сохраняют смысл индивидуальные состояния нуклонов и нуклонные оболочки. Вместе с тем физические характеристики состояний определяются не непосредственным взаимодействием нуклонов, а их коллективным взаимодействием, как в капельной модели. Искажения потенциала взаимодействия описываются деформациями поверхности атомного ядра.

Капельный аспект обобщенной модели проявляется при больших возбуждениях ядра, которые характеризуются сильными искажениями самосогласованного поля и значительными деформациями формы ядра. Такие состояния ядра описываются коллективными эффектами без учета состояний отдельных нуклонов. При очень высоких возбужденных состояниях из ядра могут вылетать отдельные нуклоны, что наблюдается в экспериментах. Этот процесс аналогичен испарению молекул из капли жидкости при её перегреве.

Часть III. Радиоактивность атомных ядер

Среди всех свойств атомных ядер для химиков наибольшее значение имеет способность ядер ряда изотопов химических элементов самопроизвольно или под воздействием внешних факторов превращаться в ядра с другим составом и характеристиками. Такое свойство получило название *радиоактивность*. В частности, ядро может распадаться на составные части или испускать фотоны γ -диапазона (γ -кванты).

Процесс превращения ядер исторически принято называть *радиоактивным распадом*, хотя, например, при излучении γ -кванта изменения нуклонного состава ядер не происходит.

Важность для химии явления радиоактивности обусловлена тем, что в процессе радиоактивных превращений, как правило, меняется химический (элементный) состав системы – в образце появляются примеси других элементов. Это, в свою очередь, существенно влияет на физико-химические свойства системы и её поведение в различных условиях. Например, железо, очищенное до высокой степени чистоты (в отличие от неочищенного), длительное время не подвергается коррозии, т.к. даже малые примеси некоторых других элементов приводят к резкому возрастанию скорости окисления железа.

Естественной называется радиоактивность, наблюдающаяся у нестабильных изотопов, существующих в природе.

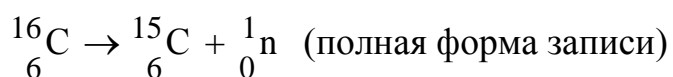
Искусственной называется радиоактивность, наблюдающаяся у нестабильных нуклидов, полученных человеком в результате ядерных реакций. При этом принимается, что минимальное время жизни ядра, образовавшегося в результате реакции, должно существенно превышать $10^{-12} \div 10^{-13}$ секунды. Более короткоживущие нуклиды не рассматриваются в химии.

Физические и химические свойства изотопа, ядра которого находятся в одинаковом состоянии, не зависят от пути его получения.

Радиоактивный распад происходит без нарушения законов сохранения массового числа и электрического заряда, т.е. сумма этих величин у частиц, стоящих в левой и правой частях реакций, должна совпадать.

Исходный нуклид называют *материнским*, образующийся – *дочерним*. В сокращенной форме записи реакций радиоактивного распада заряды ядер не приводят, т.к. они фактически указаны символом химического элемента.

Пример. Ядро углерода-16 распадается на ядро углерода-15 и нейтрон, который вылетает из ядра.



3.1. Количественные характеристики радиоактивных превращений

Радиоактивное превращение ядер описывается *законом радиоактивного*

распада, который в интегральной форме записывается в следующем виде:

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (19)$$

, где:

N_0 – количество ядер данного изотопа в начальный момент времени ($t=0$);

t – время, прошедшее с момента $t=0$ (секунды);

N_t – количество ядер данного изотопа, оставшееся в образце в момент t ;

λ – постоянная радиоактивного распада, имеющая своё определённое значение для каждого вида радиоактивных изотопов (имеет размерность, обратную размерности времени: с^{-1}).

Графически закон (19) иллюстрируется приведённым ниже рисунком.

Физический смысл величины λ вытекает из записи закона радиоактивного распада, представленного в дифференциальной форме

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N_t \quad (20)$$

, где левая часть – скорость распада в данный момент времени, а в правой части указано число радионуклидов в образце в этот момент. Таким образом, величина λ – коэффициент пропорциональности, определяющий скорость распада.

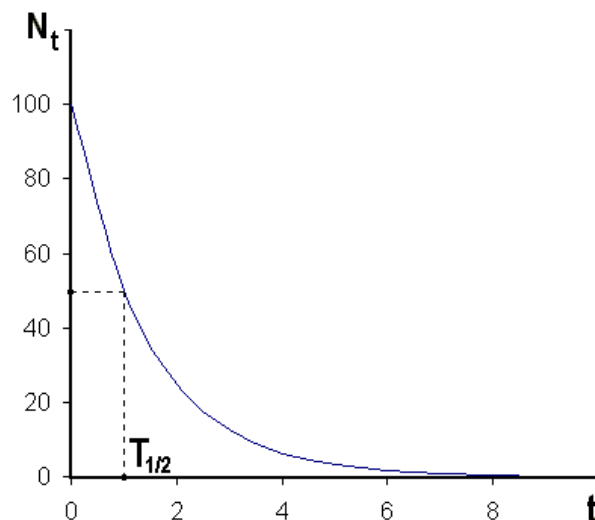


Рис.2. График закона радиоактивного распада
(по вертикали отложено относительное количество ядер N_t/N_0 в процентах)

Другой величиной, также характеризующей скорость распада ядер и имеющей более наглядный смысл, является период полураспада $T_{1/2}$ – время, за которое распадается половина имевшихся в начальный момент радиоактивных ядер данного изотопа.

Пример. В начальный момент времени имелось 10^6 радиоактивных ядер изотопа углерода-10. Его период полураспада равен ~ 20 секундам. Через 20 с в образце останется $0.5 \cdot 10^6$ таких ядер, ещё через 20 с (всего 40 с)

$0.25 \cdot 10^6$ ядер и т.д.

Величины λ и $T_{1/2}$ связаны соотношением

$$\lambda \cdot T_{1/2} = \ln 2, \quad \ln 2 \approx 0.693 \quad (21)$$

, которое получается из закона радиоактивного распада в интегральной форме, если подставить в (19) значение времени, равное $T_{1/2}$.

Скорость радиоактивного распада получила собственное наименование – активность. Обозначается она буквой A , но т.к. активность изменяется с течением времени, то к этому символу добавляют подстрочный индекс – t (в общем случае) или 0 (для начального момента).

$$A_t = - \frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N_t \quad (22)$$

Если умножить левую и правую часть закона радиоактивного распада (19) на постоянную распада λ , то получим формулу, описывающую изменение активности образца с течением времени.

$$A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (23)$$

В системе СИ единицей измерения активности является "беккерель" (Бк). Эта единица измерения получила название в честь Анри Беккереля – ученого, открывшего в 1896 г. явление радиоактивного распада.

$$1 \text{ Бк} \equiv 1 \text{ акт распада в секунду}$$

Внесистемная, но широко используемая на практике, единица измерения активности – кюри (Ки). Эта единица названа таким образом в честь Марии Складовской–Кюри и Пьера Кюри – учёных, внёсших неоценимый вклад в развитие наших представлений о радиоактивности.

$$1 \text{ Ки} \equiv 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$$

Менее распространёнными единицами являются:

$$1 \text{ резерфорд} \equiv 10^6 \text{ Бк}$$

, а также

$$1 \text{ эман} \equiv 3.7 \text{ Бк/литр} \quad \text{и} \quad 1 \text{ махе} \equiv 13.5 \text{ Бк/литр}$$

, которые используются в медицине для характеристики радоновых ванн.

В ряде случаев удобно пользоваться активностью, отнесённой не ко всему образцу, а к единице его массы – *удельной активностью*.

$$A_t^* = A_t / m \quad (24)$$

, где m – масса образца.

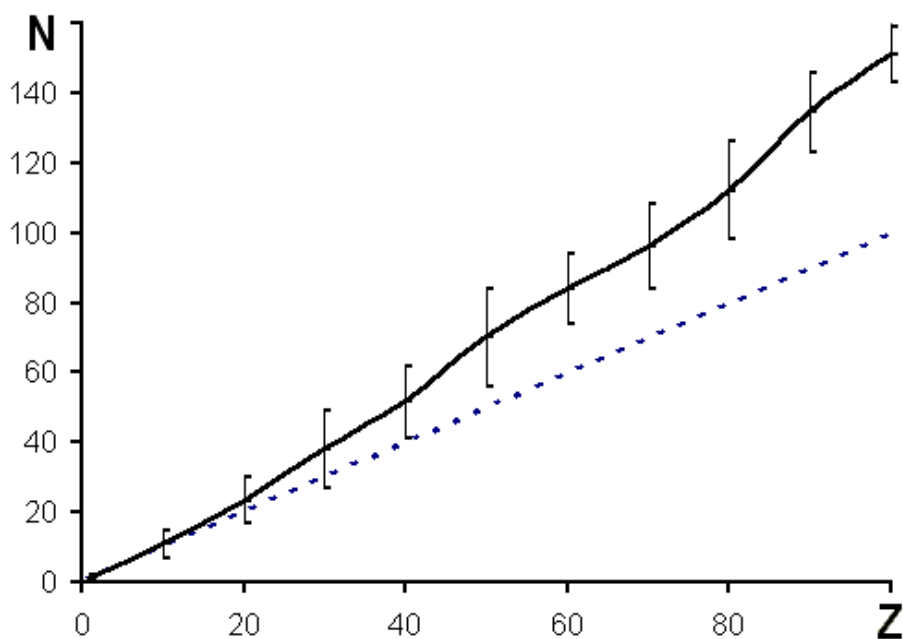
3.2. Виды радиоактивных превращений

К настоящему времени известно достаточно большое число видов радиоактивных превращений ядер и накоплен огромный фактический материал на этот счёт. Однако отсутствие полной теории строения ядер не позволяет однозначно предсказывать механизм, вероятность и количественные характеристики радиоактивных превращений для того или иного ядра. В связи с этим для описания различных аспектов радиоактивности применяют различные модели и теории.

Одна из наиболее важных причин радиоактивного распада атомных ядер может быть понята с помощью рис.3.

На диаграмме схематично показано соотношение числа протонов Z и нейтронов N в ядрах изотопов известных на сегодняшний день химических элементов. Каждому элементу соответствует свой вертикальный отрезок, который охватывает диапазон возможных значений N при фиксированном числе Z .

На рис.3. видно, что сплошная линия, проведённая через точки наиболее стабильных изотопов, по мере увеличения числа протонов Z всё больше отклоняется вверх от диагонали координатной системы (Z, N) . Другими словами с увеличением порядкового номера химического элемента количество нейтронов N ядра увеличивается быстрее по сравнению с количеством протонов Z . Это объясняется тем, что силы кулоновского отталкивания протонов обратно пропорциональны квадрату расстояния и являются дальнедействующими. Напротив, силы межнуклонного притяжения короткодействующие. Как следствие, энергия притяжения нуклонов растёт линейно с массовым числом, а энергия отталкивания – квадратично с числом протонов. В результате по мере увеличения числа Z для стабилизации ядра требуется непропорциональное увеличение количества электронейтральных нейтронов, что увеличивает среднее расстояние между протонами и ослабляет их кулоновское отталкивание.



Фрагмент рисунка, отвечающий элементу *водороду* (изотопы: протий, дейтерий, тритий)

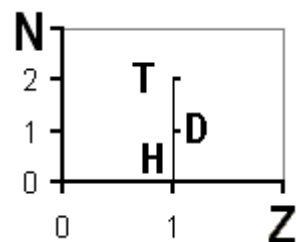


Рис.3. Нуклонный состав изотопов химических элементов (По горизонтали отложено количество протонов Z в ядре, по вертикали – количество нейтронов $N = A - Z$. Жирная линия проходит через точки стабильных и наиболее долгоживущих радиоактивных изотопов. Штриховая линия обозначает положение на диаграмме нуклидов с равным числом протонов и нейтронов $Z = N$.)

Ядра изотопов, лежащие выше средней линии стабильности на рис.3, являются *нейтроноизбыточными*, лежащие ниже – *нейтронодефицитными* (*протоноизбыточными*).

Радиоактивные процессы можно интерпретировать как смещение ядер изотопов, находящихся на краях вертикальных отрезков диаграммы рис. 3, к линии наиболее стабильных нуклидов.

При этом гамма-радиоактивность представляет собой вторичный процесс. После радиоактивного превращения дочернее ядро часто образуется в возбужденном состоянии, поэтому происходит снятие ядрами избыточной энергии в виде испускания фотонов высокой энергии.

3.2.1. Способы снятия избытка нейтронов

1. β^- -радиоактивность (электронный распад).

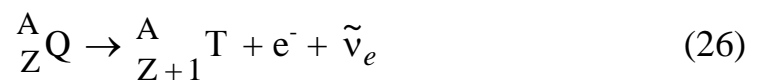
Этот процесс лишь исторически называется распадом, так как он, в сущности, представляет собой переход одного нуклона ядра из нейтронного состояния в протонное. При этом из-за необходимости сохранения электрического и лептонного зарядов процесс сопровождается образованием электрона e^- и электронного антинейтрино ($\tilde{\nu}_e$), которые вылетают из ядра. Возникновение лептонов свидетельствует о том, что электронный распад происходит за счет слабого взаимодействия. Из-за сравнительно низкой интенсивности этого взаимодействия (по сравнению с сильным взаимодействием) периоды полураспада β^- -активных ядер в среднем имеют порядок минут и часов.

Реакция превращения нейтрона в протон записывается в виде:



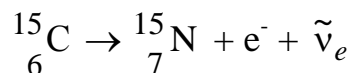
Период полураспада свободного нейтрона составляет ~ 15 минут.

В результате реакции у нуклида становится на один протон больше и один нейтрон меньше. Следовательно, образуется атомное ядро химического элемента, стоящего в Периодической системе на одну клетку правее. Общий вид реакции электронного распада может быть записан в виде:



, где ${}^A_Z Q$ – материнское ядро, ${}^A_{Z+1} T$ – дочернее.

Пример:



Нетрудно подсчитать, что в последней реакции отношение Z/N увеличивается от 0.67 до 0.88. Иначе говоря, нейтроноизбыточность ядра уменьшилась. Дочернее ядро ${}^{15}_7 N$ является стабильным.

β^- – радиоактивность наблюдается у нейтроноизбыточных изотопов всех химических элементов.

Энергетическим критерием возможности β^- -распада является следующее неравенство

$$E({}^A_Z Q) - E({}^A_{Z+1} T) - E(e^-) > 0 \quad (27)$$

, связывающее энергии покоя соответствующих частиц ($E=mc^2$). Антинейтрино в этом неравенстве не учитывается, т.к. его масса покоя, видимо, равна нулю. Соотношение (27) обосновано тем, что разность энергий покоя материнского

ядра и продуктов реакции трансформируется в кинетическую энергию дочернего ядра, электрона и антинейтрино.

Кинетическая энергия распределяется между электроном и антинейтрино в зависимости от их угла разлета. Как следствие, регистрируемая спектральная интенсивность потока электронов имеет непрерывное распределение (см. рис.4).

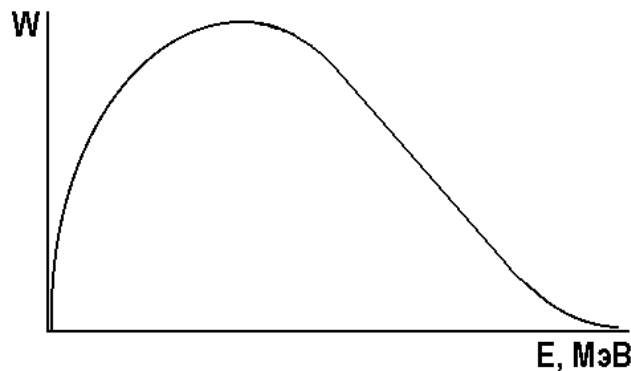


Рис.4. Зависимость спектральной интенсивности потока электронов, возникающих при электронном распаде атомных ядер. (По горизонтальной оси отложена энергия электрона, по вертикальной – относительное количество электронов, приходящихся на единичный интервал энергии.)

2. Выброс нейтрона

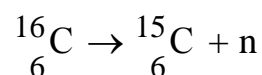
Если ядро имеет значительный относительный избыток нейтронов, то возможен процесс выхода из ядра одного или нескольких нейтронов. Такие ядра образуются при делении ядер тяжелых элементов, при облучении ядер мощным потоком нейтронов и некоторых других процессах. В результате реакции образуется более лёгкий изотоп того же химического элемента. Процесс выброс нейтрона происходит за счет сильного взаимодействия.

Общий вид реакции:



Как правило, выброс нейтрона наблюдается у изотопов элементов первой половины Периодической системы.

Пример:



В данной реакции отношение Z/N увеличивается от 0.60 до 0.67, т.е. образовавшееся ядро менее нейтроноизбыточно.

3.2.2. Способы снятия избытка протонов

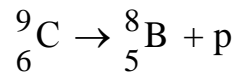
1. Выброс протона

Процесс заключается в выбросе ядром одного или двух протонов. Он наблюдается у относительно небольшого количества легких ядер, которые имеют значительный относительный избыток протонов. Такие ядра образуются в результате довольно редких ядерных реакций. В результате процесса выброса протона образуется ядро атома химического элемента, стоящего в Периодической системе на одну клетку левее исходного (материнского).

Общий вид реакции



Пример:



Отношение в данной реакции Z/N уменьшается от 2.00 до 1.67, т.е. образовавшееся ядро менее протоноизбыточно.

2. β^+ - радиоактивность (позитронный распад)

В основе процесса лежит переход одного из нуклонов ядра из протонного состояния в нейтронное по следующей реакции



Реакция сопровождается образованием и вылетом из ядра двух лептонов: позитрона e^+ и электронного нейтрино ν_e . При сохранении массового числа у ядра становится больше на один нейтрон и меньше на один протон. Следовательно, отношение числа протонов Z к числу нейтронов N уменьшается.

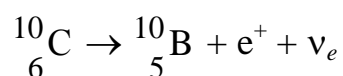
Общий вид реакции



В результате реакции образуется химический элемент, стоящий в Периодической системе на одну клетку левее.

Позитронный распад наблюдается у изотопов практически всех химических элементов.

Пример:



Отношение Z/N в данной реакции уменьшается от 1.5 до 1.0.

Энергетический критерий возможности β^+ -распада аналогичен критерию (27), сформулированному для β^- -распада :

$$E\left({}_Z^A Q\right) - E\left({}_{Z-1}^A T\right) - E(e^-) > 0. \quad (32)$$

3. Электронный захват

В основе процесса лежит поглощение ядром одного из орбитальных электронов атома. Как правило, наибольшую вероятность имеет захват электрона, находящегося в первом электронном слое, который называется К-слоем. Этот слой содержит единственную электронную оболочку 1s, в которой размещаются два электрона. Электроны К-слоя характеризуются наименьшим средним расстоянием до атомного ядра и наибольшей энергией связи с ядром. Эти характеристики обуславливают возможность захвата К-электрона ядром, из-за чего этот процесс получил название «К-захват». Однако, возможно поглощение ядром электронов с более высокоэнергетических и удаленных электронных слоев (с L-слоя, M-слоя и т.д.)

При электронном захвате внутри ядра происходит реакция взаимодействия электрона с одним из протонов с образованием нейтрона и электронного нейтрино:



В результате реакции (33) образуется химический элемент, стоящий в Периодической системе на одну клетку левее, как и при позитронном распаде (30).

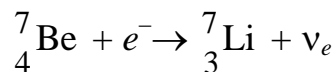
Электронный захват наблюдается у изотопов, как легких, так и тяжелых элементов.

Общий вид реакции электронного захвата:



Как и при позитронном распаде, ядро становится менее протоноизбыточным.

Пример:



При этом отношение Z/N уменьшается от 1.33 до 0.75.

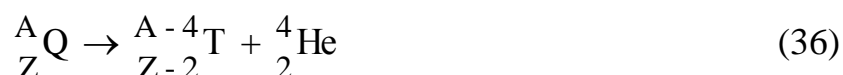
Энергетический критерий возможности электронного захвата записывается в виде:

$$E\left({}_Z^A Q\right) + E(e^-) - E\left({}_{Z-1}^A T\right) > 0. \quad (35)$$

4. α -радиоактивность.

Процесс заключается в выбросе ядром нуклида ${}^4_2\text{He}$, который исторически получил название α -частицы. Это явление характерно для изотопов тяжелых элементов Периодической системы. Большинство α -активных ядер имеют число протонов $Z > 83$. Кроме того, существует группа α -активных ядер с массовыми числами в интервале $140 < A < 160$, которые являются изотопами редкоземельных элементов.

Общий вид реакции α -распада



Дочернее ядро имеет меньше на два протона и два нейтрона меньше, чем материнское. Следовательно, в результате α -распада образуется ядро химического элемента, стоящего в Периодической системе на две клетки левее.

Энергии α -частиц, выходящих из ядер лежат в пределах от 1.5 МэВ до 11.7 МэВ. Нуклиды определенного вида испускают либо α -частицы одинаковой кинетической энергии, либо α -частицы небольшого числа моноэнергетических групп, т.е. спектр α -распада всегда имеет линейчатую структуру.

Периоды полураспада α -активных ядер лежат в очень широких пределах: от 10^{17} лет до 10^{-6} сек. Удивительным свойством α -распада является резкая зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии α -частиц E , которая выражается эмпирическим законом Гейгера-Неттола:

$$\lg(T_{1/2}) = C + D / \sqrt{E} \quad (37)$$

, где C и D – константы, не зависящие от массового числа и слабо зависящие от числа протонов в ядре.

Необходимым условием α -распада является следующее условие:

$$E({}^A_Z\text{Q}) - E({}^{A-4}_{Z-2}\text{T}) - E({}^4_2\text{He}) > 0. \quad (38)$$

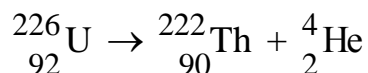
Оно основано на том, что при α -распаде часть энергии покоя должна трансформироваться в кинетическую энергию α -частицы и образующегося ядра.

Из неравенства следует, что энергия связи материнского ядра должна быть меньше, чем сумма энергий связи дочернего ядра и α -частицы. Энергия связи α -частицы составляет 28 МэВ, т.е. 7 МэВ на нуклон. Следовательно, α -распад ядра становится энергетически возможным, когда удельная энергия связи ядра становится меньше 7 МэВ, что, согласно формуле Вейцзеккера (18), заведомо выполняется для тяжелых ядер с массовым числом $A > 210$. α -активность изотопов редкоземельных элементов с $140 < A < 160$ объясняется в рамках оболочечной модели.

Обособлению двух протонов и двух нейтронов в α -частицу способствует насыщенность ядерных сил. Поэтому сформировавшаяся α -частица подвержена меньшему действию ядерных сил притяжения и вместе с тем большему действию кулоновских сил отталкивания от протонов ядра, чем отдельные нуклоны. Этим объясняется тот факт, α -распад более вероятен, чем выброс протона(ов).

При вылете α -частицы из ядра отношение числа протонов к числу нейтронов Z/N уменьшается из-за того, что вылетающие в составе α -частицы два протона составляют в процентном отношении большую часть от числа Z , чем два вылетающих нейтрона – от числа N .

Пример:



Отношение Z/N в данной реакции уменьшается от 0.687 до 0.682.

Анализ показывает, что большинство α -активных ядер являются нейтроннодефицитными, т.е. имеющими число нейтронов меньше, чем требуется для максимальной стабильности ядра (см. рис.3). Следовательно, α -распад можно отнести к способам снятия избытка протонов. Процесс α -распад конкурирует с электронным захватом и позитронным распадом.

5. Спонтанное деление

Для тяжелых ядер с массовыми числами $A \geq 232$ становится доступным еще один вид радиоактивности – спонтанное (самопроизвольное) деление. В этом процессе ядро делится на два осколка (дочерних ядра) с близкими массами. Спонтанное деление наблюдается у изотопов актиноидов и более тяжелых элементов.

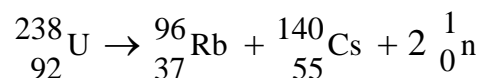
Тяжелые нуклиды могут распадаться различными способами. В частности, ядра актиноидов демонстрируют как α -распад, так и спонтанное деление. С ростом числа протонов (увеличения Z) вероятность спонтанного деления возрастает, при этом период полураспада $T_{1/2}$ по отношению к этому процессу уменьшается.

Так, ядро урана-232 является α -активным, имеющим период полураспада $T_{1/2} \approx 70$ лет, и примерно на 10^{12} актов α -распада происходит одно спонтанное деление. Это означает, что нуклид ${}_{92}^{232}\text{U}$ спонтанно делится с периодом полураспада $T_{1/2} \approx 7 \cdot 10^{13}$ лет. У более тяжелого ядра калифорния -252 величины $T_{1/2}$ относительно α -распада и спонтанного деления составляют 2.6 и 84 года соответственно, т.е. имеют близкие порядки. У изотопа дубния-262 (элемента с порядковым номером $Z=105$) вероятность спонтанного деления уже превышает вероятность α -распада. Именно практически мгновенное спонтанное деление делает невозможным существование очень тяжелых ядер с массовым числом более 270.

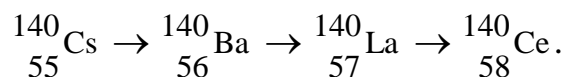
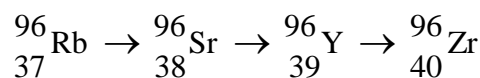
Процессы α -распада и спонтанного деления атомных ядер являются по отношению друг к другу конкурирующими. По этой причине спонтанное деле-

ние можно включить в раздел способов снятия избытка протонов, хотя при делении уменьшается не относительное, а абсолютное число протонов в ядре. Для справедливости заметим, что при этом уменьшается и абсолютное число нейтронов в материнском ядре. Как правило, спонтанное деление сопровождается освобождением одного или более нейтронов.

Например, ядра урана-238 демонстрируют как α -распад с $T_{1/2} = 4.5 \cdot 10^9$ лет, так и спонтанное деление (примерно в 1 случае из 1.85 млн., что эквивалентно периоду полураспада $T_{1/2} = 8.3 \cdot 10^{15}$ лет). Во втором случае, кроме двух массивных осколков, образуется ещё и два свободных нейтрона.



Осколки спонтанного деления (дочерние ядра) получаются всегда нейтроноизбыточными. Заметим, что при делении ядра урана-238 могут возникать нуклиды с другими значениями чисел Z и N , но все они располагаются на рис. 3 значительно выше линии максимальной стабильности ядер. Как правило, избыток нейтронов у дочерних ядер снимается путем нескольких последовательных β^- -распадов. Осколки вышеприведенного спонтанного деления превращаются в результате трех последовательных электронных распадов в стабильные изотопы циркония и церия соответственно:



В каждой из этих цепочек реакций, в соответствии с (25), испускаются в общей сложности три электрона и три антинейтрино.

3.2.3. Снятие избытка энергии (γ -радиоактивность)

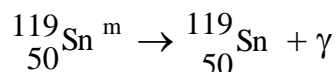
Явление γ -радиоактивности реализуется при переходе ядра из возбужденного энергетического состояния в менее возбужденное или основное состояние. При этом ядро испускает фотон высокой энергии, так называемый γ -квант. Энергия γ -кванта равна разности энергий начального и конечного состояния ядра за вычетом кинетической энергии отдачи, которую испытывает ядро при вылете из него γ -кванта. Отдача ядра возникает из-за необходимости сохранения импульса системы "атомное ядро + фотон". Энергия γ -квантов обычно заключена в пределах от 0.01 МэВ до 5 МэВ.

Период полураспада γ -радиоактивности представляет собой среднее время жизни возбужденного состояния ядра, которое для большинства γ -активных нуклидов имеют значения в интервале $10^{-12} - 10^{-7}$ с. В некоторых случаях среднее время жизни γ -активного нуклида гораздо больше и достигает нескольких

часов. Такие ядра называют *метастабильными* и обозначают ${}^A_Z Q^m$. Например ядро ${}^{115}_{49} \text{In}^m$ имеет среднее время жизни 14.4 часа.

Переход ядра из метастабильного состояния в основное называется *изомерным переходом*.

Пример:



При γ -радиоактивности не изменяется ни количество протонов, ни число нейтронов. Следовательно, порядковый номер химического элемента сохраняется, но могут измениться некоторые физические характеристики ядра. Так, в предыдущем примере у нуклида ${}^{119}_{50} \text{Sn}^m$ квантовое число ядерного спина равно $3/2$, у дочернего ядра ${}^{119}_{50} \text{Sn}$ оно равно $1/2$.

Атомные ядра в возбужденном состоянии образуются, как правило, в результате каких-либо других ядерных реакций. В частности, дочернее ядро β -процесса образуется чаще всего в возбужденном состоянии. Следовательно, после акта β -активности, как правило, наблюдается выход γ -кванта(ов). Например, ядро ${}^{130}_{53} \text{J}$ в результате электронного распада превращается в ядро ${}^{130}_{54} \text{Xe}$, находящееся в возбужденном состоянии, которое переходит в основное путем испускания последовательно трех γ -квантов с энергиями 0.7, 0.66 и 0.54 МэВ.

Кроме испускания γ -квантов, существует ещё один путь высвобождения энергии возбуждения ядер – внутренняя конверсия электронов. В этом процесс избыточная энергия передается непосредственно электрону оболочки атома. Как правило, величина энергии возбуждения ядра значительно превышает энергию связи электронов в атоме (энергию ионизации), поэтому электроны внутренней конверсии покидают атом и могут быть зарегистрированы детекторами.

Обозначим ΔE разность энергий исходного и конечного состояний ядра, E_i – энергию ионизации электрона в оболочке атома. Тогда энергия электрона внутренней конверсии равна

$$E_e = \Delta E - E_i \quad (39)$$

Так как ΔE и E_i для определенного типа атомов величины постоянные, то и энергия электрона внутренней конверсии E_e также фиксирована, в отличие от энергии электронов, образовавшихся в результате β^- -распада.

Измерения энергий γ -квантов и конверсионных электронов позволяют вычислить энергии возбужденных состояний атомных ядер.

Внутренняя конверсия имеет большую вероятность, когда возбужденное и основное состояния имеют нулевой спин.

3.3. Радиоактивные изотопы в природе

Химические элементы, которые не имеют стабильных изотопов, называют радиоактивными. К числу таковых относятся технеций ($_{43}\text{Tc}$), прометий ($_{61}\text{Pm}$) и все элементы с $Z \geq 86$ (полоний и все более тяжелые). У остальных элементов, кроме стабильных изотопов, есть, как правило, и несколько радиоактивных.

Встречающиеся в природе радиоактивные изотопы появились в ней как в процессе формирования Вселенной, так и в результате деятельности Человечества. Из естественных радионуклидов наибольшее значение имеют β^- -радиоактивные изотопы ^{14}C и ^{40}K , а также три "радиоактивных семейства", родоначальниками которых являются изотопы ^{232}Th , ^{238}U и ^{235}U , входящие в состав Земли со времени её возникновения.

Важность изотопов ^{14}C и ^{40}K обусловлена тем, что, наряду со стабильными изотопами углерода и калия, они входят в состав живой материи, определяя уровень её естественной радиоактивности. Измерение активности изотопов ^{14}C и ^{40}K является основой широко распространённого метода определения возраста объектов растительного и животного происхождения (см. раздел "задачи").

На рис.5 качестве примера приведена схема распадов для радиоактивного семейства ^{238}U . В цепи распадов дочерние ядра являются также радиоактивными и распады продолжаются до тех пор, пока продукт распада не окажется стабильным. В схеме на рис.5 конечным ядром семейства является ядро свинца-206.

Цепь превращений как этого, так и других радиоактивных семейств состоит из последовательности α - и β -распадов. Массовые числа соответственно на каждом этапе либо уменьшаются на четыре единицы, либо не изменяются. Следовательно, представители каждого из семейств характеризуются общей формулой для массового числа:

$$\begin{aligned} A &= 4n \quad (\text{семейство } ^{232}\text{Th}) \\ A &= 4n+2 \quad (\text{семейство } ^{238}\text{U}) \\ A &= 4n+3 \quad (\text{семейство } ^{235}\text{U}). \end{aligned} \tag{40}$$

Семейство с $A = 4n+1$ было получено в искусственных условиях. Это семейство когда-то существовало на Земле, но уже давно исчезло, т.к. период полураспада $T_{1/2}$ самого долгоживущего представителя семейства – ^{237}Np составляет $2.2 \cdot 10^6$ лет. Это примерно в тысячу раз меньше возраста Земли, а практически полное исчезновение радиоизотопа происходит уже за десять его периодов полураспада. Последнее утверждение можно доказать, если подставить в интегральный закон радиоактивного распада (19) значение времени $t = 10 \cdot T_{1/2}$.

Конечным звеном этих семейств являются стабильные изотопы свинца (семейства тория и урана) и висмута (семейство нептуния). По соотношению в минералах родоначальников семейств и конечных стабильных изотопов опре-

деляют возраст горных пород.

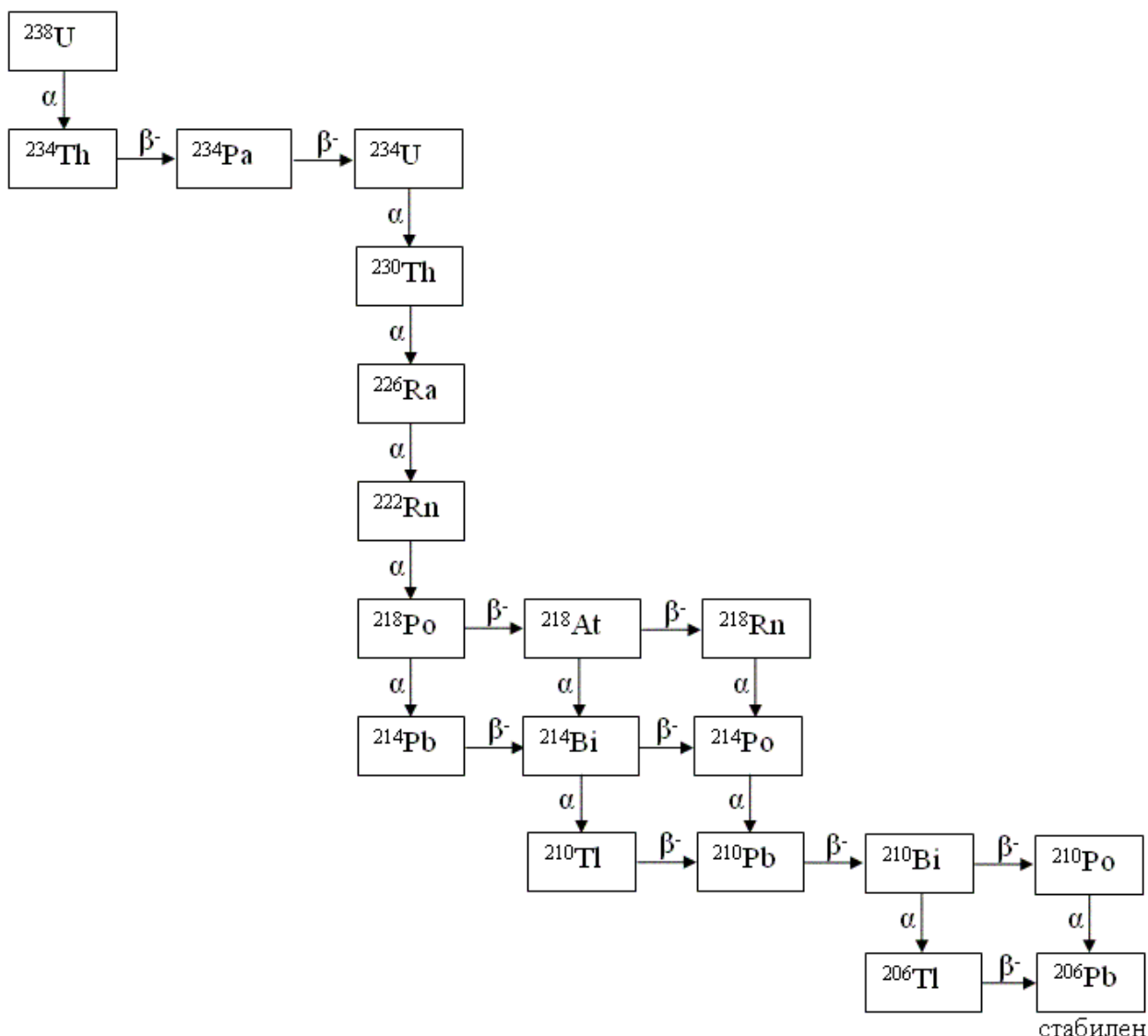


Рис.5. Схема распадов для радиоактивного семейства ^{238}U

Важным обстоятельством с экологической точки зрения является то, что в каждом семействе имеются газообразные члены. В семействах тория и урана – это изотопы радона. За счет этого становится возможным естественный перенос радиоактивных атомов из одного места в другое. Экологические аспекты образования в природе радона рассматриваются детально в курсе "Радиохимия и радиэкология".

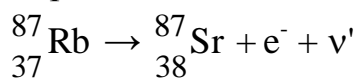
Задачи

№1 Атом некоторого изотопа претерпевает последовательно β^- , α , α , α^- - распады, превращаясь в изотоп ^{213}Bi . Напишите реакции радиоактивных превращений изотопов этого ряда и определите радиоактивное семейство, к которому они принадлежат.

№2 В результате распада изотопа ^{87}Rb образуется изотоп стронция. Активность 1 грамма рубидия-87 составляет $8.55 \cdot 10^{-8}$ Ки, Молярная масса изотопа $^{87}\text{Rb} \approx 87$ г/моль. Определить тип распада и период полураспада рубидия-87.

Решение

Так как в результате распада рубидия-87 образуется следующий за ним в Периодической системе химический элемент, то имеет место β^- -распад.



Для расчета воспользуемся формулами:

$$A = \lambda \cdot N_t, \quad \lambda \cdot T_{1/2} = \ln 2, \quad N_t = \frac{m}{M} \cdot N_A$$

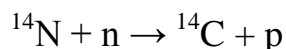
Отсюда получим:

$$T_{1/2} = \frac{N_t \cdot \ln 2}{A} = \frac{m \cdot N_A \cdot \ln 2}{M \cdot A} = \frac{1 \cdot 6.02 \cdot 10^{23} \cdot 0.693}{87 \cdot 8.55 \cdot 10^{-8} \cdot 3.7 \cdot 10^{10}} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ с}$$

№3 Фрагмент древней книги и фрагмент современной бумаги, содержащие одинаковое количество углерода, показали β^- -радиоактивность, равную 12 и 15 Беккерель соответственно. Полагая, что в обоих случаях активность препаратов обусловлена распадом изотопа ^{14}C , вычислите возраст древней книги. Период полураспада ^{14}C составляет 5586 лет.

Решение

Данная задача иллюстрирует так называемый *радиоуглеродный метод* определения возраста объектов органического происхождения. Он основан на том, в верхних слоях атмосферы происходит ядерная реакция взаимодействия нейтронов, присутствующих в космическом излучении, с атомами атмосферного азота:



Образующийся изотоп ^{14}C спускается в нижние слои атмосферы, поглощается в составе CO_2 растениями, те съедаются животными и т.д. Таким образом, ^{14}C разбавляет естественную смесь стабильных изотопов, входящих в состав растений и животных. С течением времени происходит распад этих ядер изотопа ^{14}C , но им на смену поступают новые. Пока организм жив и потребляет питание из окружающей среды, содержание этого радионуклида остаётся постоянным по отношению к общему количеству углерода в организме – примерно $1 \cdot 10^{-5}$ ат. %

($^{12}\text{C} \sim 99\%$, $^{13}\text{C} \sim 1\%$). После гибели организма количество ^{14}C снижается в соответствии с законом радиоактивного распада (19). Если объект животного или растительного происхождения жил на Земле 55000 и менее лет тому назад ($10 \cdot T_{1/2} \text{ } ^{14}\text{C}$), то активность от радиоуглерода может быть определена в том, что осталось от объекта. При этом принимается, что скорость образования ^{14}C на Земле на протяжении последних 55 тысячелетий не менялась – в космическом временном масштабе это очень маленький срок.

Для реализации рассматриваемого метода определяют β^- -радиоактивность фрагмента исследуемого объекта, после чего его сжигают. Газообразные продукты сгорания пропускают через водный раствор гидроксида бария, выпавший осадок карбоната бария высушивают и взвешивают, а затем по нему определяют общее количество содержащегося в образце углерода. Параллельно измеряют β^- -радиоактивность препарата органического происхождения, который содержит то же общее количество углерода и сравнительно недавно входил в состав живого организма. Такое же значение активности имел и исследуемый древний объект в то время, когда был изготовлен.

Таким образом, мы имеем все необходимые данные для подстановки в расчетную формулу (23): $A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$.

$$A_t = 12 \text{ Бк}, A_0 = 15 \text{ Бк}, \quad \lambda = \ln 2/5586 \text{ (лет}^{-1}\text{)}$$

Для нахождения значения времени t , формулу (23) необходимо прологарифмировать и выполнить стандартные математические преобразования.

$$\ln(A_t) = \ln(A_0 \cdot e^{-\lambda t})$$

$$t = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln(A_0 / A_t) \approx 1800 \text{ лет}$$

№4 Изотоп ^{40}K распадается до изотопа ^{40}Ar с периодом полураспада $T_{1/2} = 1.27 \cdot 10^9$ лет. Определите возраст камня, в котором отношение масс изотопов ^{40}Ar к ^{40}K равно 3.6.

Ответ: $2.8 \cdot 10^9$ лет

№5 Рассчитайте количество изотопа ^{239}Pu , которое останется к 3000 году в процентах от имеющегося на сегодняшний день, если тот использоваться не будет. Период полураспада $T_{1/2}$ изотопа $^{239}\text{Pu} = 24119$ лет.

Ответ: $\approx 97\%$

Константы

Скорость света в вакууме $c = 299792458$ м/с

Элементарный заряд $e = 1.60217733 \cdot 10^{19}$ Кл

Масса электрона $m_e = 9.1093897 \cdot 10^{-31}$ кг = $5.48579903 \cdot 10^{-4}$ а.е.м.

$$m_e \cdot c^2 = 0.51099906 \text{ МэВ}$$

Масса протона $m_p = 1.6726231 \cdot 10^{-27}$ кг = 1.007276470 а.е.м.

$$m_p \cdot c^2 = 938.27231 \text{ МэВ}$$

Масса нейтрона $m_n = 1.6749286 \cdot 10^{-27}$ кг = 1.008664904 а.е.м.

$$m_n \cdot c^2 = 939.56563 \text{ МэВ}$$

Авогадро постоянная $N_A = 6.0221367 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

Атомная единица массы $m_u = 1.6605402 \cdot 10^{-27}$ кг

$$m_u \cdot c^2 = 931.49432 \text{ МэВ}$$

Литература

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. Физика атомного ядра. М.: Атомиздат. 1974. 584 с.
2. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. М.: Наука. 1980. 723 с.
3. Л.Б. Окунь. Физика элементарных частиц. М.: Наука. 1988. 272 с.
4. Физические величины. Справочник. / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Михайлова. М.: Энергоатомиздат. 1991. 1232 с.
5. Сборник задач по радиоактивности. / Под ред. Н.Г. Чернорукова и А.И. Орловой. Н.Новгород: Издательство ННГУ. 1994. 98 с.