

24.02.1896 на сессии Французской АН А. Беккерель сообщил, что **соли урана** испускают проникающее излучение, которое вызывает почернение фотоэмульсии. В начале А. Беккерель полагал, что его лучи как-то связаны с флуоресценцией и фосфоресценцией, т. е. с процессами, в которых вещество сначала поглощает энергию, а затем ее испускает. В его сообщении не было ничего более того, что одна из солей урана оказалась особенно активной. Он предполагал, что имеет место нечто, подобное рентгеновскому излучению. Очень слабое урановое излучение не могло конкурировать с сильным рентгеновским излучением.

В 1898 г. было обнаружено, что еще один химический элемент — **торий** также радиоактивен. Стало ясно, что лучи Беккереля могут испускаться не только ураном. К сожалению, излучение тория оказалось также очень мало интенсивным. Затем **Пьер и Мария Кюри** методом, который получил название радиохимический анализ, открыли новый химический радиоактивный элемент — **полоний**. В том же 1898 г. они получили еще один новый элемент — **радий**, испускающий интенсивные потоки проникающего излучения.

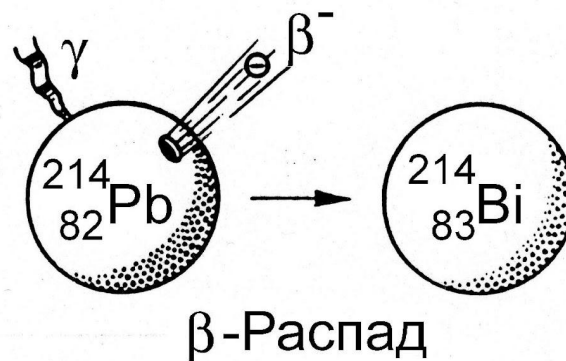
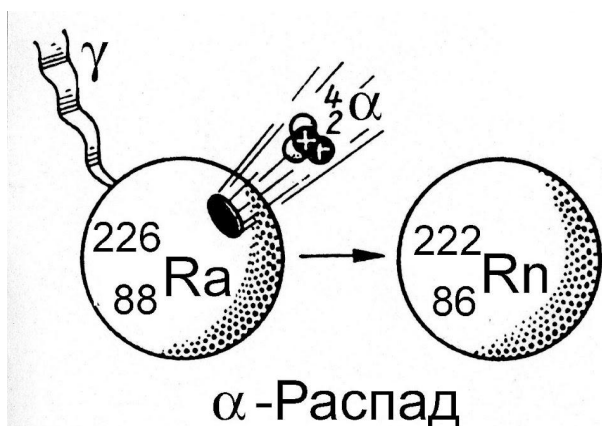
**Явление спонтанного испускания проникающей, ионизирующей радиации теперь уже четырьмя элементами М. Кюри в 1898 г. назвала радиоактивностью.**

В 1899 г. Э. Резерфорд — радиоактивные вещества испускают  **$\alpha$ - и  $\beta$ -лучи**.

В 1899 г. трудами ряда ученых была доказана **идентичность  $\beta$ -частиц и электронов**, изученных незадолго перед этим Дж.Дж. Томпсоном.

В 1900 г. П. Виллард показал, что имеет место и третий тип излучения —  **$\gamma$ -излучение**.

В 1902 г. Э. Резерфорд и Ф. Содди открыли, что **радиоактивность связана с изменениями внутри атомов, в результате которых один химический элемент переходит в другой**. К подобным результатам независимо пришел и А. Беккерель.



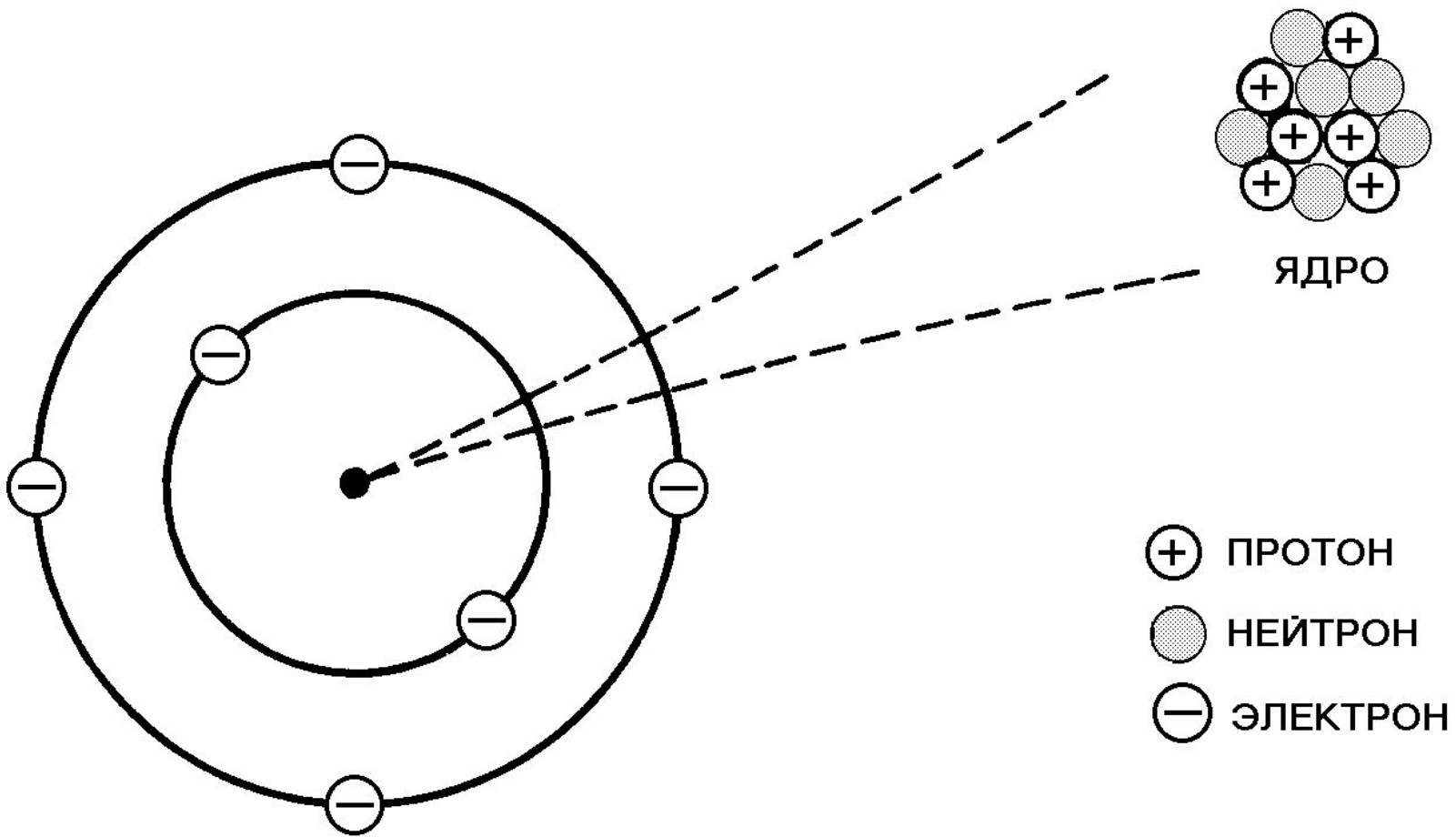
Открытие радиоактивности стимулировало появление первых научных представлений о строении атома.

В 1904 г. Дж.Дж. Томсон предложил первую модель атома, согласно которой атомы представляют собой шарики размером  $\sim 10^{-8}$  см, внутри которых равномерно распределены электроны.

Э. Резерфорд в 1911 г. обосновал существование атомных ядер и предложил планетарную модель атома. Электроны вращаются вокруг положительно заряженного ядра.

**В основе явления радиоактивности лежат не атомные, а ядерные превращения.** Так как термин атомное ядро – нуклид появился более чем через десять лет после открытия радиоактивности, то в повседневный лексикон, а затем и в радиоэкологию достаточно прочно вошли термины, образованные от слова атом.

**Природа рентгеновского излучения** оставалась непонятной до 1912 г., когда было однозначно доказано, что это — возникающие при внутриатомных превращениях электромагнитные колебания, такие же, как и видимый свет, но с существенно меньшими длинами волн. В 1913 г. Н. Бор предложил свою знаменитую **модель атома водорода**



Попытки обнаружить "положительный электрон" привели к обнаружению частиц с единичным положительным зарядом и массой почти в  $\sim 1840$  раз большей, чем масса электрона, т. е. массой, равной массе атома водорода. Эту частицу стали называть "**протоном**".

В **1932** г. Дж. Чедвиком был открыт **нейтрон** и появилась протон-нейтронная модель строения атомных ядер. Согласно ей, ядро состоит из  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов,  $Z + N = A$ . Протоны и нейтроны, как составные части ядра, получили название **нуклонов**.

Размеры нуклонов —  $r_0 \sim 1,3 \cdot 10^{-13}$  см и, следовательно, таков размер ядра атома водорода.

**Ядерная материя «практически» несжимаема и поэтому объем ядра, состоящего из  $A$  нуклонов, будет в  $A$  раз больше объема одного нуклона.**

Радиус сферического ядра можно записать в виде

$$R = r_0 \cdot A^{1/3}.$$

Атомные ядра в настоящее время принято называть **нуклидами**.

Широкое распространение получило следующее символическое изображение нуклидов (и атомов)  ${}^A_ZX$ , где X — символ элемента в Периодической системе элементов. Так, например, основной изотоп углерода символически записывается в виде  ${}^{12}_6C$ .

## Изотопы.

С данным числом нейтронов может объединяться в нуклиды разное число протонов. Такие ядра называются

**изотонами**, например, изотоны

${}^{30}_{14}Si$ ,  ${}^{31}_{15}P$  и  ${}^{32}_{16}S$  содержат по 16 нейтронов.

Нуклиды с одним и тем же числом нуклонов, но принадлежащие разным элементам, называются

**изобарами**, например  ${}^{76}_{32}Ge$  и  ${}^{76}_{34}Se$ .

Между протоном и протоном, нейтроном и нейтроном и протоном и нейтроном действуют одни и те же ядерные силы. Однако между протонами имеет место еще и кулоновское отталкивание.

При неполноте знаний полное описание системы возможно лишь с использованием законов сохранения, согласно которым численные значения некоторых физических величин не изменяются со временем в любых процессах или в определенном классе процессов. **Важнейшими законами сохранения**, справедливыми для любых изолированных систем, являются законы сохранения энергии, импульса, углового момента, электрического заряда.

Нас интересует энергия — общая количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи. **Энергия не возникает из ничего и не исчезает, она может только переходить из одной формы в другую и связывает воедино все явления природы.**

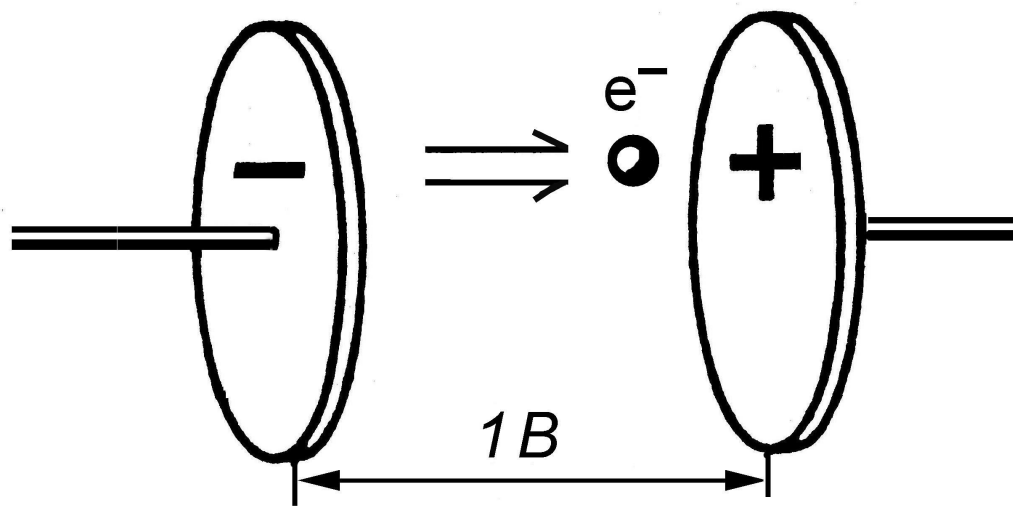
Закон сохранения энергии является строгим законом природы, справедливым для всех известных взаимодействий, он связан с однородностью времени, т. е. с тем фактом, что все моменты времени эквивалентны и физические законы не меняются со временем.

Энергия тела  $E$  неразрывно связана с его массой  $M$  соотношением

$$E = M \cdot c^2 \quad (2.1),$$

Если масса покоящегося тела  $M_0$ , то его энергия покоя  $E_0 = M_0 \cdot c^2$ . **Эта энергия может переходить в другие виды энергии при различных превращениях, в том числе и при распадах, но её количество остаётся постоянным.**

- Массу атомов и нуклидов обычно выражают в единицах атомной массы (**а. е. м.**; а. т. у.). Масса  $^{12}\text{C}$  считается равной 12,000 а. е. м. При этом  $1 \text{ а. е. м.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ . Масса самого легкого из атомов — атома водорода —  $M_{\text{H}} = 1,007825032 \text{ а. е. м.} = 1,67356 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ .
- В системе СИ энергия измеряется в джоулях (Дж или J). Для описания явлений на атомном или ядерном уровнях наравне с джоулем в системе СИ допускается меньшая единица — электронвольт (**эВ**). Электронвольт ( $1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ) — это энергия, которую приобретает электрон, проходя разность потенциалов в один вольт.





**Во всех случаях, когда из совокупности каких-то частиц образуется более сложный объект, масса покоя образовавшегося объекта всегда меньше массы покоя совокупности исходных частиц.** Это могут быть протоны и нейтроны, образующие нуклиды; нуклиды и электроны, образующие атомы; атомы, образующие молекулы, атомы углерода, образующие кусок угля или алмаз, и т. д. Чем больше разность между массой связанной системы взаимодействующих тел (частиц) и суммой их масс в свободном состоянии —  $\Delta M$ , тем сильнее связана система частиц.

При переходе системы из одного состояния в другое изменение энергии не зависит от того, каким способом происходит переход, т. е. **энергия является однозначной функцией состояния системы.**

Если мы имеем дело с совокупностью протонов и нейтронов, образующих ядро, то мы говорим об **энергии связи ядра —  $E_B$ .**

$$E_B = \Delta M \cdot c^2, (2.2)$$

$$\Delta M = [Z \cdot M_H + (A - Z) \cdot M_n] - M_{ат}(A, Z).$$

При образовании связанного состояния всегда затрачивается энергия связи и чем больше она, тем прочнее связь.

Для любого нуклида, сопоставив массу его атома —  $M_{\text{ат}}(A, Z)$  с массой составляющих его нуклонов (Таблицы экспериментальных данных содержат информацию о массе нейтральных атомов. Различием в энергии связи  $Z$  электронов в данном атоме по отношению к энергии связи электронов в  $Z$  атомах водорода при этом пренебрегают), а точнее говоря, с массой  $Z$  атомов водорода и  $N$  нейтронов —  $Z \cdot M_{\text{H}} + N \cdot M_{\text{n}}$ , можно найти полную энергию связи.

**Сделав это для изобаров, т. е. ядер с данным значением  $A$ , мы можем определить, какие из изобаров характеризуются большей энергией связи и являются поэтому более стабильными. Для того, чтобы это реализовать нужна какая-то модель ядра.**

**В первые это было сделано Н. Бором и К.Ф. фон Вайцзекером для модели жидкой капли. Ядро рассматривается как практически несжимаемая электрически заряженная капля ядерной материи — "жидкости" чрезвычайно большой плотности ( $\rho \sim 10^8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ).**

Даже в таком классическом приближении возможно получить выражения, отражающие основные особенности в зависимости энергии связи нуклида от  $A$  и  $Z$ , понять причину нестабильности нуклидов и получить некоторые представления об  $\alpha$ -распаде и делении ядер, т. е. о процессе, оказавшем огромное воздействие на окружающую среду и стимулировавшем рождение радиоэкологии.

**К.Ф. фон Вайцзекером для энергии связи ядра — полуэмпирическая формула, учитывающая все вклады:**

$$E_B = c_V \cdot A - c_S \cdot A^{2/3} - c_C \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} - c_{\text{sym}} \cdot (N - Z)^2 / A + \delta \cdot A^{-3/4}, (*)$$

где значения параметров  $c_i$  известны из экспериментальных данных:

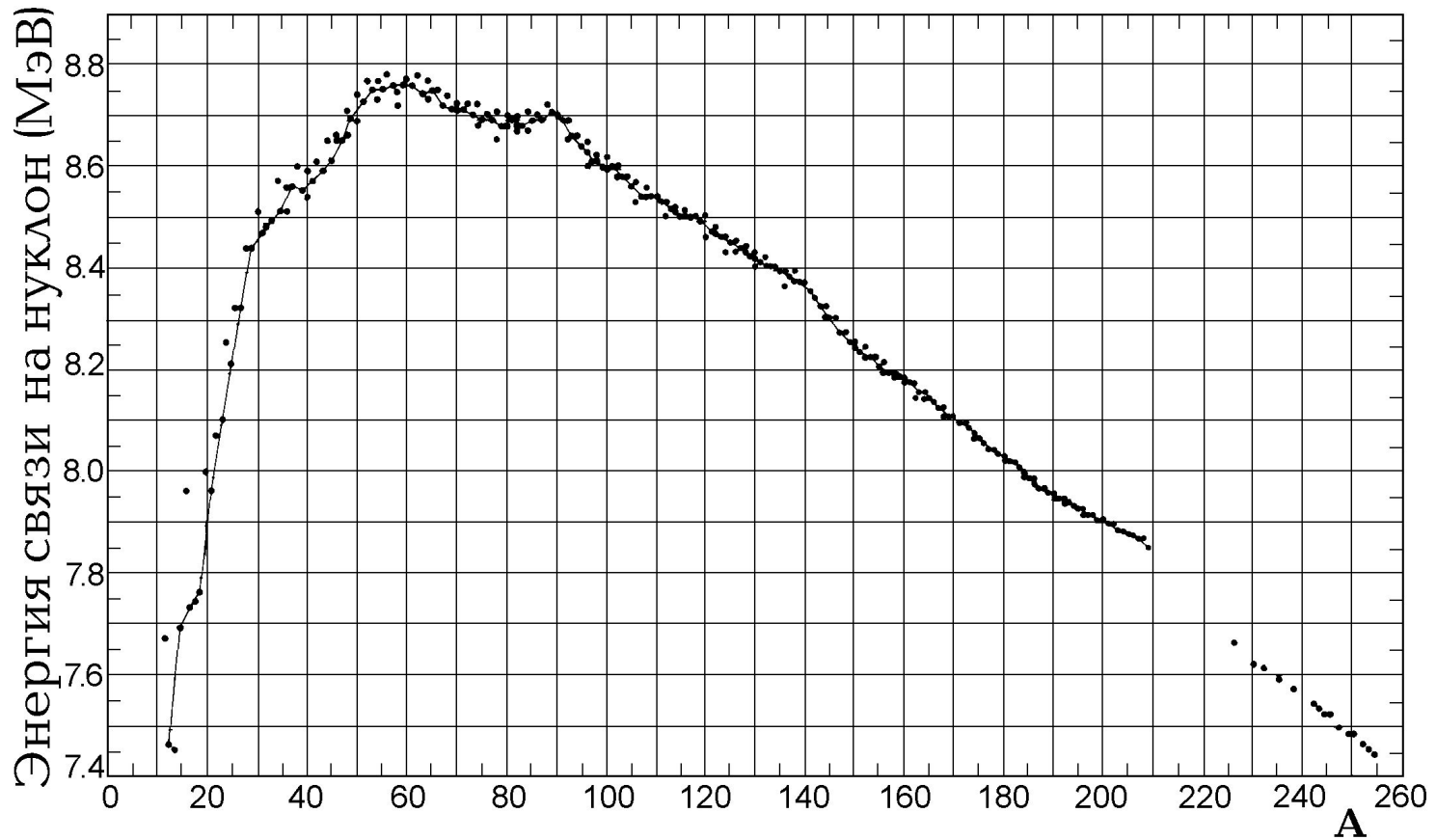
$$c_V = 15,75 \text{ МэВ}; c_S = 17,8 \text{ МэВ}; c_C = 0,71 \text{ МэВ}; c_{\text{sym}} = 94,8 \text{ МэВ}, |\delta| = 34 \text{ МэВ}.$$

**Эффект парного взаимодействия между частицами одного типа приводит к тому, что среди имеющихся в окружающей нас среде стабильных изотопов более половины являются четно-четными, а нечетно-нечетных изотопов всего четыре.**

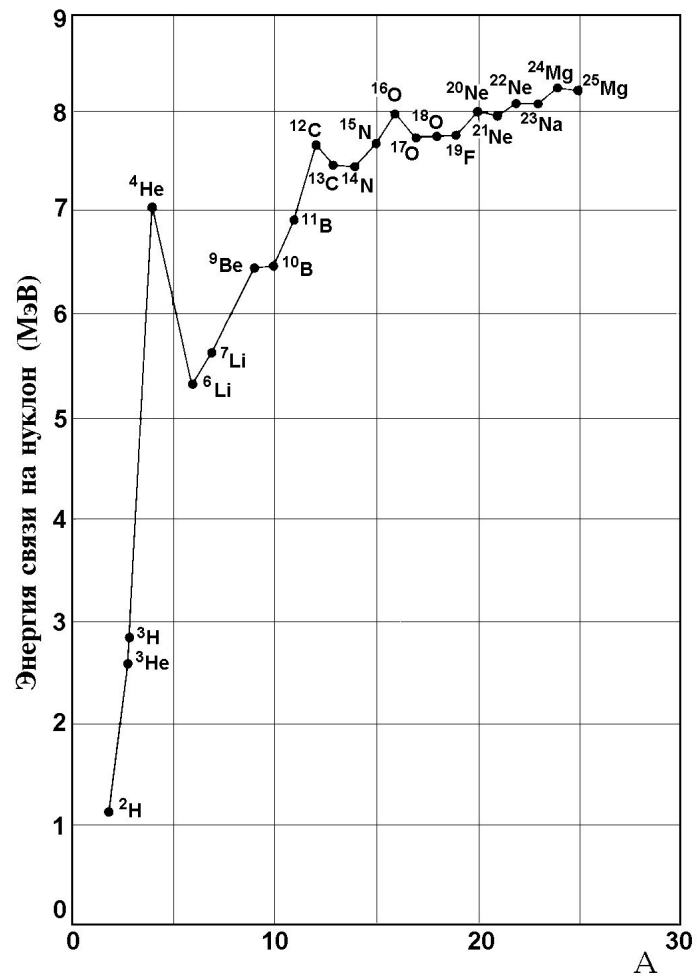
Удобно рассматривать **отнесенную к одному нуклону энергию связи  $\epsilon_B$**

$$\epsilon_B(A, Z) = \{[Z \cdot M_H + (A - Z) \cdot M_n] \cdot c^2 - M_{\text{ат}}(A, Z) \cdot c^2\} / A. (**)$$

Переменные  $A$  и  $Z$  функции  $\epsilon_B$  могут принимать только целые положительные значения в интервалах  **$A \leq 265$  и  $Z \leq 114$** , так как число нуклонов может быть только целым и  $>0$ .



- Зависимость средней энергии связи на нуклон для стабильных ядер с  $12 < A < 250$ . Сплошная линия проведена через точки, полученные усреднением данных масс-спектрометрии для каждого из значений  $A$  по изобарам.



Средняя энергия связи на нуклон в зависимости от массового числа для нуклидов с  $A < 25$

Представления об энергии связи дают возможность простого и вместе с тем достаточно строгого понимания фундаментальных основ ядерной энергетики.

При увеличении числа нуклонов в легких ядрах или при их уменьшении в тяжелых ядрах энергия связи на нуклон возрастает пока не достигает максимума в области с  $A \sim 60$ , где расположены изотопы железа, а также никеля и кобальта. Следовательно, при слиянии ядер достаточно легких элементов или при делении ядер достаточно тяжелых должна выделяться энергия. Первый процесс называется термоядерным синтезом, а второй делением ядер.

Все ядра оказалось удобным разделить на ядра с нечетными значениями  $A$  и с четными. Если  $A$  — нечетное число, то число протонов — четное, а нейтронов — нечетное или наоборот. Ядра с четным значением  $A$  явно разделяются на две группы: четно-четные ядра с четным числом протонов и нейтронов и нечетно-нечетные ядра.

Замена протона на нейтрон или наоборот превращает при фиксированном значении  $A$  четно-четное ядро в нечетно-нечетное и наоборот. Из экспериментальных данных убедительно следует, что энергия связи при переходе от четно-четного ядра к нечетно-нечетному всегда резко уменьшается.

Вернемся к выражению (\*\*). Точка, соответствующая целочисленным значениям  $A$  и  $Z$ , представляет некоторое реальное или гипотетическое ядро. Любой так «сконструированный» нуклид получает свою представительную точку на поверхности, описываемой функцией  $\varepsilon_B(A, Z)$ .

Указанному выше диапазону значений  $A$  и  $Z$  отвечает, вообще говоря, около 30 000 нуклидов. **Из этого огромного числа нуклидов нас будет интересовать только их часть, расположенная в районе гребня хребта энергетической поверхности, где значения энергии связи на нуклон наибольшие.**

Нуклиды, находящиеся в этой области, получили название **нуклоностабильных**.

В качестве существенной характеристики нуклидов, находящихся в этой области, введем понятие энергии отделения нуклона от ядра. Если эта величина положительна, то ядро не может самопроизвольно испустить нуклон. Энергию отделения нейтрона от ядра удобно записать в следующем виде:

$$\varepsilon_n = [M_n + M(A - 1, Z) - M(A, Z)] \cdot c^2. (***)$$

Для подавляющей части из ~30 000 нуклидов  $\epsilon_p (\epsilon_n) < 0$ .

К радиоактивности при таком подходе относятся превращения, происходящие в нуклоностабильных ядрах, т. е. в таких нуклидах, в которых как энергии отделения протона —  $\epsilon_p$ , так и энергии отделения нейтрона —  $\epsilon_n$ , больше нуля. Из таких ядер, находящихся в основных состояниях, вообще говоря, нуклон не может быть самопроизвольно испущен.

Ядерные процессы характеризуются своим характерным временным интервалом — ядерным временем ( $T_{\text{яд}}$ ).

Нуклононестабильные ядра существуют интервал времен  $\sim 10^{-23}$  с или чуть больше.

$$T_{\text{яд}} \sim 10^{-23} \text{ с.}$$



Рассмотрим два примера.

1. Для  $^{238}\text{U}$  средняя энергия связи на нуклон на  $\sim 1$  МэВ меньше, чем для нуклидов с  $A \sim 100$  (см. рис. \*), поэтому, **если мы разделим ядро  $^{238}\text{U}$  на две части, то при этом выделится энергия  $\sim 200$  МэВ на один акт такого деления.**

2. Массы протона и нейтрона равны 1,007825 и 1,008665 а. е. м. Анализ экспериментальных данных (см. рис. \*) показывает, что **среднее значение ( $\epsilon_{\text{в}}$ )  $\approx 8$  МэВ = 0,0085 а. е. м. Можно считать, что каждый нуклон «тратит»  $0,0085$  а. е. м. своей массы на энергию связи и, следовательно, в ядре масса каждого нуклона оказывается с хорошей точностью равной 1 а. е. м., а масса нуклида в а. е. м. с хорошей точностью равна  $A$ .**

Таким образом, для нуклоностабильных ядер, представляющих интерес в радиозэкологии, оказываются возможными два механизма радиоактивных превращений: за счет переходов внутри ядра протонов в нейтроны или наоборот и за счет испускания частиц с  $A > 1$ .

За процессы радиоактивного распада ответственны слабые, сильные и электромагнитные взаимодействия. Они вызывают превращения радионуклидов одного элемента в нуклиды другого.

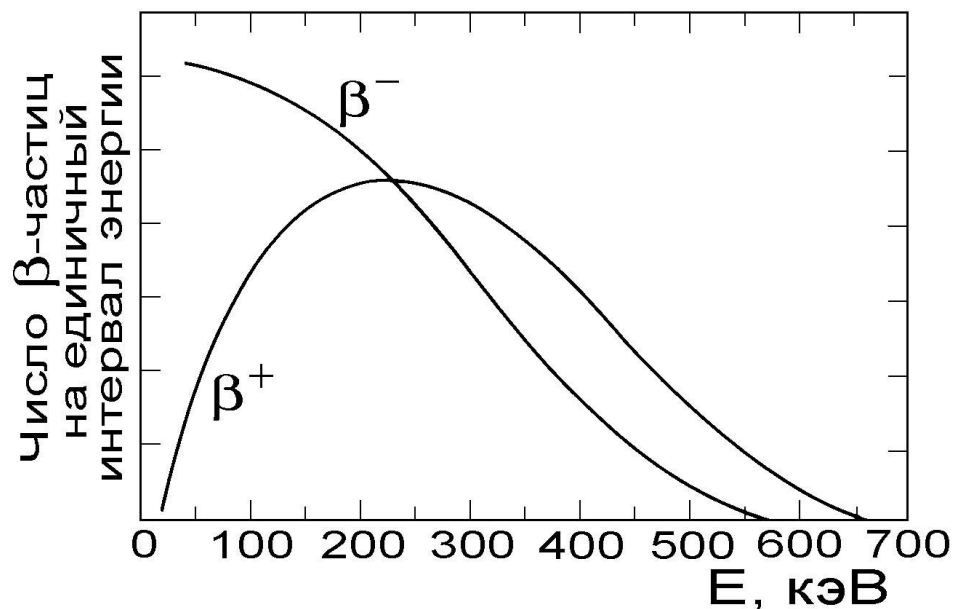
В окружающей нас природе с заметной вероятностью наблюдаются только  $\alpha$ -распад и  $\beta^-$ -превращения.

**$\beta^-$ -Распад** — это ядерное превращение, при котором число нуклонов в ядре не изменяется, но меняется заряд ядра.

Все природные радионуклиды содержат больше нейтронов, чем необходимо для их устойчивости. Поэтому, претерпевая  $\beta^-$ -распад, они испускают электроны.

**$\beta^+$ -Радиоактивность** обнаружили значительно позднее, когда в лабораториях научились искусственным путем получать радионуклиды с избытком протонов (нейтронно-дефицитные нуклиды).

- Исходное и конечное состояния ядра, между которыми происходит  $\beta$ -распад, всегда дискретные (строго определенные). Обозначим энергетическую разность этих двух уровней через  $Q_\beta$ . Оказалось, что испускаемые  $\beta$ -частицы имеют непрерывный энергетический спектр и только максимальная энергия  $\beta$ -частиц приближается к граничной энергии —  $Q_\beta$ , равной разности энергий между исходным и конечным состояниями.
- Типичные  $\beta$ -спектры для радионуклида  $^{64}\text{Cu}$ , который может распадаться как путем  $\beta^-$ , так и путем  $\beta^+$ -распада, представлены на рис.



В случае  $\beta^-$ -распада для этого ядра  $Q_\beta = 0,57$  МэВ, а в случае  $\beta^+$ -распада —  $Q_\beta = 0,65$  МэВ.

Наблюдаемое различие в форме спектров обусловлено тем, что **за счет кулоновского взаимодействия электроны притягиваются к ядру, а позитроны отталкиваются от него**. В результате этого  $\beta^+$ -спектр как бы обедняется позитронами малых энергий, а  $\beta^-$ -спектр, напротив, обогащается электронами малых энергий.

Представленные на рис. спектры соответствуют переходам только между основным состоянием ядра  $^{64}\text{Cu}$  и основным состоянием конечного ядра  $^{64}\text{Zn}$  ( $^{64}\text{Ni}$ ). В тех случаях, когда одновременно происходят переходы на возбужденные состояния дочерних ядер, наблюдаемые  $\beta$ -спектры являются суперпозицией со своими относительными весами парциальных спектров, подобных показанным на рис.

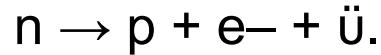
Если, как это, казалось бы, следует из рис., при переходах между двумя дискретными уровнями выделялась произвольная энергия, то закон сохранения энергии не выполнялся бы, а, как известно, этого не может быть.

$\beta$ -Распад происходит за счет слабых взаимодействий.

Нейтрино, испускаемое при  $\beta^-$ -распаде, принято называть **антинейтрино** —  $\bar{\nu}$ , а сопровождающее  $\beta^+$ -распад — **просто нейтрино** —  $\nu$ .

Масса нейтрино, если она отлична от нуля, эквивалентна не более чем 2 эВ. Максимальная энергия  $\beta$ -частиц приближается к граничной энергии —  $Q_\beta$ , равной разности энергий между исходным и конечным состояниями.

Простейшим типом  $\beta^-$ -распада является распад свободного нейтрона:



Электрон и антинейтрино образуются в момент  $\beta^-$ -распада подобно тому, как рождается фотон (оптический или рентгеновский), когда атом переходит из возбужденного состояния в основное.

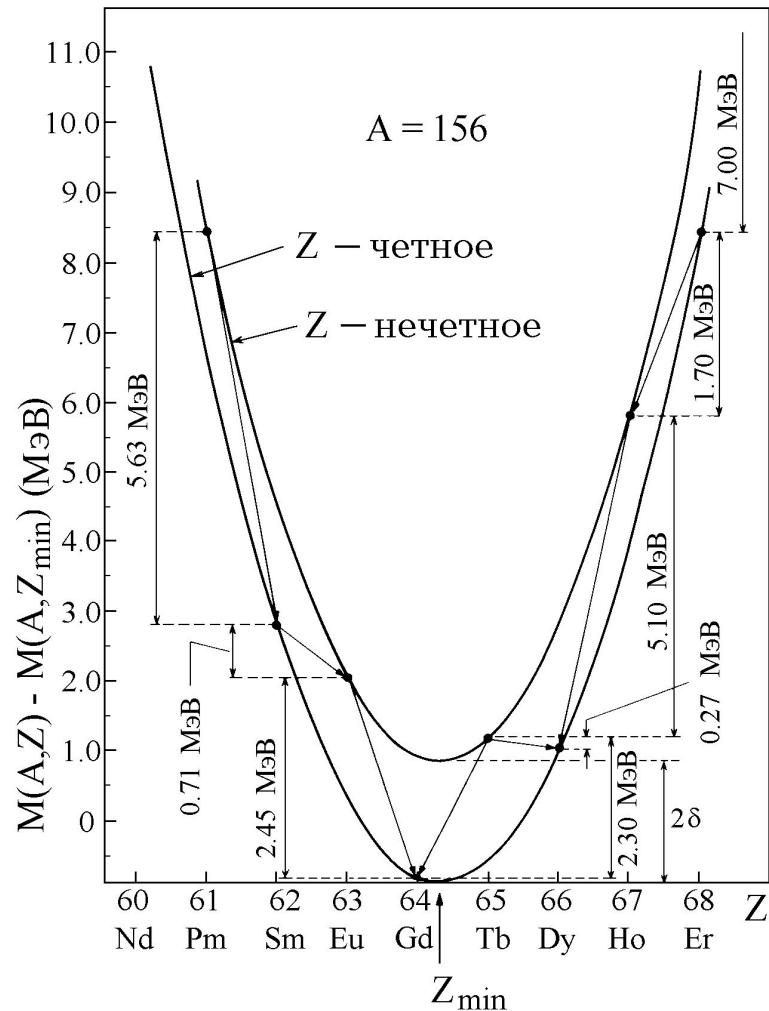
**Выясним основные закономерности процесса.** Проведем сечение энергетической поверхности, описываемой выражением (\*\*), плоскостью  $A = \text{const}$ . На этой плоскости оказываются значения  $\varepsilon_B(A, Z)$  для всего семейства изобар. Из соображений удобства будем рассматривать далее не зависимость  $\varepsilon_B$  от  $Z$ , а зависимость масс изобар от  $Z$ . Легко показать, что выражение (\*\*) принимает вид параболы от переменной  $Z$ :

$$M(A, Z) = F(A) \cdot (Z - Z_{\min})^2 \pm \delta + F'(A), \quad ()$$

где  $Z_{\min}$  — это значение  $Z$ , отвечающее минимуму параболы. Для всех изобар с массовым числом  $A$  функции  $F(A)$  и  $F'(A)$  имеют одно и то же значение. Массы ядер будем выражать в МэВ.

При построении параболы, отвечающей выбранному значению  $A$ , интерес представляют только различия в массах (в энергиях связи) изобар. Поэтому значения функции  $F'(A)$ , которые определяют только положение минимума параболы на оси ординат, для наших целей несущественны и эту функцию можно опустить.

Если значения  $A$  четные, то мы получаем две параболы, смещенные друг относительно друга на величину  $2\delta$  из-за эффектов парного взаимодействия. Представим это все графически для изобар  $A = 156$ . Из графика видно, что точки хорошо ложатся на две параболы — одна из них соответствует четным значениям  $Z$ , а другая — нечетным.



- Зависимость от порядкового номера массы изобар с  $A = 156$  относительно массы стабильного нуклида  $^{156}\text{Gd}$ . Заметим, что имеется еще минимум, соответствующий  $^{156}\text{Dy}$ . В естественной смеси изотопов диспрозия содержание изотопа  $^{156}\text{Dy}$  составляет  $\sim 0,06\%$ .

Некоторые радионуклиды, особенно находящиеся вблизи  $Z_{\min}$ , например  $^{156}\text{Tb}$ , могут в общем случае испытывать все процессы распада:  $\beta^{\pm}$ -распады и ЭЗ.

Наиболее известным природным радионуклидом такого типа является  $^{40}\text{K}$  ( $T_{1/2} = 1,277 \cdot 10^9$  лет), который в 89,3% случаев распадается путем  $\beta^-$ -распада в  $^{40}\text{Ca}$  ( $Q_{\beta} = 1311$  кэВ,  $\langle \beta^- \rangle = 455$  кэВ) и в ~10,7% случаев электронным захватом в первое возбужденное состояние  $^{40}\text{Ar}$  (энергия  $\gamma$ -квантов —  $E_{\gamma} = 1461$  кэВ, а **средняя их энергия  $\gamma$ -излучения на распад  $\langle \gamma \rangle = 156,3$  кэВ**). Вероятность  $\beta^+$ -распада менее 0,1%.



В случае  $\beta$ -излучателей максимальный пробег и плотность ионизации приведены для  $\beta$ -частицы с энергией  $Q_{\beta}$ .

Радио- нуклид	$T_{1/2}$	Энергия $\alpha$ - частиц, МэВ	$\beta$ -частицы $Q_{\beta}/\langle\beta\rangle$ , МэВ	$v/c$	Максимальный пробег		Число пар ионов на мкм пробега в биолог. ткани
					в воздух е, см	в мягкой биологическ ой ткани, мкм	
$^{32}\text{P}$	14,3 дня		1,711/0,695	0,97	610	9200	5,3
$^{14}\text{C}$	5730 лет		0,156/0,049 5	0,64	22	250	18
$^{212}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-7}$ с	8,784		0,069	8,8	105	2380
$^{222}\text{Rn}$	3,8 дня	5,489		0,055	4,0	49	3200
$^{226}\text{Ra}$	1600 лет	4,784		0,051	3,3	40	3430

**α-Распад** — это ядерное превращение, приводящее к уменьшению числа нуклонов в нуклиде на два протона и два нейтрона.

При α-распаде нуклид  $M(A, Z)$  превращается в нуклид  $M(A - 4, Z - 2)$  и α-частицу — ядро атома гелия —  ${}^4\text{He}$ .

Ядра атомов  ${}^4\text{He}$  являются стабильными частицами:

$$E_B = 28,296 \text{ МэВ}; \varepsilon_B \sim 7,1 \text{ МэВ}.$$

Обозначим энергию отделения α-частицы от ядра через  $\varepsilon_\alpha$

$$\varepsilon_\alpha = M_\alpha + M(A - 4, Z - 2) - M(A, Z). \quad (\#)$$

Грубые оценки дают, что при  $A \sim 200$ ,  $\varepsilon_\alpha \sim 5 \text{ МэВ}$ . Проверим это на примере изотопа урана —  ${}^{235}\text{U}$ . Из таблиц мы находим, что массы  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{231}\text{Th}$  и  ${}^4\text{He}$  равны соответственно: 235,0439227(21); 231,0362967(21) и 4,002603227(1) а. е. м. Таким образом, масса  ${}^{235}\text{U}$  на 0,005023 а. е. м. ( $\sim 4,68 \text{ МэВ}$ ) больше суммы масс  ${}^{231}\text{Th}$  и  ${}^4\text{He}$ .

**Отрицательная энергия связи  $\sim 4,68 \text{ МэВ}$  говорит нам о том, что  ${}^{235}\text{U}$  энергетически нестабилен по отношению к распаду на  ${}^{231}\text{Th}$  и  ${}^4\text{He}$ .**

Средняя энергия связи на нуклон в  ${}^{235}\text{U}$  равна  $\varepsilon_B \sim 7,6 \text{ МэВ}$ , а у  ${}^4\text{He}$   $\varepsilon_B = 7,1 \text{ МэВ}$ . Несмотря на это ядро гелия является существенно более сильно связанной системой. Дело в том, что у тяжелых ядер энергии связи последних нуклонов малы в отличие от ядра  ${}^4\text{He}$ . У ядра  ${}^4\text{He}$  энергия связи последнего нейтрона 20,58 МэВ, а у изотопов с  $A \sim 230$  энергия связи последних нуклонов в среднем составляет только 5,5 МэВ.

У встречающихся в природе и играющих заметную роль радионуклидов энергии  $\alpha$ -частиц изменяются, как правило, в очень узком диапазоне: от  $\sim 4$  до  $\sim 8$  МэВ

За немногими исключениями, из которых наиболее известными являются  $^{144}_{60}\text{Nd}$  и  $^{147}_{62}\text{Sm}$ , в природе не наблюдается  $\alpha$ -распад  $\beta$ -стабильных ядер с  $A < 200$  и энергией  $\alpha$ -частиц менее 2 МэВ.

### Временные соотношения.

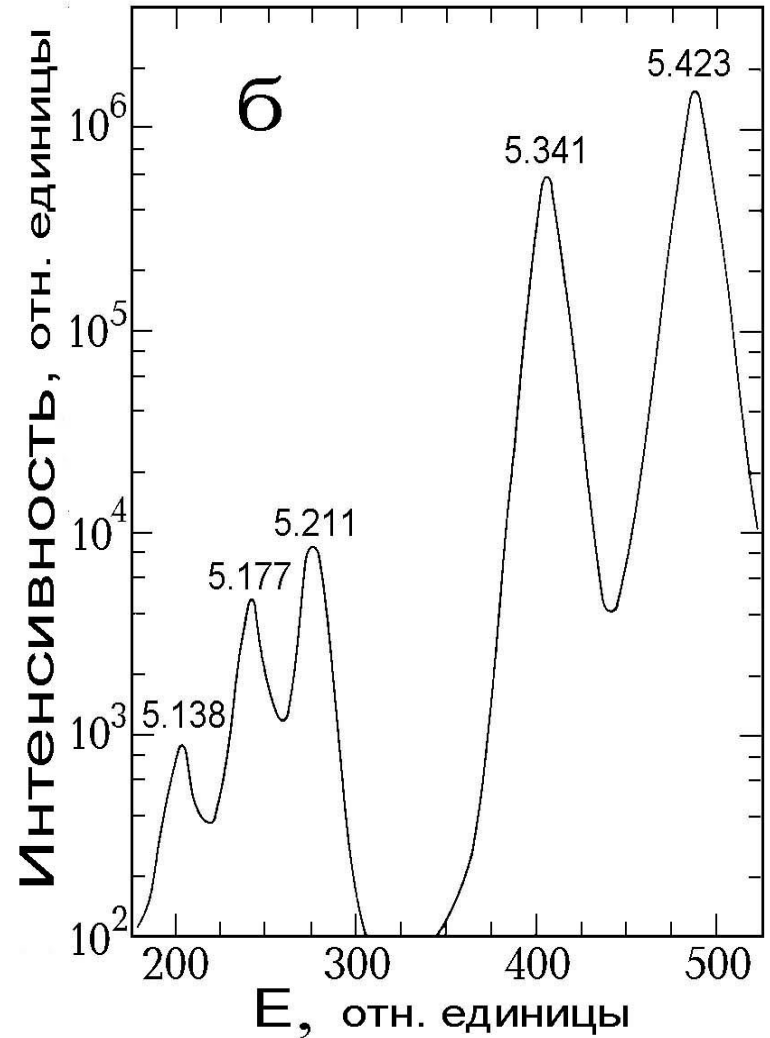
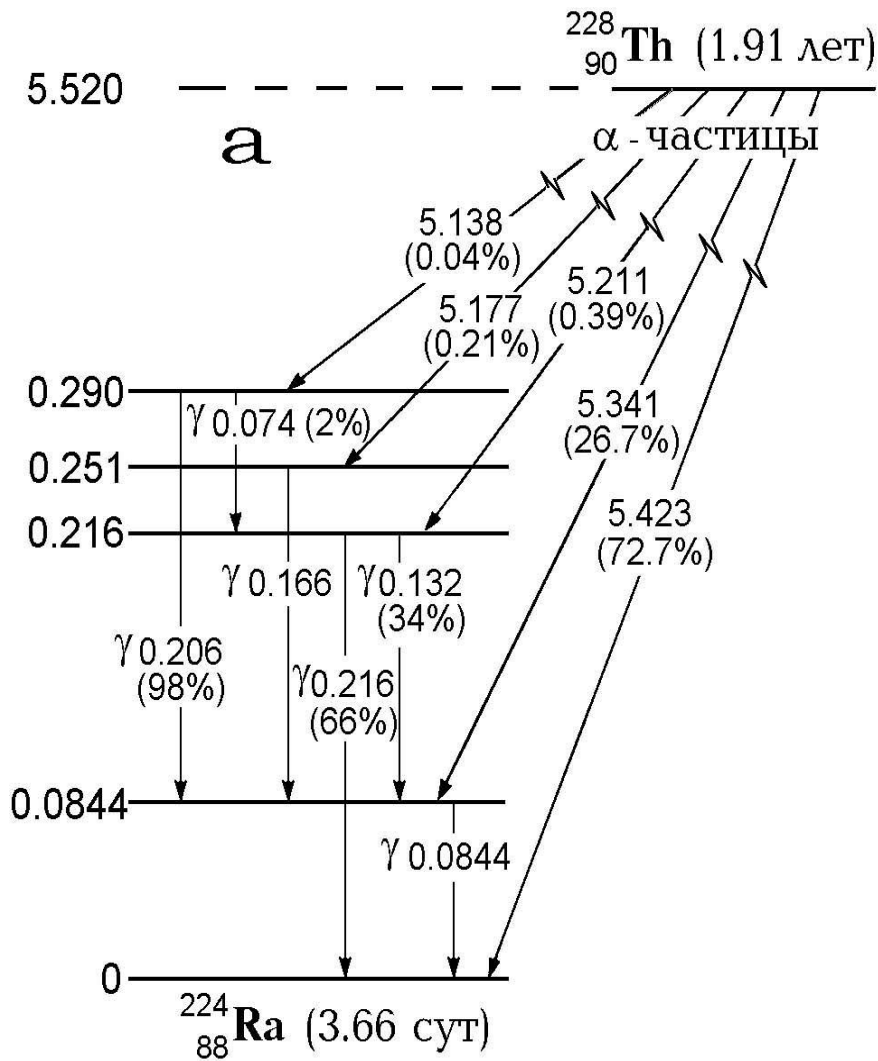
$^{232}\text{Th}$  испускает  $\alpha$ -частицы с энергией  $\sim 4$  МэВ и имеет  $T_{1/2} = 4,4 \cdot 10^{17}$  с.

$^{212}\text{Po}$ , испускающий  $\alpha$ -частицы с энергией  $\sim 8,8$  МэВ, имеет период полураспада  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$  с. В пределах одного радиоактивного семейства —  $^{232}\text{Th}$  значения  $T_{1/2}$  изменяются в  $\sim 10^{24}$  раз. Огромный диапазон обусловлен экспоненциальной зависимостью  $T_{1/2}$  от энергии  $\alpha$ -частиц.

**При  $\alpha$ -распаде испускается только одна частица, что существенно отличает  $\alpha$ -распад от  $\beta$ -распада.**

**Если дочернее ядро образуется в  $n$  различных возбужденных состояниях, то это значит, что из источника испускается  $n$  групп монохроматических  $\alpha$ -частиц.** Каждой группе  $\alpha$ -частиц соответствует своя энергия отдачи, которая составляет  $\sim 2\%$  от  $\epsilon_{\alpha}$ .

$^{228}\text{Th}$ , например, может распадаться как на основное состояние  $^{224}\text{Ra}$ , так и на его возбужденные состояния, см. рис. В последнем случае избыток энергии может уносить  $\gamma$ -излучение.



Оставаясь в рамках классической физики и используя только энергетический подход можно:

**вначале ввести** энергию связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов (полную энергию связи);

**затем ввести** энергию связи на нуклон;

**затем** энергию отделения (связи) нуклона;

**затем** энергию связи относительно каких-либо других составных частей (фрагментов).

На этом пути мы обнаружили, что **энергия связи  $\alpha$ -частиц в тяжелых ядрах такова, что  $\alpha$ -распад становится обычным механизмом превращений нуклидов с  $A > 200$ .**

**Радиоактивные превращения с испусканием ядер тяжелее  ${}^4\text{He}$  также разрешены** всеми законами сохранения. Однако вероятность испускания подобного большого фрагмента очень мала.

**Чрезвычайно редким процессом радиоактивного распада является спонтанное деление.**

## **γ-Излучение**

**γ-Излучение, в отличие от α- и β-лучей, не отклоняется электрическим и магнитным полями и обладает значительно большей проникающей способностью.**

При испускании γ-кванта **не происходит изменения состава ядра, т. е. превращения изотопа одного элемента в изотоп другого.**

Испускание γ-квантов **сопровождает, обычно, с той или иной вероятностью все типы радиоактивных превращений.**

**γ-Лучи — это коротковолновое электромагнитное излучение, испускаемое нуклидами, находящимися в возбужденном состоянии.**

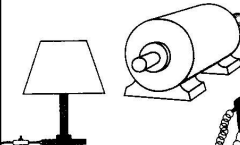

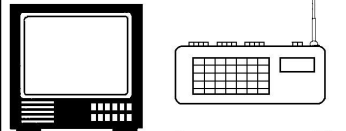
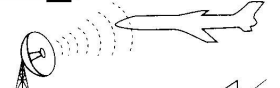
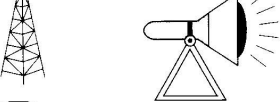


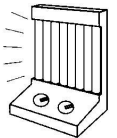

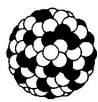
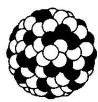
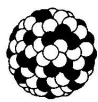
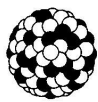
В каждом из возможных состояний (в основном и в возбужденных) ядро характеризуется вполне определенными распределениями зарядов и токов и γ-излучение возникает из-за электромагнитных эффектов, сопутствующих изменениям распределений зарядов и токов в ядре при переходе его из одного состояния в другое.

Излучение с энергией **511 кэВ — аннигиляционное излучение, возникающее при аннигиляции электрона и позитрона также назвали γ-излучением.** Как результат электромагнитных эффектов оно ничем не отличается от других, всем нам хорошо известных типов электромагнитных колебаний.

Любое электромагнитное излучение с энергией  $E$  характеризуется частотой колебаний  $\nu = E/h$  и длиной волны  $\lambda = c/\nu$ , где  $h = 4,135 \cdot 10^{-15}$  эВ/с — постоянная Планка, а  $c$  — скорость света.

Существует много на первый взгляд не имеющих ничего общего устройств или физических процессов, являющихся источниками электромагнитных излучений. По мере развития науки и техники, **весь возможный диапазон частот колебаний электромагнитных волн был разбит на ряд поддиапазонов, границы между которыми условны и сами поддиапазоны частично перекрываются.**

Хорошо известны такие понятия как: радиоволны, видимый свет, ультрафиолетовое излучение, характеристическое рентгеновское излучение и т. д. **По своей сущности излучение электромотора переменного тока и космическое  $\gamma$ -излучение подобны.**

Тип электромагнитных колебаний	Частота, $c^{-1}$	Длина волны, м	Энергия, эВ
	Гц	$10^8$	$1,24 \cdot 10^{-14}$
	кГц	$10^5$	$1,24 \cdot 10^{-11}$
	МГц	$10^2$	$1,24 \cdot 10^{-8}$
	ГГц	$10^{-1}$	$1,24 \cdot 10^{-5}$
	ТГц	$10^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{-3}$
	СВЕТ УФ	$10^{-6}$	$1,24 \cdot 10^0$
	СВЕТ ИК	$10^{-7}$	$1,24 \cdot 10^1$
	СВЕТ ИК	$10^{-8}$	$1,24 \cdot 10^2$
	СВЕТ ИК	$10^{-10}$	$1,24 \cdot 10^4$
	СВЕТ ИК	$10^{-12}$	$1,24 \cdot 10^6$
	СВЕТ ИК	$10^{-13}$	$1,24 \cdot 10^7$
	СВЕТ ИК	$10^{-15}$	$1,24 \cdot 10^9$
	СВЕТ ИК	$10^{-16}$	$1,24 \cdot 10^{10}$
	↓		↓

- Основные типы электромагнитных колебаний, параметры, их характеризующие, и устройства или явления, характерные для них. УФ и ИК — ультрафиолетовое и инфракрасное излучения. УКВ, КВ, СВ и ДВ — ультракоротковолновые, коротковолновые, средние и длинные волны.  $\gamma$ -Излучение, возникающее в результате ядерных превращений, не превосходит  $\sim 10$  Мэв ( $\nu \sim 3 \cdot 10^{21}$  Гц). Электромагнитное излучение и с намного большей энергией, независимо от его природы, принято в настоящее время называть  $\gamma$ -излучением.



По механизму возникновения ультрафиолетовое и характеристическое рентгеновское излучения не отличаются друг от друга, однако ультрафиолетовое излучение не относят к ионизирующим излучениям. Характеристическое рентгеновское излучение отличается от  $\gamma$ -лучей с энергией до 100 кэВ только своим атомным происхождением.

**В настоящее время термин  $\gamma$ -лучи часто применяется для обозначения электромагнитного излучения любой природы, если его энергия больше  $\sim 10$  кэВ.** Мощными источниками излучения, имеющего непрерывный спектральный состав от очень малых до очень больших энергий, являются **тормозное и синхротронное излучения.**

**При увеличении энергии волновые свойства  $\gamma$ -излучения проявляются все более слабо. Определяющими становятся корпускулярные свойства  $\gamma$ -лучей. Именно поэтому наряду с термином  $\gamma$ -лучи часто используется термин  $\gamma$ -КВАНТЫ.**

Иногда используется более общее понятие — **ФОТОН** — квант поля любого электромагнитного излучения.

Энергия  $\gamma$ -кванта равна разности энергий двух уровней ( $i$  и  $f$ ) ядра:

$$E_{\gamma} = E_i - E_f$$

Ядро пребывает в возбужденном состоянии, как правило, очень короткий промежуток времени:  $10^{-8} - 10^{-12}$  с. Следовательно, в среднем через такое время радионуклид оказывается в состоянии с более низкой энергией.

$\gamma$ -Излучение не является единственно возможным каналом снятия энергии возбуждения. С испусканием  $\gamma$ -квантов конкурирует процесс передачи энергии возбуждения ядра электрону  $i$ -электронной оболочки атома, так **возникают электроны внутренней конверсии**.

При внутренней конверсии так же, как и при испускании  $\gamma$ -излучения, практически **вся энергия перехода затрачивается на ионизацию и возбуждение той среды, в которой оказывается это излучение**.

То, что  $\gamma$ -излучение и внутренняя конверсия являются конкурирующими процессами, выражается с помощью понятия — коэффициент внутренней конверсии (отношение вероятностей внутренней конверсии и испускания  $\gamma$ -кванта) —  $\alpha$ .

$$\alpha = I_e / I_\gamma,$$

где  $I_e$  и  $I_\gamma$  — интенсивности конверсионных электронов и  $\gamma$ -излучения, сопровождающих переход ядра из состояния  $i$  в состояние  $f$ .

Вообще говоря, каждый радионуклид характеризуется своим весьма большим числом возбужденных уровней. Однако, **наблюдаемое на опыте количество групп  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядром, ограничено, а иногда  $\gamma$ -кванты не наблюдаются вовсе**.

В интересующих нас случаях  $\alpha$ - или  $\beta$ -распад претерпевают материнские ядра, а  $\gamma$ -излучение испускается уже другими — дочерними ядрами.

Область  $\gamma$ -переходов простирается от основного уровня до энергии возбуждения, при которой становится энергетически возможным испускание ядром нуклонов или частицы. Величина порога варьируется от ядра к ядру. Так, для  ${}^8\text{Be}$  порог  $\sim 1,7$  МэВ, для  ${}^{12}\text{C}$   $\sim 18,7$  МэВ и  $<20$  МэВ даже для лёгких ядер.

### **Примеры средних значений энергий затрачиваемых на ионизацию**

${}^{137}\text{Cs}$  - дозообразующий нуклид. Его  $\beta^-$ -распад ( $Q_{\beta} = 1176$  кэВ) приводит в 94,4% случаев к образованию дочернего ядра  ${}^{137}\text{Ba}$  в состоянии с энергией 661,7 кэВ и временем жизни  $\sim 2,5$  мин. В 5,6% случаев распад происходит в основное состояние ядра  ${}^{137}\text{Ba}$ .

Т. о.  $\gamma$ -излучение с энергией 661,7 кэВ испускается не ядром  ${}^{137}\text{Cs}$ , а  ${}^{137}\text{Ba}$ . Происходит это в 85,1% случаев. В остальных случаях энергия возбуждения снимается за счет внутренней конверсии. Т. о., средняя энергия  $\gamma$ -излучения на один распад  ${}^{137}\text{Cs}$  составляет  $\sim \langle 532 \rangle$  кэВ.

Второй по значимости это —  ${}^{90}\text{Sr}$ . Его распад также сопровождается только  $\beta^-$ -излучением. Однако, его дочернее ядро —  ${}^{90}\text{Y}$  оказывается в основном состоянии и  $\gamma$ -излучения нет.  ${}^{90}\text{Y}$  также радионуклид и с периодом полураспада 64,1 часа превращается в стабильный нуклид  ${}^{90}\text{Zr}$ , который с вероятностью 99,9885% также оказывается в основном состоянии. Оба радионуклида:  ${}^{90}\text{Sr}$  и  ${}^{90}\text{Y}$  являются  $\beta^-$ -излучателями —  $Q_{\beta^-} = 546$  кэВ и 2282 кэВ. В радиоэкологии вкладом  ${}^{90}\text{Sr}$  во внешнее облучение, как правило, пренебрегают. Таким образом, мы имеем дело с очень важной в практическом отношении цепочкой распадов, в которой почти не возникает  $\gamma$ -излучения.



