

4. ВИДЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Открытие альфа-, бета- и гамма-излучения, нейтронов и нейтрино, привело к обнаружению четырёх основных типов распада: альфа-распада, бета-распада (в трёх видах: β^- - и β^+ -распадов, электронного захвата), изомерного перехода и спонтанного деления. В конце 20-го века начался активный синтез «экзотических» ядер (сильно нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных), и были открыты новые, «экзотические» типы распада (испускание запаздывающих нейтронов и протонов, двухнейтронный распад, запаздывающее деление, распад полностью ионизованных атомов, кластерный распад и др.).

В данной главе будут рассмотрены различные типы распадов.

4.1. Основные типы ядерных превращений

Обычно на рисунках радиоактивные процессы изображают в виде схем распада, на которых горизонтальными линиями отмечают уровни энергии исходного и конечного ядер (рис. 1). Самый низкий уровень соответствует основному состоянию с энергией E_0 . Переходы между отдельными уровнями обозначают стрелками, направления которых характеризуют виды распада: вертикальные стрелки – испускание γ -квантов, стрелки, наклоненные вправо от вертикали – β^- -распад, стрелки, наклоненные влево – β^+ -распад или электронный захват, утолщённые стрелки, наклоненные влево – α -распад. На стрелках указывают вероятности соответствующих видов распада в процентах, а также энергии распадов в мегаэлектронвольтах (МэВ). Часто для соответствующих уровней указывается чётность и спин; так, например, $5/2^-$ означает, что спиновое квантовое число $I=5/2$, чётность отрицательна.

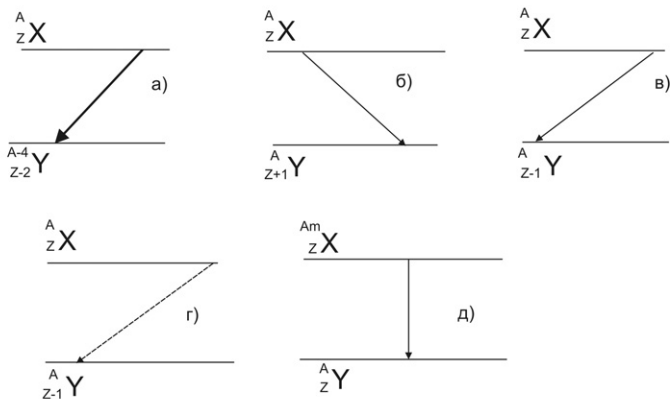


Рис. 1. Схематическое представление различных типов распада: а - α -распад, б - β^- -распад, в - β^+ -распад, электронный захват, г - изомерный переход.

Альфа-распад - самопроизвольное превращение атомного ядра с числом протонов Z и нейтронов N в другое (дочернее) ядро, содержащее

число протонов $Z-2$ и нейтронов $N-2$. При этом испускается α -частица – ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}^{2+}$.



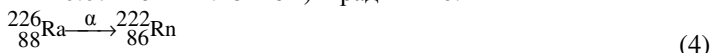
При α -распаде исходного ядра атомный номер образовавшегося ядра уменьшается на две единицы, а массовое число уменьшается на 4 единицы, согласно схеме:

$$\alpha\text{-распад} \begin{cases} Z \rightarrow Z-2 \\ A \rightarrow A-4 \end{cases} \quad (2)$$

Примерами α -распада могут служить распад урана-238:



(при этом распаде ядро тория и α -частица разлетаются с кинетическими энергиями 0.07 МэВ и 4.18 МэВ) и радия-226:



Здесь проявляется правило сдвига, сформулированное Фаянсом и Содди: элемент, образовавшийся из другого элемента при испускании α -лучей, занимает в периодической системе место на две группы левее исходного элемента.

Степень неустойчивости ядер характеризуется величиной периода полураспада – промежутка времени, в течение которого распадается половина ядер данного радиоактивного изотопа. Большинство радиоактивных изотопов имеет сложные схемы распада. В таких случаях на схемах указывают процент данного вида излучения по отношению к общему числу переходов.

Полная энергия α -распада:

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_{\text{отд}} + E_{\text{возб}} \quad (5)$$

где E_α – энергия α -частицы, $E_{\text{отд}}$ – энергия атома отдачи и $E_{\text{возб}}$ – энергия возбуждения дочернего ядра.

Для более лёгких чётно-чётных нуклидов ($A < 240$) характерно, что образующийся при α -распаде дочерний нуклид обычно находится в основном состоянии, в то время как для других типов ядер имеет место переход в возбужденные состояния. В первом случае радионуклиды, например, ${}_{84}^{210}\text{Po}$, испускают α -частицы с одной определённой энергией. Во втором случае, когда распад приводит к различным возбуждённым состояниям дочернего ядра, наблюдаются α -частицы с различными дискретными значениями энергии, а также γ -кванты, излучаемые возбуждённым дочерним атомом.

Кинетическая энергия α -частиц при альфа-распаде (E_α) определяется массами исходного и конечного ядра и α -частицы. Эта энергия может несколько уменьшаться, если конечное ядро образуется в возбуждённом состоянии и, напротив, несколько увеличиваться, если возбуждённым было испускающее α -частицу ядро (такие α -частицы с увели-

ченной энергией называются длиннопробежными). Однако во всех случаях энергия α -распада всегда связана с разностью масс и уровнями возбуждения исходного и конечного ядер, а потому спектр испускаемых α -частиц всегда является не сплошным, а линейчатым.

Энергия, выделившаяся при α -распаде

$$E = [M_A - M_{A-4} - M_\alpha]c^2 \quad (6)$$

где M_A и M_{A-4} — массы материнского и дочернего ядер, M_α — масса α -частицы. Энергия E делится между α -частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам, откуда энергия α -частиц

$$E_\alpha = E \frac{M_{A-4}}{M_A} \quad (7)$$

Энергия отдачи:

$$E_{отд} = E_\alpha \frac{M_\alpha}{M_{A-4}} \quad (8)$$

Энергия отдачи дочернего ядра обычно находится в области 0,1 МэВ, что соответствует длине пробега в воздухе, равной нескольким миллиметрам.

В земных условиях существует около 40 α -радиоактивных изотопов. Они объединены в три радиоактивных ряда, которые начинаются с ^{236}U ($A = 4n$), ^{238}U ($A = 4n+2$), ^{235}U ($A = 4n+3$). К ним можно условно (т.к. изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли), отнести четвёртый ряд, который начинается с ^{237}Np ($A = 4n+1$). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числом количеством протонов и нейтронов ($Z=82$, $N=126$) соответственно ^{208}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{209}Bi . Времена жизни α -активных ядер лежат в пределах от 10^{17} лет (^{204}Pb) до $3 \cdot 10^{-7}$ с (^{212}Po). Долгоживущими являются нуклиды ^{142}Ce , ^{144}Ne , ^{174}Hf , периоды полураспада которых составляют $(2 \div 5) \cdot 10^{15}$ лет.

Альфа-распад возможен, если энергия связи α -частицы относительно материнского ядра отрицательна. Для того чтобы ядро было α -радиоактивным необходимо выполнение условия, являющегося следствием закона сохранения энергии

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M_\alpha, \quad (9)$$

где $M(A, Z)$ и $M(A-4, Z-2)$ — массы покоя исходного и конечного ядер соответственно, M_α — масса α -частицы. При этом в результате распада конечное ядро и α -частица приобретают суммарную кинетическую энергию E .

Распад возможен, если масса (энергия) исходного ядра окажется больше суммы масс (энергий) ядра-продукта и α -частицы. Избыток энергии исходного ядра выделяется при α -распаде ядра в виде кинетической энергии. Энергия, выделившаяся при α -распаде

$$E = [M_A - M_{A-4} - M_\alpha]c^2 = E_\alpha + E_{ядра} \quad (10)$$

где M_A и M_{A-4} — массы материнского и дочернего ядер, M_α — масса альфа-

частицы. Энергия E делится между α -частицей и дочерним ядром таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса:

$$\vec{P}_\alpha + \vec{P}_{\text{ядра}} = \vec{P}(A, Z). \quad (11)$$

Энергия распределяется обратно пропорционально массам α -частицы и дочернего ядра. Энергия α -частиц

$$E_\alpha = E \frac{M_{\text{доч.ядра}}}{M_A} \quad (12)$$

Подавляющая часть кинетической энергии, выделяющейся при α -распаде, уносит α -частица, и лишь незначительная её доля (2% для тяжёлых α -радиоактивных ядер) приходится на ядро-продукт.

Ядра могут испытывать α -распад также на возбужденные состояния конечных ядер и из возбужденных состояний начальных ядер. Поэтому соотношение для энергии α -распада можно обобщить следующим образом

$$E = (M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_\alpha) c^2 + E_i^* - E_f^*, \quad (13)$$

где E_i^* и E_f^* – энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно. α -частицы, возникающие в результате распада возбужденных состояний, получили название длиннопробежных.

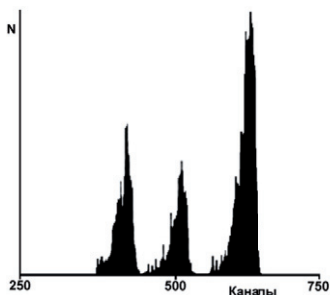
Испускание основной группы α -частиц с одной определённой энергией соответствует энергетическим переходам между основными состояниями исходного и конечного ядер. Однако, если переход осуществляется в одно из возбуждённых состояний конечного ядра или, наоборот, из возбуждённого состояния исходного ядра, то энергия α -частиц будет соответственно меньше или большей нормальной. Первый случай отвечает возникновению тонкой структуры α -спектра, второй – появлению длиннопробежных α -частиц.

Кинетические энергии α -частиц изменяются от 1,83 МэВ (^{144}Nd) до 11,65 МэВ (изомер ^{212m}Po). Энергия α -частиц, испускаемых тяжёлыми ядрами из основных состояний, составляет 4÷9 МэВ, а испускаемая нуклидами РЗЭ 2÷4,5 МэВ. Пробег α -частицы с типичной энергией $E_\alpha = 6$ МэВ составляет ~5 см в воздухе при нормальных условиях и ~0,05 мм в Al.

Спектр α -частиц, возникающих при распаде материнского ядра, часто состоит из нескольких моноэнергетических линий, соответствующих квантовым переходам на различные энергетические уровни дочернего ядра.

Так как α -частица не имеет спина, правила отбора по моменту количества движения $I=L$ и четности, которые вытекают из соответствующих законов сохранения, оказываются простыми. Угловой момент L α -частицы может принимать значения в интервале:

$$I_i - I_f \leq L \leq I_i + I_f, \quad (14)$$



где I_i и I_f - угловые моменты начального и конечного состояния ядер (материнского и дочернего). При этом разрешены только четные значения L , если четности обоих состояний совпадают, и нечетные, если четности не совпадают.

Рис. 2. Экспериментальный α - спектр изотопов плутония.

Свойством α -распада является наличие определённой и притом весьма сильной зависимости между энергией испускаемых α -частиц и периодом полураспада α -радиоактивных ядер. При небольшом изменении энергии α -частиц периоды полураспада меняются на многие порядки. Так у ^{232}Th $E_\alpha=4.08$ МэВ, $T_{1/2}=1.41 \cdot 10^{10}$ л, а у ^{218}Th $E_\alpha=9.85$ МэВ, $T_{1/2}=10$ мкс. Изменению энергии в два раза соответствует изменение в периоде полураспада на 24 порядка.

Для чётно-чётных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии α -распада хорошо описывается соотношением (закон Гейгера-Неттолла):

$$\lg T = \frac{c_1}{\sqrt{E_\alpha}} - c_2, \quad (15)$$

где c_1 и c_2 – константы, слабо зависящие от Z .

Для постоянной распада закон Гейгера-Нетолла имеет вид:

$$\lg \lambda_\alpha = b_1 + b_2 \lg R = b_1' + b_2' \lg E_\alpha, \quad (16)$$

где b_1 и b_2 – константы, причём b_2 – общая, а b_1 – индивидуальная для каждого природного ряда, R – длина пробега α -частицы в воздухе, E_α – энергия α -частицы.

Эта зависимость была эмпирически установлена в 1912 г. Г.Гейгером и Дж.Нетоллом и теоретически обоснована в 1928 г. Г.Гамовым при квантовомеханическом рассмотрении процесса α -распада, происходящего путём туннельного перехода. Теория хорошо описывает переходы между основными состояниями чётно-чётных ядер. Для нечётно-чётных, чётно-нечётных и нечётно-нечётных ядер общая тенденция сохраняется, но их периоды полураспада в $2 \div 1000$ раз больше, чем для чётно-чётных ядер с данными Z и E_α .

Распространённость α -радиоактивности в значительной мере определяется именно сильной зависимостью времени жизни таких ядер от энергии их распада. Эта энергия положительна, если период полураспада находится в пределах $10^{-12} \text{ с} < T_{1/2} < 10^{16}$ л, из которых нижний предел связан с самим определением радиоактивности, а верхний – с условиями наблюдения распада (при $T_{1/2}=10^{16}$ л активность 1 г изотопа с $A=200$ составляет всего $1,8 \cdot 10^{-12}$ Ки).

Для изотопов элементов с $Z < 50$ энергия α -распада оказывается положительной лишь при довольно сильном дефиците числа нейтронов, однако ещё раньше для этих ядер появляется возможность протонной или двухпротонной радиоактивности, а потому α -радиоактивность здесь, как правило, не наблюдается (среди лёгких ядер единственное ядро, неустойчивое к α -распаду из основного состояния, ${}^8\text{Be}$, живёт всего 10^{-15} сек). Среди изотопов более тяжёлых элементов имеется большое число таких, для которых энергия α -распада, хотя и положительна, но столь мала, что α -распад фактически отсутствует.

Известно более 200 α -активных ядер, расположенных в основном в конце периодической системы, за свинцом ($Z > 82$), которым заканчивается заполнение протонной ядерной оболочки с $Z = 82$. Альфа-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые увеличиваются линейно с ростом массового числа A . Имеется также ~ 20 α -радиоактивных изотопов редкоземельных элементов ($A = 140 \div 160$). Здесь α -распад наиболее характерен для ядер с $N = 84$, которые при испускании α -частиц превращаются в ядра с заполненной нейтронной оболочкой ($N = 82$). Существует также небольшая группа α -излучателей в промежутке между редкоземельными и тяжёлыми ядрами и есть несколько α -излучающих нейтронно-дефицитных ядер с $A \sim 110$.

Времена жизни α -активных ядер колеблются в широких пределах: от $3 \cdot 10^{-7}$ с (для ${}^{212}\text{Po}$) до $(2-5) \cdot 10^{15}$ л (природные изотопы ${}^{142}\text{Ce}$, ${}^{144}\text{Nd}$, ${}^{174}\text{Hf}$). Энергия α -распада лежит в пределах $4 \div 9$ МэВ (за исключением случая длиннопробежных α -частиц) для всех тяжёлых ядер и $2 \div 4,5$ МэВ для редкоземельных элементов.

В теории α -распада предполагается, что материнское ядро является для α -частиц потенциальной ямой, которая ограничена потенциальным барьером. Энергия α -частицы в ядре недостаточна для преодоления этого барьера. Вылет α -частицы из ядра оказывается возможным только благодаря квантово-механическому явлению, которое называется туннельным эффектом. Согласно квантовой механике, существуют отличная от нуля вероятность прохождения частицы сквозь потенциальный барьер. Явление туннелирования (преодоление микрочастицей потенциального барьера в случае, когда её полная энергия меньше высоты барьера) имеет вероятностный характер и объясняется соотношением неопределенностей.

Основным фактором, определяющим вероятность α -распада и её зависимость от энергии α -частицы и заряда ядра, является кулоновский барьер. Простейшая теория α -распада сводится к описанию движения α -частицы в потенциальной яме с барьером. Так как энергия α -частиц составляет $5 \div 10$ МэВ, а высота кулоновского барьера у тяжёлых ядер $25 \div 30$ МэВ, то вылет α -частицы из ядра может происходить только за

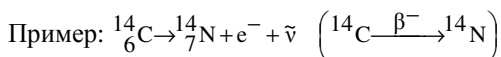
счёт туннельного эффекта, вероятность которого определяется проницаемостью барьера. Вероятность α -распада экспоненциально зависит от энергии α -частицы. Кулоновский потенциал обрезается на расстоянии R , которое приблизительно равно радиусу остаточного ядра. Высота кулоновского барьера прямо пропорциональна заряду ядра, заряду α -частицы и обратно пропорциональна $R=r_0A^{1/3}$, r_0 – радиус ядра. Она довольно значительна: для ^{238}U кулоновский барьер имеет высоту 30 МэВ, поэтому согласно классическим представлениям, α -частица с энергией 4,5 МэВ такой барьер преодолеть не может. Однако благодаря своим волновым свойствам, α -частица такой барьер всё же преодолевает.

Теория туннелирования Гамова объяснила сильную зависимость периода полураспада α -излучающих нуклидов от энергии α -частицы. Однако величины периодов полураспада для многих ядер были предсказаны с большими погрешностями. Поэтому теория Гамова неоднократно совершенствовалась. Была учтена, как возможность распада ядер с ненулевым орбитальным моментом, так и сильная деформация ядер (α -частицы охотнее вылетают вдоль большей оси эллипсоида, а средняя вероятность вылета отличается от таковой для сферического ядра) и т.п. В теории Гамова не учитывались структура состояний начального и конечного ядер и проблема образования α -частицы в ядре, вероятность которой полагалась равной 1. Для чётно-чётных ядер это приближение довольно хорошо описывает эксперимент. Однако если перестройка структуры исходных ядер в конечные заметно затруднена, то расчётные значения периодов полураспада могут измениться на два порядка.

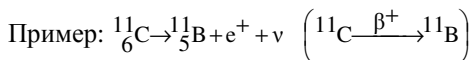
Альфа-частица не существует в α -распадающемся ядре всё время, а с некоторой конечной вероятностью возникает на его поверхности перед вылетом. В поверхностном слое тяжёлых ядер существуют α -частичные группировки нуклонов, состоящие из двух протонов и двух нейтронов (α -кластеры). Известно, что α -распад идет на 2÷4 порядка быстрее, когда α -частица образуется из нейтронных и протонных пар, по сравнению с распадом, когда α -частица образуется из неспаренных нуклонов. В первом случае α -распад называется благоприятным, и такими оказываются все α -переходы между основными состояниями чётно-чётных ядер. Во втором случае α -распад называется неблагоприятным.

Бета-распад (β -распад) – самопроизвольное превращение ядер, сопровождающееся испусканием (или поглощением) электрона и антинейтрино или позитрона и нейтрино. Существуют три вида бета-распада: электронный распад, позитронный распад и электронный захват. При электронном бета-распаде заряд ядра увеличивается на 1, при позитронном – уменьшается на 1; массовое число не меняется. К бета-распаду относится также спонтанное превращение свободного нейтрона в протон, электрон и антинейтрино.

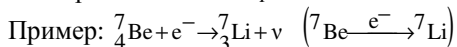
Электронный β -распад; β^- -распад: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$



Позитронный β -распад; β^+ распад: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$



Электронный захват: $p + e^- \rightarrow n + \nu$



При электронном захвате массовое число не изменяется, а заряд ядра уменьшается или увеличивается на единицу. Электронный (β^- -распад) характерен для нуклидов, имеющих избыток нейтронов; к последним, например, относятся продукты деления и большинство радионуклидов, образующихся в ядерном реакторе путём захвата нейтронов. Позитронный (β^+ -распад) и электронный захват свойственны нейтронодефицитным изотопам, более лёгким, чем устойчивые или β -стабильные. Такие изотопы образуются в ядерных реакциях с участием частиц высоких энергий.

Известно примерно 1500 β -радиоактивных изотопов всех элементов периодической системы кроме самых тяжёлых ($Z=102, 103, 104$), для которых пока β -радиоактивность не была отмечена. Энергия β -распада изотопов лежит в пределах от $E_{\beta^-}=0,0186$ МэВ (${}^3\text{H} \xrightarrow{\beta^-} {}^3\text{He}$) до $E_{\beta^+}=16,6$ МэВ (${}^{12}\text{N} \xrightarrow{\beta^+} {}^{12}\text{C}$); периоды полураспада варьируются от $1,3 \cdot 10^{-2}$ с (${}^{12}\text{N}$) до $2 \cdot 10^{13}$ л (природный радиоактивный изотоп ${}^{180}\text{W}$).

Энергия β -распада, E_{β} , делится между тремя частицами: электроном (позитроном), антинейтрино (нейтрино) и остаточным ядром.

Нейтрино (ν) — стабильная незаряженная элементарная частица со спином $1/2$ и нулевой массой. Различают электронное нейтрино (ν_e) выступающее в паре с электроном или позитроном, мюонное нейтрино (ν_{μ}), выступающее в паре с мюоном, и лептонное нейтрино (ν_l), связанное с тяжёлым лептоном. Каждый тип нейтрино имеет свою античастицу ($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_{\mu}, \tilde{\nu}_l$); нейтрино имеют левую спиральность, (спин направлен против движения частицы), а антинейтрино — правую (спин — по направлению движения).

В бета-распаде β -частицы (электроны), в отличие от α -частиц, не обладают строго определённой энергией, и спектр их является не линейчатым, а сплошным — от нуля до $E_{\beta_{\text{макс}}} \cong E_{\beta}$ (или $E_{\beta_{\text{макс}}} \cong E_{\beta} - E^*$, если остаточное ядро оказывается в возбуждённом состоянии). Обе частицы, испускаемые или поглощаемые при β -распаде, — электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино) — обладают собственным моментом количества движения — спином, равным $1/2$ (в единицах \hbar). Поэтому разность полных моментов количества движения исходного и конечного ядер при β -распаде всегда целочисленна: $\Delta I=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Бета-распад происходит в результате слабых взаимодействий. На нуклонном уровне это соответствует переходам нейтрона в протон или протона в нейтрон. Причём, если нейтрон может переходить в протон в свободном состоянии, то обратный переход возможен только для протонов в ядре. Бета-распады разделяются на разрешённые и запрещённые, различающиеся вероятностями переходов. К разрешенным переходам относятся переходы, при которых суммарный орбитальный момент l , уносимый электроном и нейтрино, равен нулю. Запрещенные переходы подразделяются по порядку запрета, который определяется орбитальным моментом l . Если $l=1$, то это запрещенный переход первого порядка, $l=2$ – второго порядка и т.д.

Электронный β^- -распад может происходить спонтанно, т.к. уменьшение массы, происходящее при переходе более тяжёлого ядерного нейтрона в ядерный протон, приводит к выделению энергии. Этот тип распада имеет место при относительном избытке нейтронов в ядре. Поскольку число нуклонов при β^- -распаде не меняется, массовое число ядра остается тем же. Дочернее ядро оказывается ядром одного из изотопов элемента, порядковый номер которого в периодической таблице элементов на единицу превышает порядковый номер исходного ядра.

Согласно правилу сдвига Фаянса и Содди, при β^- -распаде зарядовое число Z увеличивается на единицу, а массовое число A остается неизменным.

$$\beta^- - \text{распад} \begin{cases} Z \rightarrow Z+1 \\ A \rightarrow A \end{cases} \quad (17)$$

$$\text{Пример: } {}_{56}^{140}\text{Ba} \xrightarrow{\beta^-} {}_{57}^{140}\text{La} .$$

Бета-распад характерен для большого числа радиоактивных изотопов. В результате экспериментов по изучению отклонения β^- -частиц в магнитном и электрическом полях было установлено, что β^- -лучи являются потоком электронов, движущихся со скоростью, составляющей от 0,1 до 0,99 скорости света. Внутри ядер электроны существовать не могут, они возникают при β^- -распаде в результате превращения нейтрона в протон. Этот процесс может происходить не только внутри ядра, но и со свободным нейтроном.

В процессе β^- -распада наблюдается кажущееся нарушение закона сохранения энергии, так как суммарная энергия протона и электрона, возникающих при распаде нейтрона, меньше энергии нейтрона. В 1931 г. В.Паули высказал предположение, что при распаде нейтрона выделяется еще одна частица с нулевыми значениями массы и заряда, которая уносит с собой часть энергии. В 1933 г. Э. Ферми создал теорию β^- -распада, используя гипотезу В. Паули. Он показал, что β^- -распад обусловлен новым типом взаимодействия частиц в природе – «слабым» взаимодействием и связан с процессами превращения в родительском ядре нейтрона в протон с испусканием электрона e^- и антинейтрино $\bar{\nu}$ (β^- -распад), протона в нейтрон с испусканием позитрона e^+ и нейтрино ν

(β^+ -распад), а также с захватом протоном электрона с ближайшей атомной оболочки и испусканием нейтрино ν (электронный захват).

Из-за отсутствия у нейтрино заряда и массы эта частица очень слабо взаимодействует с атомами вещества, поэтому её трудно обнаружить в эксперименте. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится приблизительно на 500 км пути. Эта частица была обнаружена лишь в 1953 г. В процессе распада нейтрона возникает частица с нулевой массой покоя, которая называется электронным антинейтрино. Она обозначается символом $\bar{\nu}$.



При каждом акте β^- -распада энергия распределяется между β^- -частицей и антинейтрино случайным образом, поэтому β^- -излучение имеет непрерывный энергетический спектр (рис. 3). Сумма энергий β^- -частицы и антинейтрино всегда равна постоянной величине, характерной для данного радиоактивного изотопа, и называется максимальной энергией превращения.

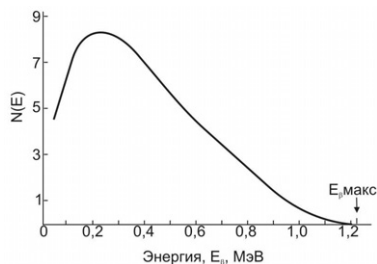


Рис. 3. Типичный β^- -спектр.

На практике, определить максимальную энергию электрона (и, следовательно, энергию распада) достаточно трудно. График Ферми-Кюри существенно облегчает эту операцию. Строится энергетическая зависимость квадратного корня из количества излучённых бета-частиц с данной энергией (иногда, делённая на функцию Ферми) от энергии β^- -частиц. Для разрешённых (и некоторых запрещённых) бета-распадов график Ферми-Кюри линеен (прямая линия, наклонённая в сторону роста энергии). Прямые линии, которые пересекают энергетическую ось в точке, соответствующей максимальной полной энергии β^- -частиц. Наличие в спектре нескольких групп β^- -частиц может быть обнаружено по отклонению графика вверх от прямой линии. Если нейтрино имеют конечную массу, то график Кюри вблизи точки пересечения с осью энергии отклоняется от линейного, благодаря чему появляется возможность измерить массу нейтрино (в настоящее время считается, что масса покоя нейтрино равна нулю).

Важной особенностью нейтрино является слабое взаимодействие с веществом. Сечение взаимодействия нейтрино в зависимости от его энергии лежит в пределах от 10^{-34} см² до 10^{-43} см². Поэтому пробег нейтрино низких энергий (порядка 1 МэВ) в твёрдой среде составляет $\sim 10^{15}$ км.

Энергетическое условие возможности β^- -распада с массовым числом A и зарядом Z записывается так:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e \quad (19)$$

Масса исходного (β^- - радиоактивного) ядра должна быть больше суммы масс конечного ядра и электрона. Это условие может быть выражено через массы атомов, если к левой и правой частям неравенства (20) прибавить по Zm_e :

$$M_{\text{ат}}(A,Z) > M_{\text{ат}}(A,Z+1) \quad (20)$$

В процессе β^- -распада выделяется энергия.

$$E_{\beta^-} = [M^{\text{я}}(A,Z) - M^{\text{я}}(A,Z+1) - m_e]c^2 - \beta^- \text{ - распад,} \quad (21a)$$

$$E_{\beta^+} = [M^{\text{я}}(A,Z) - M^{\text{я}}(A,Z-1) - m_e]c^2 - \beta^+ \text{ - распад,} \quad (21б)$$

$$E_{e^-} = [M^{\text{я}}(A,Z) + m_e - M^{\text{я}}(A,Z-1)]c^2 - e \text{ - захват,} \quad (21в)$$

где $M^{\text{я}}$ – массы ядер, m_e – масса электрона.

Так как в случае $M_{\text{ат}}(A,Z) > M_{\text{ат}}(A,Z+1)$ ядро (A,Z) является β^- - радиоактивным, а в случае $M_{\text{ат}}(A,Z) < M_{\text{ат}}(A,Z+1)$ K -радиоактивным, то не должно существовать двух соседних по заряду стабильных изобар. Исключения возможны только, если соответствующие переходы запрещены из-за большого различия в моментах обоих ядер.

Переходы между соответствующими ядрами возможны как посредством β^+ -распада, так и с помощью K -захвата. Примером может служить ядро ${}_{25}^{52}\text{Mn}$, которое переходит в ядро ${}_{24}^{52}\text{Cr}$ в 35% случаев за счёт β^+ -распада и в 65% случаев за счёт K -захвата. Возможно, что ядро (A,Z) одновременно испытывает все три вида β -превращений. Примером является ядро ${}_{29}^{64}\text{Cu}$, которое в 40% случаев испускает электрон, в 40% случаев испытывает электронный захват и в 20% случаев испускает позитрон. При двойном β -распаде ядро $(A,Z+1)$ превращается непосредственно в ядро $(A,Z-1)$ за счёт одновременного испускания двух электронов. При β^- (β^+) распаде ядра с большим избытком (недостатком) нейтронов конечное ядро может образоваться в возбуждённом состоянии с энергией возбуждения, превышающей энергию отделения нейтрона (протона). В таком случае конечное ядро будет испускать запаздывающий (на время β -распада) нейтрон (протон).

Энергии β -распада варьируются от 0.02 МэВ



до ~20 МэВ



Периоды полураспада также изменяются в широком диапазоне от 10^{-3} с до 10^{16} л. Большие времена жизни β -радиоактивных ядер объясняются тем, что β -распад происходит в результате слабого взаимодействия.

Используя формулу Вайцзеккера для энергии связи ядра можно найти условия, связывающие A и Z для всех ядер, стабильных к бета-распаду. Зависимость массы ядра от его заряда имеет параболический характер. Наиболее устойчивое ядро имеет наименьшую массу и, следовательно, соответствующее ему Z_0 может быть найдено методом опреде-

ления минимума кривой. Дифференцируя формулу Вайзеккера по Z при постоянном A и приравнивая производную нулю, получим формулу:

$$Z_0 = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}} \quad (23)$$

позволяющую по известным A и Z вычислить Z_0 для стабильного изобара.

Так как $A=N+Z$, формула () определяет соотношение между числом протонов Z и нейтронов N для ядер долины стабильности. При $Z < Z_{\text{равн}}$ ядро нестабильно к β^- -распаду, а при $Z > Z_{\text{равн}}$ к β^+ -распаду и электронному захвату. При всех атомных весах β -стабильные ядра группируются вокруг значений $Z_{\text{равн}}$. При малых A $Z_{\text{равн}} \simeq A/2$ стабильные лёгкие ядра имеют примерно одинаковое количество протонов и нейтронов (роль кулоновской энергии мала). С ростом A роль кулоновской энергии увеличивается, и количество нейтронов в устойчивых ядрах начинает превышать количество протонов. Чем больше энергия бета-распада ядер (разность масс между соседними изобарами), тем они дальше от зоны стабильности и тем сильнее склонны к радиоактивному распаду.

Для чётных A вместо одной параболы, за счёт энергии спаривания спинов, получаются две параболы: для нечётно-нечётных ядер и для чётно-чётных. Несмотря на то, что энергия спаривания невелика по сравнению с полной энергией связи ядра (для ядер с $A \approx 100$ энергия связи порядка 1000 МэВ, расстояние между параболом ~ 2 МэВ), это приводит к важным следствиям. Некоторые нечётно-нечётные ядра (например ^{128}J) могут испытывать как β^- -распад, так и β^+ -распад и электронный захват. Стабильных чётно-чётных ядер значительно больше, чем стабильных ядер с нечётным A и, тем более чем стабильных нечётно-нечётных ядер, которых всего четыре (^2H , ^6Li , ^{10}B , ^{14}N). При данном A стабильных чётно-чётных ядер может быть несколько (например, ^{136}Xe , ^{136}Ba , ^{136}Ce). Элементы с нечётным Z редко имеют больше одного стабильного изотопа, в то время как для элементов с чётным Z это не редкость (например, ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn , ^{124}Sn).

Для β^- -распада получают простые и сложные спектры в зависимости от того, находится образующийся нуклид в основном или возбуждённом состоянии. Примерами чистых β^- -излучателей являются ^{90}Sr - ^{90}Y , ^3H , ^{14}C , ^{32}P , ^{35}S , ^{204}Tl . При β^- -распаде ^{20}F и ^{38}Cl происходит также испускание γ -квантов, которое связано с переходом ядра из возбуждённого состояния в основное.

При распаде ^{20}F наблюдается только образование ^{20}Ne в возбуждённом состоянии; в таком случае говорят о запрещённом переходе. В общем случае для β^- -распада было показано, что период полураспада тем больше, чем больше разность спиновых квантовых чисел ΔI между исходным и конечным уровнем. В случае если $\Delta I=0, 1, 2, 3$ и т.д., говорят о разрешённых, а также о единожды, дважды, трижды и т.д. запрещённых

переходах соответственно. Однако существуют особые случаи. Так, переход ${}_{17}^{38}\text{Cl}$ ($I=2$, отрицательная чётность) в возбуждённое состояние ${}_{18}^{38}\text{Ar}$ ($E_{\text{возб}}=3,77$ МэВ, $I=3$, отрицательная чётность) при $\Delta I=1$ разрешён (38% распадов), поскольку чётность не изменяется. Переход в менее возбуждённое состояние ${}_{18}^{38}\text{Ar}$ ($E_{\text{возб}}=2,17$ МэВ, $I=2$, положительная чётность), несмотря на $\Delta I=0$, запрещён вследствие изменения чётности (9% распадов).

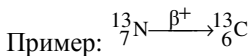
Вероятность β^- -перехода зависит от энергии β -распада $\sim E^5$.

При позитронном β^+ -распаде из ядра вылетают позитрон и нейтрино. Позитрон – это античастица электрона, отличающаяся от него только знаком заряда (электрический заряд $+1$, спин $1/2$, масса равна массе электрона). Позитрон образуется в процессах рождения пар e^+e^- гамма квантами, при распаде мюонов и т.д. Существование позитрона было предсказано П.Дираком в 1928 г. Через несколько лет позитрон был обнаружен в составе космических лучей.

Позитронному распаду подвергаются ядра с избытком протонов (недостатком нейтронов). Позитронное излучение, подобно электронному, имеет непрерывный энергетический спектр с характерной величиной максимальной энергии.

При β^+ -распаде атомный номер образованного ядра уменьшается на единицу, а массовое число практически не изменяется:

$$\beta^+ \text{ - распад} \begin{cases} Z \rightarrow Z - 1 \\ A \rightarrow A \end{cases} \quad (24)$$



Так как при испускании позитрона происходит захват электрона из электронной оболочки, обеспечивающий сохранение электронейтральности атома, позитронный распад может протекать в случае, если разность энергий в исходном и конечном состояниях превышает $1,02$ МэВ, т.е. больше массы покоя двух электронов. В зависимости от значения ΔI говорят о разрешенных и неразрешенных переходах.

Позитроны, испускаемые при β^+ -распаде, отдают свою энергию при упругих столкновениях и объединяются с электронами; при этом под углом 180° испускаются два γ -кванта с энергией $0,51$ МэВ каждый, эквивалентной массе покоя обеих частиц. Появление в спектре изотопа γ -излучения с энергией $0,51$ МэВ является косвенным доказательством позитронного распада у этого изотопа.

Позитрон стабилен недолговечен, но в веществе из-за аннигиляции с электронами (e^-) существует очень короткое время. Он исчезает в процессе аннигиляции. При аннигиляции позитрона с электроном их масса превращается в энергию в форме двух (и гораздо реже — трёх и более) гамма-квантов. В отличие от ядерного γ -излучения, аннигиляционное излучение рождается вне ядра.

Электронный захват рассматривается как вариант β^- -распада, при котором захват ядром электрона с одной из атомных оболочек, чаще всего с ближайшей к ядру K -оболочки (K -захват), реже – со следующих, L - и M -оболочек (соответственно, L и M -захват).

Если значение энергии превращения меньше 1,02 МэВ, то излучение позитронов невозможно. В этом случае материнский нуклид переходит в дочерний путём захвата электрона из оболочки (т.е. имеет место электронный захват).

Электронный захват так же, как и β^+ -распад, наблюдается при избыточном числе протонов в ядре. Если энергия ядра недостаточна для излучения позитрона, то оно может захватить периферический электрон атома, обычно с внутренней K -оболочки. Для таких электронов вероятность оказаться внутри ядра больше, чем у электронов с других оболочек. Процесс захвата электрона часто называют электронным захватом и обозначают буквами «Э.З.» (иногда – e -захват). Так как вероятность нахождения электронов K -оболочки в атомном ядре является наибольшей, чаще всего наблюдается K -захват (К.З.). L -захват или M -захват наблюдается гораздо реже. Эти виды распада происходят чаще, если энергия недостаточна для отрыва прочно связанных электронов K -оболочки.

При электронном захвате атомный номер нового радиоактивного ядра, как и при позитронном распаде, уменьшается на единицу, а массовое число не изменяется:



На схемах электронный захват обозначают пунктирной стрелкой, направленной влево.

В случае захвата ядром орбитального электрона образуются два продукта: конечное ядро и нейтрино. Распределение энергий между ними является однозначным, и практически вся она уносится нейтрино. Таким образом, спектр нейтрино при электронном захвате является моноэнергетическим в отличие от бета-распада.

В результате электронного захвата в K -оболочке атома образуется вакантное место, которое занимает один из внешних орбитальных электронов. Этот переход сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения образующегося дочернего атома, что и позволяет установить наличие K -захвата. Например, K -захвате ${}_{29}^{64}\text{Cu}$ наблюдается K_{α} -излучение ${}_{28}^{64}\text{Ni}$, которое может использоваться для идентификации материнского нуклида.

Электронный захват и эмиссия позитронов выступают как конкурирующие реакции. Соотношение распадов путём K -захвата и испускания позитронов уменьшается с ростом энергии превращения и увеличивается с возрастанием порядкового номера при равных значениях энер-

гии распада. Из нуклидов с $A > 0$ только для ^{234}Np известен β^+ -распад в виде разветвлённого распада с вероятностью 0,05%.

Примером чистого излучателя позитронов является $^{18}_{10}\text{Ne}$. Для его дочернего нуклида $^{18}_9\text{F}$ характерен распад путём K -захвата и β^+ -распада. Другой пример – распад в ряду ^{145}Sm - ^{145}Pm - ^{145}Nd .

Интересным свойством электронного захвата является наличие очень слабой зависимости его скорости от химического состояния пре-вращающихся атомов. Такая зависимость вызвана тем, что ядро захватывает электрон с какой-либо из атомных оболочек, а вероятность подобного захвата определяется строением не только отдающий ядро электрон внутренней оболочки, но и более отдалённых, в том числе и валентных оболочек. Мгновенно происходящее изменение заряда ядра при β -распаде влечёт за собой последующую перестройку электронных атомных оболочек, возбуждение, ионизацию атомов и молекул, разрыв химических связей.

При электронном захвате возможно возникновение электронов Оже, под которыми понимают электроны, возникающие в результате возбуждения (ионизации) атомов с передачей безызлучательным образом энергии другому электрону (оже-электрону), который может выйти в вакуум.

Оже-эффект – явление, в котором возбуждённый атом возвращается в исходное невозбуждённое состояние путём испускания электрона с энергией, характерной для данного элемента. В ходе электронного захвата электрон удаляется с внутренней оболочки атома (например, K -оболочки) и атом ионизируется. Ионизированное состояние атома неустойчиво, атом будет находиться в нём до тех пор, пока электрон с более высокой орбиты (например, с L -оболочки) не упадёт на вакансию, созданную электроном, покинувшим атом. Выделяющаяся при этом энергия может быть испущена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения, но может быть передана третьему атомному электрону, который в результате вылетает из атома, т. е. наблюдается оже-эффект. Энергия может передаваться, например, электрону L -оболочки, который в результате будет испущен атомом. Этот электрон обладает характеристической энергией, переданной ему в результате безызлучательного перехода электрона L -оболочки на вакансию в K -оболочке. Он называется KL -оже-электроном.

Для различных атомов и различных квантовых переходов в них энергия оже-электронов варьируется в пределах от 50 до 3000 эВ.

Изомерный переход (гамма-распад) — радиоактивный распад атомного ядра, происходящий из возбуждённого метастабильного состояния с излучением одного или нескольких γ -квантов.

Нуклид в возбужденном ядерном состоянии, с измеримой продолжительностью жизни ($>10^{-9}$ с) называется изомером. Изомерные нуклиды различаются не числом протонов или числом нейтронов, а энергией

связи ядра. Изомеры находятся в различных энергетических состояниях, причём каждое состояние ядра имеет определенное измеримое время жизни. Состояние нуклида с минимальным значением энергии является основным состоянием. Высокоэнергетическое состояние с очень малым временем жизни (меньше одной микросекунды) называется «возбужденным состоянием».

Замечание. Для различия отдельных изомеров принято прибавлять к числу нуклонов букву g (для основного состояния) или m (для высокоэнергетического метастабильного состояния), например, ^{46g}Sc в отличие от ^{46m}Sc .

Часто при α - или β -распадах образующийся дочерний нуклид находится не в основном, а в возбужденном состоянии. Переход нуклида из возбужденного состояния в основное обычно происходит путём испускания γ -квантов. Так как исходное и конечное состояния обладают дискретными энергиями, то γ -излучение, испускаемое при переходе нуклида из возбуждённого в основное состояние, является моноэнергетическим. Для γ -излучения известны энергии $5\div 7$ МэВ, причём нижний предел находится в области энергии характеристического рентгеновского излучения.

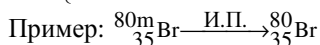
Переход из возбуждённого в основное состояние часто происходит не путём эмиссии отдельного γ -кванта, а путём последовательной эмиссии нескольких квантов (γ -каскад). Гамма-излучение не сопровождается изменением числа нуклонов A и заряда ядра Z . Эмиссия γ -квантов приводит только к уменьшению энергии связи ядра. Время жизни возбужденного ядра лежит между 10^{-11} с и 650 л (^{192m}Ir). Время жизни тем короче, чем выше энергия возбуждённого состояния, чем больше массовое число нуклида и чем меньше разность спиновых квантовых чисел ΔI исходного и конечного состояний. Однако переходы $0\rightarrow 0$ между состояниями со спиновыми квантовыми числами $I=0$ затруднены.

Нуклиды, имеющие измеримое время жизни возбуждённого состояния ядра, называется метастабильными, например, ^{80m}Br ($T_{1/2}=4,4$ ч) и ^{234m}Pa ($T_{1/2}=1,18$ с).

Существуют ядра, которые состоят из одинакового числа протонов и одинакового числа нейтронов, но, тем не менее, различаются своими радиоактивными свойствами (прежде всего периодом полураспада); такие ядра называются изомерными. Изомерные ядра находятся на различных энергетических уровнях. Ядро-изомер, которое находится на более высоком энергетическом уровне, называется возбужденным, или метастабильным, и обозначается индексом m возле массового числа, например: ^{80m}Br . Переход ядра из метастабильного в основное (невозбужденное) состояние называют изомерным переходом (И.П.).

Изомерный переход сопровождается γ -излучением. γ -Лучи представляют собой коротковолновое (с длиной волны $10^{-9}\div 10^{-12}$ см) электромагнитное излучение. Атомный номер и массовое число при изомерном переходе не изменяются:

$$\text{И.П.} \begin{cases} Z \rightarrow Z \\ A \rightarrow A \end{cases} \quad (26)$$



В более полном виде

$$M_0^* = M_0 c^2 + E_\gamma + E_r, \quad (27)$$

где E_γ - энергия фотона, E_r - кинетическая энергия ядра отдачи после испускания γ -кванта. M^* и M - массы ядер в высоком и низком ядерном состоянии, соответственно.

$$E_r = \frac{E_\gamma^2}{2M_0^2} \quad (28)$$

Для $E_\gamma = 2$ МэВ и $A = 50$ энергия отдачи 40 эВ.

Явление ядерной изомерии особенно распространено в области значений Z и N , приближающихся к «магическим», отвечающим целиком заполненным протонным или нейтронным оболочкам: 50, 82 и 126. Примеры изомеров ${}^{93m}_{41}\text{Nb}$ ($T_{1/2} = 12$ лет), ${}^{135m}_{56}\text{Ba}$ ($T_{1/2} = 28,7$ час), ${}^{199}_{80}\text{Hg}$ ($T_{1/2} = 42$ м). Долгоживущие метастабильные состояния ядра наблюдаются в том случае, если при изомерном переходе разность спиновых квантовых чисел $\Delta I \geq 4$.

Для многих ядерных изомеров наблюдается внутренняя электронная конверсия: возбуждённое ядро, не излучая γ -квантов, передаёт свою избыточную энергию электронным оболочкам, вследствие чего один из электронов вылетает из атома (конверсионный электрон). Электроны могут быть испущены с различных оболочек атома, и соответственно различают K -, L -, M - и т.д. электроны. Энергия электрона равна разности энергии конвертированного ядерного перехода и энергии связи оболочки, с которой он испускается.

После внутренней конверсии, возникает вторичное излучение в рентгеновской и оптической областях вследствие заполнения одним из электронов освободившегося места и последующих переходов. Участие электронных оболочек в конверсионных переходах приводит к тому, что время жизни соответствующих изомеров зависит (хотя и очень слабо) от химического состояния превращающихся атомов.

Вероятность внутренней конверсии по отношению к вероятности перехода с испусканием γ -кванта характеризуется коэффициентом внутренней конверсии, определяемым, как отношение интенсивности потока конверсионных электронов (полной или для данной электронной оболочки) к интенсивности γ -излучения для данного ядерного перехода. Коэффициент внутренней конверсии K_k - отношение числа испускаемых электронов конверсии (e^-) к числу испускаемых γ -квантов; K_k может принимать любое значение от 0 до ∞ (значения $\alpha = 0$ и $K_k = \infty$ отвечают эмиссии только γ квантов или электронов конверсии, соответственно). Коэффициент тем больше, чем меньше разность энергий и чем больше разность спиновых квантовых чисел двух возбуждаемых состояний яд-

ра, т.е. чем больше Z и время жизни. Коэффициент внутренней конверсии растёт с уменьшением энергии перехода и с увеличением заряда ядра ($\sim Z^3$). Величина коэффициента внутренней конверсии изменяется в широких пределах от 10^{-3} до $10^2 \div 10^3$.

Конверсионный электрон не является β -частицей, так как в результате внутренней конверсии не происходит изменения заряда атомного ядра.

Внутренняя конверсия может быть легко обнаружена, так как конверсионные электроны (e^-) имеют линейчатый спектр в отличие от непрерывного спектра ядерных β^- -частиц. Внутренняя конверсия всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

После отщепления электронов конверсии возникает, как и при электронном захвате, вакансия в соответствующей оболочке, которая заполняется электронами с внешних оболочек. При этом образуется соответствующее характеристическое рентгеновское излучение K_α , K_β , $L_\alpha \dots$. Характеристическое рентгеновское излучение может, в свою очередь, конвертироваться, т.е. вместо испускания рентгеновского излучения произойдет отщепление электронов с внешних оболочек. Испускаемые при этом моноэнергетические электроны, часто обладающие очень низкой энергией, называются оже-электронами. Вероятность эмиссии оже-электронов снижается с ростом порядкового номера элемента.

При ядерном переходе $0 \rightarrow 0$ γ -квант не может испускаться; ядра с этими спиновыми квантовыми числами отдают свою энергию также путем эмиссии электронов конверсии. Если разность энергии начального и конечного состояний всё же относительно велика, например, в случае ^{17}O с $\Delta E = 6,05$ МэВ, то в атомном ядре может происходить образование пары ($e^+ + e^-$). Причём позитрон и электрон сохраняют остаточную энергию в виде кинетической энергии (за вычетом 1,02 МэВ).

Замечание. Известны и такие ядерные изомеры, для которых преобладает не γ -излучение, но распад по какому-либо из основных типов распада. Так, изомер $^{176m}_{71}\text{Lu}$ ($T_{1/2} = 3,7$ ч) испытывает, как и основной изотоп ^{176}Lu , β^- -распад; изомер $^{212m}_{84}\text{Po}$ ($T_{1/2} = 45$ с), как и основной изотоп ^{212}Po , α -распад; изомер $^{242m}_{95}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 14$ мс) – спонтанное деление.

Примером внутренней конверсии является распад путём электронного захвата ^{207}Bi в ^{207}Pb . 88% распадов ядра ^{207}Bi происходит на уровень $13/2^+$ ядра ^{207}Pb (ядерный изомер), время жизни которого – 0.8 с. Существует еще один изомерный уровень – 0.5696 МэВ.

Переход 1,6331 \rightarrow 0,5696 МэВ в ядре ^{207}Pb сопровождается испусканием электронов конверсии с энергиями 976 (K) и 1049 (L) кэВ, а переход 0,5696 \rightarrow 0 МэВ – испусканием электронов с энергиями 482 (K) и 555 (L) кэВ.

Спонтанное деление ядра (f -распад) – самопроизвольный процесс расщепления атомного ядра на два (реже три) ядра с близкими массами, называемых осколками деления (элементы середины периодической таб-

лицы). В результате деления могут возникать и другие продукты реакции: лёгкие ядра (в основном альфа-частицы), нейтроны и гамма-кванты. Деление бывает спонтанным (самопроизвольным) и вынужденным (в результате взаимодействия с другими частицами, прежде всего, с нейтронами). Деление тяжёлых ядер – экзотермический процесс, в результате которого высвобождается большое количество энергии в виде кинетической энергии продуктов реакции, а также излучения. Деление ядер служит источником энергии в ядерных реакторах и ядерном оружии.

Важный вид радиоактивности, открытый в 1940 г. Г.Н. Флеровым и К.А. Петржаком, связан со спонтанным делением ядер, в процессе которого некоторые достаточно тяжелые ядра распадаются на два осколка с примерно равными массами. Спонтанное (самопроизвольное) деление впервые было обнаружено для природного урана. Ядра урана могут делиться различным образом, давая два осколка (например, ${}_{56}\text{Ba}$, ${}_{36}\text{Kr}$, ${}_{54}\text{Xe}$, ${}_{38}\text{Sr}$ и т.п.). В 1 г естественного урана происходит в среднем одно деление в минуту.

Спонтанное деление становится энергетически выгодным, начиная с $Z=50$. Однако благодаря электростатическому отталкиванию между осколками деления, возникает потенциальный барьер (подобно тому, как это имеет место для α -распада), который не позволяет ядру мгновенно разделиться и обуславливает существование спонтанного деления как особого вида радиоактивности, наблюдаемого лишь для самых тяжёлых элементов ($Z \geq 90$). В большинстве случаев делящиеся ядра являются α - или β -активными, а спонтанное деление оказывается маловероятным каналом распада. Известен, однако, и ряд изотопов, для которых спонтанное деление – это главный, а иногда и единственный из наблюдавшихся до сих пор канал распада. Таковы, например, ${}^{256}\text{Fm}$ ($T_{1/2}=160$ м) и ${}^{254}\text{Cf}$ ($T_{1/2}=60,5$ дн).

Замечание. У тяжёлых ядер обычно два периода полураспада: период полураспада по механизму α -распада, T_α , и по механизму спонтанного деления, T_f , причём, если у урана $T_f \gg T_\alpha$, то у более тяжёлых элементов T_f становится сравнимо с T_α , а у элементов конца периодической системы уже $T_f \ll T_\alpha$. Именно процесс самопроизвольного деления ограничивает возможность существования сверхтяжёлых трансурановых элементов.

Делению способствует кулоновское отталкивание между протонами, энергия которого в сферическом зерне с радиусом r пропорциональна Z^2/r ; делению препятствует стремящееся сохранить сферическую форму ядра поверхностное натяжение: его энергия пропорциональна поверхности ядра, т.е. r^2 . Способность ядер к делению пропорциональна Z^2/r^3 , а тем самым и параметру деления Z^2/A . Согласно капельной модели атомного ядра, периоды полураспада спонтанного деления уменьшаются с ростом отношения Z^2/A . Энергетической выгодности спонтанного деления отвечает условие $Z^2/A \geq 16$, мгновенному делению $Z^2/A \geq 45$ (т.е. нуклиды с $Z^2/A > 44,8$ должны быть вообще нестабильными к спонтанному делению, $T_{1/2} = 10^{-20}$ с). Отметим, что значения периодов полураспада

для каждого отдельного элемента образуют собственную кривую. Для нечётных ядер значение периода полураспада спонтанного деления на 3÷4 порядка больше, чем среднее значение периодов полураспада соседних чётно-чётных нуклидов.

Спонтанное деление, как и α -распад, можно объяснить с помощью туннельного эффекта, который наблюдается у самых тяжёлых ядер ($Z > 90$, $A > 230$).

При делении ядер высвобождается несколько нейтронов и значительное количество энергии (~210 МэВ). Эта энергия освобождается в основном в форме кинетической энергии (~170 МэВ) двух фрагментов ядра (продуктов деления), которые разлетаются в противоположном направлении с большой скоростью и несут высокий положительный заряд. При прохождении через кристаллическую решетку твердого вещества эти фрагменты и формируют линейные дефекты, называемые треками.

Разнообразие вариантов пар продуктов деления не позволяет дать определённые однозначные правила смещения по периодической системе при спонтанном делении; с наибольшей вероятностью реализуется несимметричное деление на тяжёлый и лёгкий осколки, заряды и массы которых составляют примерно 60% и 40% от заряда и массы делящегося ядра.

Деление ядер происходит не симметрично: отношение масс лёгкого и тяжелого осколков (продуктов деления) равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, рис. 4). Возникающие при делении осколки – радиоактивные изотопы претерпевающие β -распад, причём часто дающие начало цепочкам последовательных превращений.

Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов. На рис. 4 приведено распределение по массам при делении ^{235}U . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел – 95 и 139. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1.55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение ~1.25. Поэтому осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к β^- -распаду.

Кинетическая энергия осколков деления слабо зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, т. к. излишняя энергия обычно, идёт на возбуждение внутреннего состояния осколков. На рис. 4 показаны массовые распределения осколков деления ^{234}U и более тяжёлых ядер. Видно, что массовые распределения тяжёлых осколков близки, в то время как средняя масса лёгких осколков меняется от ~90 у ^{234}U до ~114 у ^{256}Fm .

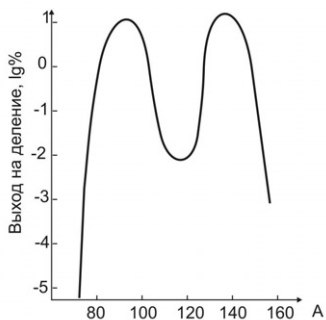


Рис. 4. Массовые распределения осколков спонтанного деления ^{235}U .

Средняя масса лёгкой группы практически линейно растёт с ростом массы делящегося ядра, в то время как средняя масса тяжёлой группы остаётся почти неизменной ($A \approx 140$). Таким образом, практически все добавочные нуклоны идут в лёгкие осколки. Для $Z=50$ стабильным ядрам соответствует $Z/A \approx 0.4$ ($A=125$). Нейтроноизбыточные осколки деления имеют Z/A до ~ 0.38 ($A=132$), т.е. около 7 «лишних» нейтрона. Как раз на краю тяжелой группы осколков находится дважды магическое ядро ^{132}Sn ($Z=50, N=82$). Это исключительно стабильная конфигурация определяет нижний край массового распределения тяжёлых осколков. Для лёгких осколков этого эффекта нет. Массовое распределение лёгких осколков не попадает в область даже одного магического числа $N=50$ и слабо зависит от оболочечных эффектов. Оно формируется из нуклонов «оставшихся» после формирования тяжёлого осколка.

Поскольку отношение N/Z для изотопов тяжёлых элементов выше, чем для устойчивых изотопов середины периодической системы, спонтанное деление сопровождается испусканием нейтронного (от 2 до 4 для разных ядер), и γ -излучения, а, кроме того, осколки деления оказываются перегруженными нейтронами и испытывают последовательный ряд β -распадов. При спонтанном делении число испускаемых вторичных нейтронов несколько меньше, чем при индуцированном делении ^{240}Pu (испускается 2,19 нейтрона на 1 акт деления, при делении под действием тепловых нейтронов – 2,882 нейтрона).

Среднее число нейтронов, $\bar{\nu}$ испускаемых за один акт деления, зависит от массового числа делящегося ядра и растёт с ростом Z . Если для ядра ^{240}Pu $\bar{\nu} = 2.2$, то для ^{252}Cf $\bar{\nu} = 3.8$. Так как ^{252}Cf к тому же достаточно быстро распадается (по отношению к спонтанному делению $T_{1/2}=85$ л, однако реально его время жизни определяется α -распадом и составляет 2.64 л), то он является интенсивным источником нейтронов.

По своим характеристикам: величине выделяемой энергии (200 МэВ), виду спектра масс осколков, числу и энергии вторичных нейтронов (мгновенных – испускаемых в момент деления и запаздывающих – вылетающих после β -распада осколков) – спонтанное деление схоже с делением тяжёлых ядер под действием нейтронов.

Особым видом спонтанного деления является тройное деление, в котором образование двух осколков сопровождается вылетом лёгкой заряженной частицы (а также мгновенными нейтронами и γ -квантами). В

подавляющем большинстве случаев это длиннопробежная α -частица со средней энергией (~ 16 МэВ) примерно в 3 раза большей, чем в случае α -распада тяжёлых ядер. Она почти не зависит от нуклонного состава делящегося ядра. Вероятность тройного деления ядер мала и составляет десятки доли % от вероятности обычного деления. Кинетическая энергия осколков при тройном делении меньше, чем при двойном. Величина энерговыделения также меньше (например, при спонтанном делении ^{252}Cf на 4 МэВ). Массовое распределение осколков при тройном делении близко к распределению при двойном делении с учётом поправки на массу лёгкой частицы. Массовое и зарядовое распределения лёгких частиц примерно одинаковы при тройном делении трансурановых элементов, но с увеличением Z^2/A делящегося ядра относительная вероятность образования более массивных частиц возрастает. Тройное деление является основным источником образования трития в ядерных реакторах. При делении ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов одно ядро ^3H образуется на 10^4 актов деления.

4.2. Экзотические типы распада

В последние два десятилетия 20-го века были открыты новые типы распада искусственных изотопов, которые из-за их редкости всё ещё называют «экзотическими».

В настоящее время, помимо основных типов распада: Альфа-распад: испускание α -частиц (ионов гелия, ^4_2He), бета-распада, β (испускание электронов, e^- + антинейтрино; испускание позитронов, e^+ + нейтрино; электронный захват, испускание рентгеновского излучения), изомерный переход (испускание гамма-кванта, γ) известны такие типы распада, как испускание протонов из основного или изомерного состояния, запаздывающий распад (запаздывающие α -частицы, запаздывающие протоны, запаздывающие нейтроны, запаздывающее деление, запаздывающее испускание двух нейтронов, запаздывающее испускание трех нейтронов, запаздывающее испускание двух протонов, запаздывающее испускание тритонов), деление из изомерного ядерного состояния, кластерная радиоактивность (испускание ^{14}C , ^{23}F , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{30}Mg , ^{32}Si , ^{34}Si и др.), распад полностью ионизированных атомов и двойной безнейтринный бета-распад.

В открытии новых типов распада существенную роль сыграли пучки радиоактивных ядер. Ранее для синтеза новых элементов на ускорителях использовались стабильные изотопы, поскольку короткоживущие радионуклиды невозможно накопить в достаточных количествах. Эту трудность удалось преодолеть путем использования двух последовательных ускорителей: на первом ускорителе стабильные ионы ускоряются до высоких энергий (100 МэВ ÷ 10 ГэВ) и направляются на мишень, в мишени идут реакции фрагментации, в результате которых образуются многочисленные продукты, в том числе – радиоактивные ядра. Эти продукты за счёт энергии отдачи выбрасываются из мишени.

После разделения по массе и энергии, требуемый радионуклид попадает во вторую мишень, где разгоняется до высокой энергии и попадает на вторую мишень. Такая схема вовлекла в сферу ядерной физики намного большее число изотопов, позволило синтезировать сильно нейтроноизбыточные или нейтронодефицитные ядра, многие из которых претерпевают экзотические типы распада.

Было обнаружено, что в тех случаях, когда энергия β -распада превышает энергию связи нейтрона, протона или α -частицы в дочернем ядре (продукт β -распада), возникает возможность сложного радиоактивного превращения: образует ядро в возбуждённом состоянии, которое немедленно испускает «запаздывающий» нейтрон, протон или α -частицу.

Протонная радиоактивность – самопроизвольный распад нейтронодефицитных ядер с испусканием протона, проникающего сквозь кулоновский электростатический барьер путём туннельного эффекта. Этот вид распада приводит к уменьшению заряда и массового числа на единицу.

Трудности наблюдения протонной и двухпротонной радиоактивности обусловлены двумя факторами: коротким (по сравнению с другими типами радиоактивности) временем жизни p - и $2p$ -радиоактивных ядер, и сильным в них дефицитом нейтронов. Получение таких нуклидов возможно лишь в ядерных реакциях, сопровождающихся вылетом большого числа нейтронов и поэтому маловероятных.

Возможны четыре типа протонной радиоактивности: 1) эмиссия запаздывающих протонов (ЗП) возбуждёнными дочерними ядрами, образовавшимися в результате β -распада ядер (β^+) или электронного захвата; 2) протонный распад изомеров, происходящий, если энергия возбуждения изомера превышает энергию связи протона; 3) протонный распад ядра из основного состояния, аналогичный α -распаду; 4) пересыщенные протонами ядра, чётные по Z , за счёт спаривания протонов могут оказаться нестабильными, испуская два протона одновременно.

Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протонноизбыточных изотопов делает возможным радиоактивные распады с испусканием запаздывающих протонов. Исходное ядро (Z, N) в результате β^+ -распада или e -захвата превращается в ядро ($Z-1, N+1$). Если энергия возбуждения E^* ядра ($Z-1, N+1$) больше энергии отделения протона B_p , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра ($Z-1, N+1$) с испусканием протона.

Пример испускания запаздывающих протонов



К настоящему времени открыто более 100 ЗП-излучателей, самый лёгкий из которых ${}^9\text{C}$ ($T_{1/2}=0,13$ с), самый тяжёлый ${}^{183}\text{Hg}$ ($T_{1/2}=8,8$ с). Величина $T_{1/2}$ лежит в пределах от $8,9 \cdot 10^{-3}$ с (${}^{13}\text{O}$) до 70 с (${}^{94}\text{Rh}$). Она определяется периодом β -распада исходного ядра, т. к. распад протонно-нестабильных состояний промежуточного ядра происходит за времена

$\tau \sim 10^{-14} \div 10^{-16}$ с. Протонно-активный изомер ^{53m}Co (пока единственный), полученный в реакции $^{54}\text{Fe}(p, 2n)^{53}\text{Co}$, с $T_{1/2}=247$ мс испускает протон с $E=1.59$ МэВ. Испускание протонов здесь происходит из изомерного состояния ядра ^{53m}Co с энергией 3.19 МэВ с образованием конечного ядра ^{52}Fe в основном состоянии.

Основной вид распада из изомерного состояния – β^+ -распад. Позитронный распад ядра ^{53m}Co – сверхразрешенный, т. к. образующееся в результате β^+ -распада ядро ^{53}Fe является «зеркальным» по отношению к ^{53}Co . Доля распадов с испусканием протонов составляет 1.5%, что соответствует парциальному периоду полураспада 16 с.

Для сильно нейтроннодефицитных ядер протонный распад из основного состояния более вероятен, чем эмиссия ЗП. Из-за эффекта спаривания протонов он оказывается возможным сначала у нечётных ядер. Впервые слабая протонная активность наблюдалась при облучении ^{96}Ru пучком ^{32}S . Примером является протонная радиоактивность основного состояния лютеция-151 и тулия-147. В настоящее время обнаружено более 30 изотопов, распадающихся из основного состояния по этому каналу.

^{151}Lu образуется по реакции, идущей с образованием составного ядра ^{154}Hf :



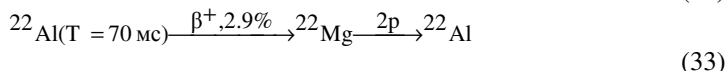
^{151}Lu распадается с периодом $T_{1/2}=85$ мс, выбрасывая протоны с энергией 1.19 МэВ.

Схема распада:



При ещё более значительном нейтронном дефиците для чётных по Z ядер за счёт спаривания протонов теоретически возможен вылет протонной пары. Пока это явление не обнаружено. Схема испускания радионуклидом двух запаздывающих протонов приведена на рис. 23. Исходное ядро (Z, N) в результате β^+ -распада или электронного захвата превращается в ядро ($Z-1, N+1$). Если энергия возбуждения E^* ядра ($Z-1, N+1$) больше энергии отделения протона, то открыт канал распада возбужденного состояния ядра ($Z-1, N+1$) с испусканием протона.

Примеры испускания запаздывающих протонов:

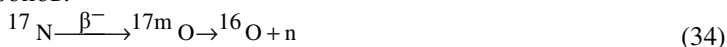


Причиной двухпротонной радиоактивности служит спаривание в ядре протонов с противоположно направленными спинами, сопровождающееся выделением энергии ~ 2 МэВ. В результате этого испускание из ядра одновременно пары протонов может потребовать затраты меньшей энергии, чем требуется для отрыва их друг от друга. Иногда процесс идёт даже с выделением энергии (причём за время $>10^{-12}$ с), тогда,

как испускание одиночного протона потребовало бы, наоборот, затраты энергии.

Сейчас известен двухпротонный распад возбужденного состояния ядра ^{14}O (7.77 МэВ), образовавшегося в реакции $^{13}\text{N}(p,\gamma)$.

Испускание нейтрона происходит, когда энергия возбуждения дочернего ядра превышает энергию связи нейтрона. При этом массовое число уменьшается на единицу. Пример испускания запаздывающих нейтронов:

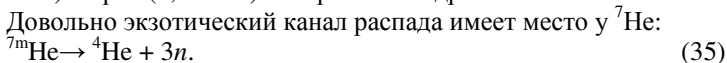


Бета-распад может приводить к образованию ядер в возбужденных состояниях с энергией больше энергии отделения нейтрона. Распад этих состояний может происходить с эмиссией нейтронов. Распад из основного состояния с испусканием нейтронов до сих пор не наблюдался, но имеются многочисленные случаи испускания запаздывающих нейтронов.

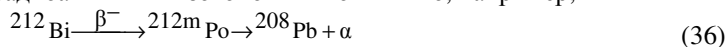
Процесс эмиссии запаздывающих нейтронов рассмотрим на примере распада ^{87}Br . При β -распаде ^{87}Br 30% распадов приводит к основному состоянию ^{87}Kr , 70% – к возбужденным состояниям ядер. В результате некоторых распадов возбужденных ядер, образуются ядра с энергией, превышающей энергию связи самого периферийного нейтрона в дочернем нуклиде ^{87}Kr . Поэтому из ядра в этом состоянии может испускаться нейтрон, и происходит переход в ^{86}Kr . Так как высоковозбужденные состояния ядер ^{87}Kr обладают чрезвычайно коротким временем жизни, то период полураспада с эмиссией нейтронов почти равен периоду полураспада материнского ^{87}Br . Поэтому в данном случае говорят о запаздывающих нейтронах.

В настоящее время известно 150 излучателей запаздывающих нейтронов. Примерами являются ^{11}Li ($T_{1/2}=0,009$ с), ^{13}B ($T_{1/2}=0,0174$ с), ^{17}N ($T_{1/2}=4,16$ с), ^{30}Na ($T_{1/2}=0,055$ с), ^{141}Cs ($T_{1/2}=24,9$ с) и др.

У ядер, сильно обогащенных нейтронами, таких, как ^{11}Li , ^{17}B , наблюдается распад с вылетом 2, 3 и даже 4-х нейтронов. Например, испускание одного, двух и трёх запаздывающих нейтронов наблюдается при β -распаде ядра ^{11}Li . Энергия β -распада этого ядра составляет 20.6 МэВ, что превышает пороги отрыва одного (0,503 МэВ), двух (7,32 МэВ) и трёх (8,9 МэВ) нейтронов из ядра ^{11}Be .



Испускание запаздывающих α -частиц наблюдается среди природных радиоактивных изотопов ^{212m}Po и ^{214m}Po , например,



Поскольку у этих изотопов не только возбужденное, но и основное состояние ядер оказывается α -активным, то α -распад здесь всегда следует за β -распадом и образование возбужденных продуктов β -распада

проявляется в увеличении энергии α -частиц. Такие запаздывающие α -частицы получили название длиннопробежных (например, $E_\alpha=11,7$ МэВ для ^{212m}Po).

В таких тяжёлых ядрах, как ^{212m}Po и ^{214m}Po , вылет даже длиннопробежных α -частиц после β -распада происходит не мгновенно, а за «радиоактивные» времена порядка $10^{-8}\div 10^{-10}$ сек. Испускание длиннопробежных α -частиц, запаздывание которых целиком определяется длительностью предшествующего β -распада, наблюдается и для лёгких ядер, например, ^8Li , ^8B , ^{20}Na , ^{24}Al (распады типа



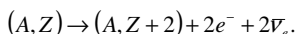
в которых высота электростатического кулоновского барьера невелика.

В результате β -распада ядра ^{212}Bi происходит образование ядра-изобара ^{212}Po в различных возбужденных состояниях. Ядро ^{212}Po является нестабильным по отношению к α -распаду. Для того чтобы наблюдалось испускание запаздывающих α -частиц, необходимо, чтобы собственная скорость α -распада была существенно больше скорости предшествующего β -распада. Испускание запаздывающих α -частиц возможно, если энергия β -перехода превышает энергию отделения α -частицы в дочернем ядре. Образование в результате β -распада ядер, находящихся в возбужденных состояниях, увеличивает возможную энергию α -перехода.

Вероятность α -распада из возбужденного состояния определяется конкуренцией двух процессов: α -распада и γ -распада этого возбужденного состояния. С уменьшением энергии α -частицы уменьшается вероятность туннельного эффекта, определяющего скорость α -распада.

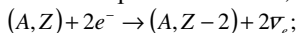
Некоторые ядра способны подвергаться двойному бета-распаду ($\beta\beta$ -распад), при котором заряд ядра изменяется на две единицы. Этот тип распада трудно изучать, поскольку редкие события $\beta\beta$ -распада маскируются намного чаще случающимися актами обычного β -распада. Поэтому $\beta\beta$ -распад обычно регистрируется только для бета-стабильных ядер. Как и простой бета-распад, двойной бета-распад обусловлен слабым взаимодействием он не меняет A ; следовательно, как минимум один из нуклидов с данным A должен быть стабильным по отношению как к простому, так и к двойному бета-распаду.

Двойной бета-распад в собственном смысле слова сопровождается **увеличением** заряда ядра на две единицы и излучением двух электронов:



Другие виды 2β -распада **уменьшают** заряд ядра на две единицы:

– двойной электронный захват, 2ε -захват



– электронный захват с эмиссией позитрона, $\varepsilon\beta^+$ -распад

$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 2) + e^+ + \nu_e$;
 – двойной позитронный распад, $2\beta^+$ -распад
 $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^+ + 2\nu_e$.

Распад может осуществляться не только на основное состояние дочернего ядра, но и на возбуждённые состояния. В этом случае излучается также один или несколько γ -квантов и/или конверсионных электронов.

Примеров двойного β -распада всего несколько (на сегодня двойной β -распад наблюдался у 11 радионуклидов). В некоторых случаях, когда для чётно-чётных ядер невозможен β -распад на нечётно-нечётное ядро, оказывается энергетически возможным переход с изменением Z на две единицы – двойной β -распад. Радионуклиды, распадающиеся по двойному β -распаду имеют очень большие периоды полураспада. Так у изотопов ^{128}Te и ^{130}Te (их содержание в естественной смеси этого элемента 31.7% и 33.8% соответственно) вероятность двойного β -распада очень мала, $T_{1/2}(^{128}\text{Te}) = 7,7 \cdot 10^{28}$ л, $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = 2,7 \cdot 10^{21}$ л.

На сегодняшний день достоверно установлено наличие лишь двунейтринного двойного бета-распада, допускаемого классической теорией и потому не представляющего особого интереса. Безнейтринный распад пока не обнаружен.

Спонтанное деление атомных ядер возможно не только из основного, но и из возбужденного состояния. Так, для некоторых нуклидов с зарядовым числом от 92 до 97 (от урана до берклия) обнаружены возбуждённые состояния с малым периодом полураспада по спонтанному делению.

Примером радионуклида, способного к спонтанному делению из возбужденного ядра является ^{242}Am , основной способ распада ядра которого – спонтанное деление с периодом полураспада 14 мс.

Спонтанно делящиеся изомеры встречаются среди тяжёлых ядер, в области актинидных элементов, ядра которых имеют нешарообразную, сильно деформированную форму. Если обычное изомерное состояние ядер сильно отличается от основного по квантовомеханическому признаку – угловому моменту, но имеет почти такую же энергию, то со спонтанно делящимися изомерами дело обстоит сложнее. У некоторых ядер в этом состоянии энергия больше, чем в основном, а угловой момент близок к угловому моменту в основном состоянии. В изомерном состоянии, ядро имеет очень большую деформацию, которая существенно облегчает его деление.

Деление из изомерного состояния рассматривают в рамках модели «двугорбого барьера» деления – кривая распределения потенциальной энергии имеет два максимума и два минимума. Этот тип ядерной изомерии называют изомерией формы, т.к. он связан с различной геометрической конфигурацией ядра.

Вероятность спонтанного деления для возбужденных состояний в 10^{26} раз превосходит вероятность спонтанного деления для основных состояний ядер. Эти состояния соответствуют нижнему уровню энергии ядра во второй потенциальной яме. Они характеризуются высокой степенью деформации. Высокая вероятность спонтанного деления изомеров формы объясняется значительно меньшей шириной барьера деления — делению из второй потенциальной ямы препятствует только внешний пик барьера деления. Поэтому периоды полураспада для изомерного деления много короче и лежат в интервале от 10^{-9} до 10^{-3} с. В свою очередь внутренний пик препятствует гамма-переходу в основное состояние ядра. Поэтому основным путём распада изомеров формы является спонтанное деление — эти изомеры известны у 35 нуклидов актинидов (включая $^{233\text{m}}\text{Th}$), и лишь для двух из них ($^{236\text{m}}\text{U}$ и $^{238\text{m}}\text{U}$) наблюдается изомерный гамма-переход. Энергия изомеров формы составляет от 2 до 4 МэВ, соответствуя минимуму энергии во второй потенциальной яме.

Если при распаде радионуклида происходит образование дочернего ядра в возбуждённом состоянии, энергия которого выше, чем барьер деления этого ядра, то это дочернее ядро распадается путём деления непосредственно из возбуждённого состояния. Такой процесс называется запаздывающим делением атомных ядер. Он впервые наблюдался (ОИ-ЯИ, г. Дубна) при облучении мишени из $^{230}_{90}\text{Th}$ ионами $^{10}_5\text{B}$, в результате которого получались лёгкие изотопы америция: ^{232}Am и ^{234}Am . Радиоактивный распад сопровождался делением ядер с периодом полураспада, составлявшим минуты. В отличие от вынужденного деления, основанного на захвате ядром нейтрона, запаздывающее деление осуществляется путём захвата электрона из оболочки собственного атома.

Запаздывающее деление наблюдается в случае, когда делению ядра предшествует β -распад.

Кластерная радиоактивность – способность некоторых тяжелых ядер, самопроизвольно испускать кластеры – ядра с A от 14 до 34.

Например, радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C протекает по схеме.



Вероятность испускания ядер ^{14}C на десять порядков меньше вероятности испускания α -частиц. Спонтанный вылет ядер ^{14}C был вскоре обнаружен и для других ядер ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra . Распад некоторых радионуклидов сопровождается испусканием ядер ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si .

Отношение вероятности испускания тяжёлого кластера к вероятности испускания α -частицы варьируется в интервале $\sim 10^{-10}$ – 10^{-13} . Однако в отдельных случаях, например, в случае испускания изотопов $^{28,30}\text{Mg}$ оно может доходить до 10^{-17} . В настоящее время известно свыше 20 изотопов, для которых обнаружена кластерная радиоактивность. Примерами являются ^{221}Fr (^{14}C , $>2 \cdot 10^8$), ^{221}Ra (^{14}C , $>7.4 \cdot 10^6$), ^{224}Ra (^{14}C , $2.3 \cdot 10^8$), ^{225}Ac (^{14}C , $>7 \cdot 10^{10}$), ^{231}Pa (^{23}F , $>8 \cdot 10^{17}$), ^{230}Th (^{24}Ne , $1.3 \cdot 10^{17}$),

^{232}Th (^{26}Ne , $>3\cdot 10^{20}$), ^{231}Pa (^{24}Ne , $(8.6\cdot 10^{15})$), ^{232}U (^{24}Ne , $3.4\cdot 10^{13}$), ^{35}U (^{24}Ne , ^{25}Ne , ^{26}Ne , $>1.4\cdot 10^{20}$), ^{236}U (^{24}Ne , ^{26}Ne , $>6\cdot 10^{18}$), ^{235}U (^{28}Mg , $>9\cdot 10^{20}$), ^{236}U (^{30}Mg , $>6\cdot 10^{18}$), ^{237}Np (^{30}Mg , $>5\cdot 10^{19}$), ^{236}Pu (^{28}Mg , $\sim 1.5\cdot 10^{14}$), ^{238}Pu (^{28}Mg , ^{30}Mg , $\sim 1.5\cdot 10^{18}$; ^{32}Si , $\sim 6.5\cdot 10^{17}$), ^{240}Pu (^{34}Si , $>5\cdot 10^{16}$), ^{241}Am (^{34}Si , $>9\cdot 10^{16}$) (в скобках – испускаемый кластер и период полураспада, лет).