

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 9. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ТИПЫ РАСПАДА

Долгое время типы распадов исчерпывались тремя рассмотренными в предыдущей лекции типами, а также самопроизвольным делением. Однако в конце 20-го века начался активный синтез «экзотических» ядер (сильно нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных), и сразу произошли открытия новых, «экзотических» типов распада (испускание запаздывающих нейтронов и протонов, двухнейтронный распад, запаздывающее деление, распад полностью ионизованных атомов, кластерный распад и др.).

В данной лекции мы рассмотрим некоторые из них + спонтанное деление.

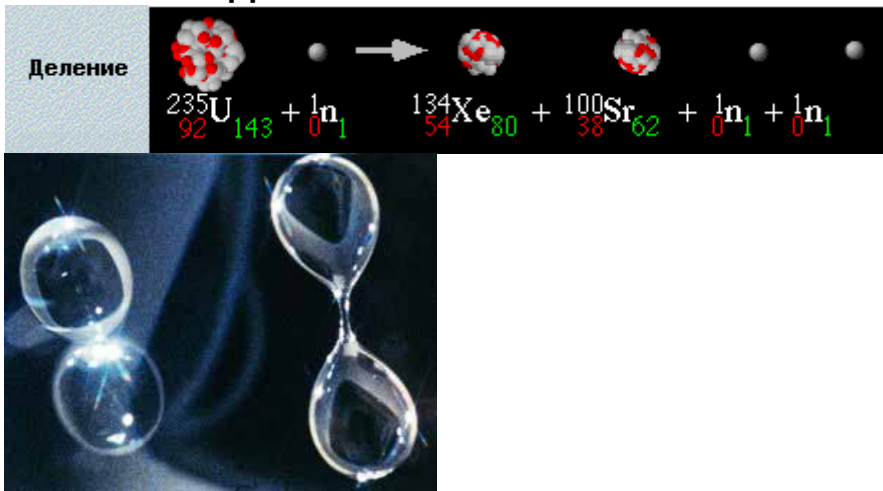
1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ РАСПАДА

Достоверно установленные к настоящему времени типы распада приведены в Табл.1.

Табл. 1. Типы радиоактивного распада.

Тип распада	Участвующие частицы	Дочерние нуклиды
Распады с испусканием ядер:		
Альфа-распад	Альфа-частица ($A=4, Z=2$), испущенная из ядер	$(A-4, Z-2)$
Испускание протона	Протон, извлечённый из ядра	$(A-1, Z-1)$
Испускание нейтрона	Нейтрон, извлечённый из ядра	$(A-1, Z)$
Двойная эмиссия протона	Два протона, извлечённые из ядра одновременно	$(A-2, Z-2)$
Спонтанное деление	Ядра распадаются на два или большее число меньших ядер или других частиц	-
Кластерный распад	Испускаются ядра специфического типа (A_1, Z_1), меньше исходного ядра, но больше альфа-частицы	$(A-A_1, Z-Z_1) + (A_1, Z_1)$
Различные типы бета-распада:		
Бета минус распад	Ядро испускает электрон и антинейтрино	$(A, Z+1)$
Испускание позитрона или бета-плюс распад	Ядро испускает позитрон и нейтрино	$(A, Z-1)$
Электронный захват	Ядро захватывает орбитальный электрон и испускает нейтрино. Дочерний нуклид находится в возбуждённом и нестабильном состоянии	$(A, Z-1)$
Двойной бета-распад	Ядро испускает два электрона и два антинейтрино	$(A, Z+2)$
Двойной электронный захват	Ядро захватывает два орбитальных электрона и испускает два нейтрино. Дочерний нуклид остаётся в возбуждённом и нестабильном состоянии	$(A, Z-2)$
Электронный захват с эмиссией позитрона	Ядро поглощает один орбитальный электрон, испуская один позитрон и два нейтрино	$(A, Z-2)$
Двойное испускание позитрона	Ядро испускает два позитрона и два нейтрино	$(A, Z-2)$
Переходы между состояниями некоторых ядер:		
Гамма-распад	Возбуждённое ядро испускает высоко энергетичный фотон (гамма-лучи)	(A, Z)
Внутренняя конверсия	Возбуждённое ядро передаёт свою энергию орбитальному электрону и выбивает его из атома.	(A, Z)

2. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ



2.1 Самопроизвольное деление тяжёлых ядер

Деление ядра - процесс расщепления атомного ядра на два (реже три) ядра с близкими массами, называемых осколками деления. 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.

Четвертым видом радиоактивности, открытым в 1940 Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком под руководством И.В.Курчатова, оказалось самопроизвольное (спонтанное) деление 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. Позднее спонтанное деление обнаружили также у ${}^{235}\text{U}$, протактиния, тория, но более всего этот тип распада характерен для трансурановых элементов. Чем тяжелее становятся ядра этих элементов, тем скорее может произойти самопроизвольное деление. У самых тяжелых элементов - эйнштейния, фермия и менделевия - это уже основной метод радиоактивного распада. В настоящее время известно более пятидесяти спонтанно делящихся нуклидов, тяжелее тория. Деление сопровождается испусканием первичных и вторичных нейтронов, гамма-квантов и выделением энергии. В дальнейшем это позволило осуществить ядерные цепные реакции, создать ядерные реакторы и реализовать ядерный взрыв (атомную бомбу).

Спонтанное деление (f-распад) – самопроизвольный распад тяжёлых ядер на два (редко – три или четыре) осколка – ядра элементов середины Периодической таблицы.

Спонтанное (самопроизвольное) деление – радиоактивный распад, при котором ядро расщепляется без всякого внешнего вмешательства, т.е. без привнесения энергии.

Как и любой другой вид радиоактивного распада, спонтанное деление характеризуется периодом полураспада (периодом деления). Период полураспада для спонтанного деления меняется для разных ядер в очень широких пределах (от 10^{18} лет для ${}_{93}\text{Np}^{237}$ до нескольких десятых долей секунды для далёких трансурановых элементов). Период полураспада уменьшается с ростом параметра делимости Z^2/A (Рис. 1а – деление чётно-чётных ядер) и числа нейтронов в ядре (Рис. 1б). При изменении Z^2/A от 34,3 для ${}^{232}\text{Th}$ до 41,5 для ${}^{260}\text{Ku}$ период спонтанного деления уменьшается ~ в 10^{30} раз.

Подобные зависимости связаны с тем, что делению ядер, находящихся в основном состоянии, препятствует барьер деления. Условие большой вероятности деления: $E^* \geq W_f$, т. е. энергия возбуждения составного ядра должна быть не меньше барьера деления этого ядра. Деление возможно и при $E^* < W_f$, но вероятность такого процесса резко уменьшается с уменьшением энергии возбуждения. Механизм этого процесса объясняется в рамках квантовой механики и аналогичен механизму излучения α -частицы, проходящей через потенциальный барьер Туннельный эффект связан с тем, что проницаемость любого энергетического барьера отлична от нуля, хотя и уменьшается с увеличением ширины и высоты барьера.

Вероятность спонтанного деления определяется в первую очередь проницаемостью барьера деления. В первом приближении барьер деления уменьшается с ростом параметра деления $Z^2/A = \frac{Z}{1 + \frac{N}{Z}}$ исчезая при

$Z^2/A \approx 50$, т.е. вероятность спонтанного деления увеличивается с ростом заряда ядра (числа протонов). Для всех существующих в природе ядер вероятность и соответственно скорость спонтанного деления очень малы. Лишь для самых тяжёлых из них $Z \geq 90$ скорости увеличиваются настолько, что могут быть определены экспериментально.

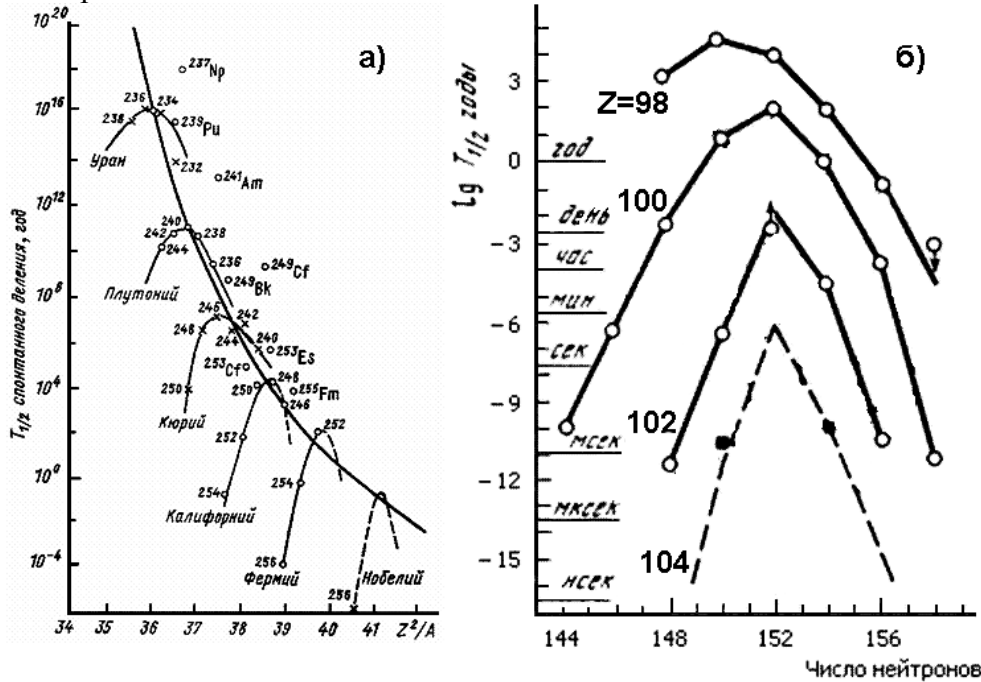


Рис. 1. Сводка данных о периодах полураспада тяжёлых ядер относительно спонтанного деления: а – зависимость периода полураспада деления от параметра $Z^2/(Z+N)$; б – зависимость периода полураспада от числа нейтронов N .

Спонтанные деления имеют заметное значение как фоновый источник нейтронов в реакторах, содержащих большие количества ^{238}U , и в реакторах, в которых накапливается заметное количество ^{239}Pu , например, в реакторах на быстрых нейтронах. В спонтанном делении нуклидов с $Z=100-102$, в отличие от более лёгких ядер, превалирует симметричная мода (с примерно равными массами осколков деления).

Минимальное значение энергии возбуждённого ядра равно энергии связи нейтрона в этом ядре ϵ_n , которая существенно зависит от чётности числа нейтронов в ядре: энергия связи чётного нейтрона гораздо больше энергии связи нечётного при приблизительно равных массовых числах ядра (Табл. 2).

Табл. 2. Значения барьера деления для тяжёлых ядер и энергии связи нейтрона в тяжёлых ядрах

Ядро	W_f , МэВ	Ядро	ϵ_n , МэВ
^{232}Th	5,9	^{233}Th	4,79
^{233}U	5,5	^{234}U	6,84
^{235}U	5,75	^{236}U	6,55
^{238}U	5,85	^{239}U	4,80
^{239}Pu	5,5	^{240}Pu	6,53

Потому, можно ожидать, что периоды полураспада деления для чётных и нечётных ядер будут существенно различаться.

Сводка данных о периодах полураспада ядер по механизму спонтанно деления приведена на Рис. 2. В большинстве случаев делящиеся ядра являются, в основном, α - или β - активными, а спонтанное деление оказывается маловероятным каналом распада. В то время как период полураспада ^{238}U в результате испускания α -частицы $4,5 \cdot 10^9$ лет, период его полураспада в результате самопроизвольного деления 10^{12} лет. Один килограмм урана дает 10 спонтанных делений в секунду, а за это же время α -частицы излучают 20 миллионов ядер. Известен, однако, ряд изотопов, для которых спонтанное деление – это главный, а иногда и единственный из наблюдавшихся до сих пор канал распада: таковы, например, ^{256}Fm ($T=160$ мин) и ^{254}Cf

($T=60,5$ суток). Спонтанное деление и вслед за ним - α -распад есть основные виды радиоактивности, ограничивающие перспективы получения новых трансурановых элементов.

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.

Табл. 3. Периоды полураспада по механизму самопроизвольного деления и α -распада некоторых элементов

Ядро	$T_{1/2,f}$ лет	$T_{1/2,\alpha}$ лет	Доля спонтанного деления, %
^{235}U	$1,0 \times 10^{19}$	$7,04 \times 10^8$	7×10^{-9}
^{238}U	$8,2 \times 10^{15}$	$4,468 \times 10^9$	$5,5 \times 10^{-5}$
^{239}Pu	8×10^{15}	$2,411 \times 10^4$	3×10^{-10}
^{252}Cf	86	2,645	3,09

Табл. 4. Содержание и периоды полураспада четырех нуклидов, распространенных в природе и способных к спонтанному делению.

	Содержание относительно ^{238}U	Период α -полураспада (годы)	Период полураспада спонтанным делением (годы)
^{232}Th	4	$1.40 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^{21}$
^{234}U	$5.44 \cdot 10^{-5}$	$2.46 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^{16}$
^{235}U	$7.25 \cdot 10^{-3}$	$7.04 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^{19}$
^{238}U	1	$4.47 \cdot 10^9$	$8.2 \cdot 10^{15}$

При делении ядер высвобождается несколько нейтронов и значительное количество энергии (около 210 МэВ). Эта энергия освобождается в основном в форме кинетической энергии (около 170 МэВ) двух фрагментов ядра, 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 (**Рис. 2а**). Треки от атомов отдачи при делении образуются и в других материалах: слюдах, полимерных плёнках и т.п. (**Рис. 2б**).

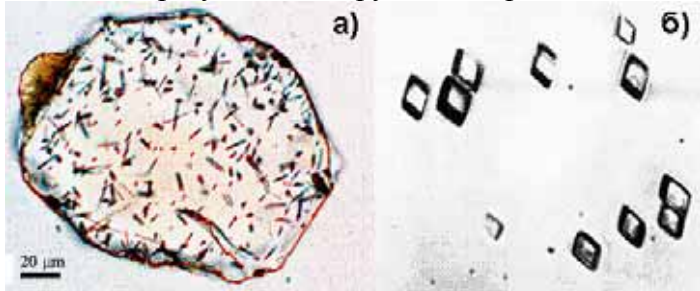


Рис. 2. Треки за счёт энергии отдачи, выделившейся при спонтанном делении урана-238 в разных средах: а – в природном кристалле апатита; б - в поликарбонатной плёнке (результат травления).

Способность спонтанного деления характерна только для нуклидов с атомным номером $Z \geq 90$ и атомной массой $A \geq 230$, это Th, Pa, U, Np, Pu, и др. Но только ^{232}Th и два изотопа урана (^{235}U и ^{238}U) встречаются в природных материалах в концентрациях, которые могут быть измерены. Природный уран содержит 99,3 % ^{238}U и лишь 0,7 % ^{235}U . Треки спонтанного деления, наблюдаемые в природных материалах, в основном сформированы за счет деления ^{238}U . Два других изотопа урана и торий имеют слишком низкое содержание и/или гораздо более длинный период полураспада, чтобы производить количество треков спонтанного деления сравнимое с количеством треков распада ^{238}U .

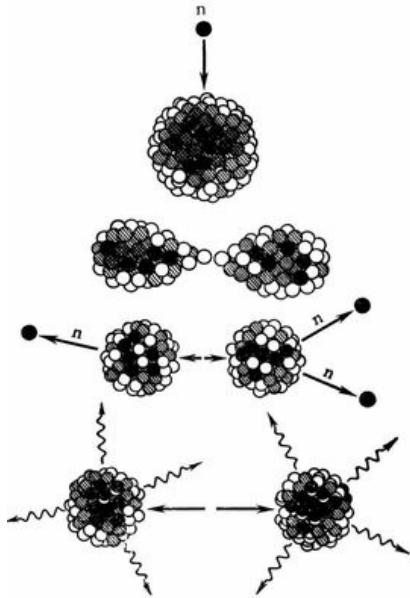
2.2 Механизм деления

Процесс деления может протекать только в том случае, когда потенциальная энергия начального состояния делящегося ядра превышает сумму масс осколков деления. Поскольку удельная энергия связи тяжёлых ядер уменьшается с увеличением их массы, это условие выполняется почти для всех ядер с массовым числом $A > 90$. Однако, даже самые тяжёлые ядра самопроизвольно делятся с очень малой вероятностью. Это означает, что существует энергетический барьер, препятствующий делению. Этот барьер W_f равен разности между максимальным значением потенциальной энергии и её значением для исходного состояния, именно он препятствует самопроизвольному делению тяжёлых ядер. Разность между начальным значением потенциальной энергии и её минимальным конечным значением равна энергии реакции деления Q_f .

Значения W_f и Q_f зависят от массового числа ядра. Энергетически выгодно деление тяжёлых ядер. Для ядер $A \approx 100 \div 200$ барьер деления $W_f = 40-60$ МэВ, с ростом A значение W_f уменьшается и для изотопов урана и соседних с ним элементов становится равным 6 МэВ. Для ядер с $A \approx 260$ барьер деления равен практически нулю, поэтому таких ядер в природе нет. Энергия реакции деления Q_f возрастает с ростом массового числа от отрицательных значений для ядер с $A \leq 90$ до около 200 МэВ для ядер с $A \approx 230 \div 240$.

Табл. 5. Оценочные значения Q_f и W_f для некоторых ядер.

A	16	60	100	140	200	236
Q_f , МэВ	-14,5	-16	13,5	44	135	205
W_f , МэВ	18,5	48	47	62	40	6



Самопроизвольное деление ядер с $Z^2/A < 49$, для которых высота барьера деления не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. Но с точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения осколков через потенциальный барьер. Вероятность спонтанного деления растёт с увеличением параметра делимости Z^2/A .

Рис. 3. Иллюстрация процесса деления ядра в рамках капельной модели.

В процессе деления ядро изменяет форму - последовательно проходит через следующие стадии (**Рис. 3**): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка. Начальная стадия деления - медленное изменение формы ядра, при котором появляется шейка, соединяющая два ещё не полностью сформированных осколка. Время прохождения этой стадии ($10^{-14} - 10^{-18}$ сек) зависит от того, насколько сильно возбуждено делящееся ядро. Постепенно шейка утоньшается, и в некоторый момент происходит её разрыв. Образующиеся осколки с большой энергией разлетаются в противоположные стороны. После того как деление

произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии, много большем их радиуса, потенциальную энергию осколков, определяемую кулоновским взаимодействием между ними, можно считать равной нулю.

Деформация ядра при делении сопровождается изменением его потенциальной энергии (**Рис. 4**). Для того чтобы ядро достигло формы, предшествующей его разрыву, необходима затрата определённой энергии для преодоления потенциального барьера, называется барьером деления. Эту энергию обычно ядро получает извне, в результате той или иной ядерной реакции (например, при захвате нейтрона).

Теоретическое объяснение деления ядер дано Н. Бором и Дж. А. Уплером и независимо от них Я. И. Френкелем. Они развили капельную модель ядра, согласно которой ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости. На нуклоны в атомном ядре действуют уравнивающие друг друга ядерные силы притяжения и электростатические силы отталкивания (между протонами), стремящиеся разорвать ядро. Деформация ядра нарушает равновесие; при этом, однако, возникают силы, стремящиеся вернуть ядро к начальной форме аналогично поверхностному натяжению жидкой капли. Деформация ядра при делении сопровождается увеличением его поверхности и, как в жидкой капле, силы поверхностного натяжения возрастают, препятствуя дальнейшей деформации. После прохождения через вершину барьера деления энергетически выгодным становится образование двух капель меньшего размера, и с этого момента формирование осколков деления идёт быстро и необратимым образом. Уменьшение барьера деления для ядер с большими Z^2/A отчётливо проявляется в уменьшении периодов спонтанного деления.

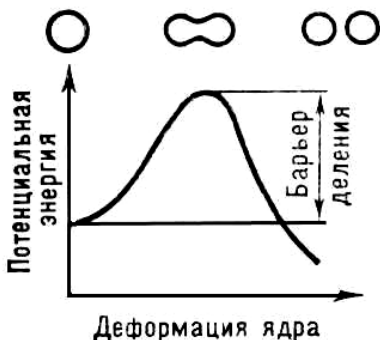


Рис. 5. Изменение потенциальной энергии в ходе деформации ядра.

Вследствие эволюции формы ядра изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий. Объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия уменьшается, т. к. увеличивается среднее расстояние между нуклонами. В случае малых эллипсоидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее,

чем уменьшение кулоновской энергии. В области тяжелых ядер сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением деформации. При малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению.

Конкуренция сил поверхностного натяжения, удерживающих ядро от развала, и кулоновских расталкивающих сил в капельной модели ядра определяется параметром делимости Z^2/A . С увеличением параметра делимости растёт нестабильность атомного ядра относительно деления.

Спонтанное деление становится энергетически выгодным, начиная уже примерно с $Z=50$. Однако благодаря электростатическому отталкиванию между осколками деления возникает потенциальный барьер, который не позволяет ядру мгновенно разделиться и обуславливает существование спонтанного деления, как особого вида радиоактивности, наблюдаемого лишь для самых тяжёлых элементов ($Z \geq 90$). Делению способствует кулоновское отталкивание между протонами, энергия которого ($U_{кул}$) в сферическом зерне с радиусом r пропорциональна Z^2/r ; делению препятствует стремящееся сохранить сферическую форму ядра поверхностное натяжение: его энергия $U_{п.н.}$ пропорциональна поверхности ядра, т.е. r^2 . В результате способность ядер к делению возрастает с увеличением отношения $U_{кул}/U_{п.н.}$, пропорционального Z^2/r^3 , а тем самым и параметру деления Z^2/A , поскольку объём ядра $(4/3)\pi r^3$ пропорционален числу содержащихся в ядре нуклонов, т.е. массовому числу ядра A . Энергетической выгодности спонтанного деления отвечает условие $Z^2/A \geq 16$, мгновенному делению $Z^2/A \geq 47$. С ростом Z уменьшается стабильность ядра относительно процесса деления. Это приводит к заметному спонтанному делению ядер из основного состояния. Именно неустойчивость относительно деления определяет граничное Z существующих в природе элементов.

Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию, превышающую высоту барьера деления. Высота барьера тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра делимости Z^2/A . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера, так как параметр делимости увеличивается с ростом массового числа.

Путём туннельного перехода может происходить самопроизвольное деление ядра без предварительного возбуждения. Спонтанное деление, подобно процессу α -распада. Осколки деления «просачиваются» через потенциальный барьер, образующийся при первоначальной деформации делящегося ядра. Проницаемость барьера определяется его высотой, массой фрагментов и энергией распада Q_f . В отличие от α -распада, здесь барьер связан с изменением формы ядра в процессе деления, что приводит к иным закономерностям, управляющим этим процессом.

Вероятность спонтанного деления определяется прозрачностью потенциального барьера для осколков, которая может быть оценена при помощи формулы:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2MW_f d}}, \quad (1)$$

где M – приведённая масса осколка; W_f – высота барьера деления; d – ширина барьера деления (радиус осколка).

Описание на основе капельной модели не в состоянии объяснить некоторые существенные особенности процесса деления, в частности, асимметрию масс осколков. Кроме того, параметры спонтанно делящихся ядерных изомеров и характер зависимости сечения реакции деления от энергии вызывающих её нейтронов свидетельствуют о том, что барьер деления тяжёлых ядер имеет не один, а два максимума (двугорбый барьер деления), между которыми находится вторая потенциальная яма. Упомянутые изомеры (первым из которых был открыт ^{242m}Am) соответствуют наиболее низкому энергетическому уровню ядра во второй потенциальной яме.

Эти особенности деления получают своё объяснение при учёте оболочечных поправок к энергии, вычисляемой с помощью капельной модели. Оболочечные эффекты выражаются в увеличении или уменьшении плотности уровней энергии ядра; они присущи как сферически симметричным, так и деформированным состояниям ядер. Учёт этих эффектов усложняет зависимость энергии от параметра деформации по сравнению с капельной моделью. Для большинства ядер актиноидов в этой зависимости появляется вторая потенциальная яма, соответствующая сильной деформации ядра. Глубина этой ямы меньше глубины первой ямы (соответствующей основному состоянию ядра) на 2-4 МэВ.

Капельная модель описывает лишь усреднённые свойства ядер. В действительности же характер процесса деления может существенно зависеть от внутренней структуры ядра и состояния отдельных нуклонов. В частности, из-за этого барьер деления больше для ядер с нечётным числом нуклонов, чем для соседних чётно-чётных ядер (с чётными Z и N). Особенно заметно это повышение барьера сказывается на периодах спонтанного деления ядер: периоды спонтанного деления чётно-чётных ядер в среднем более чем в

100 раз короче периода спонтанного деления соседних ядер с нечётным N . Увеличение барьера деления из-за нечётного нуклона видно на примере деления изотопов урана. Деление ядер ^{238}U становится достаточно вероятным лишь в том случае, когда кинетическая энергия нейтронов превышает некоторый порог, а в случае ^{235}U даже при захвате теплового нейтрона, энергия возбуждения составного ядра ^{236}U уже превышает барьер деления. Влияние структуры ядра на деление ядер видно при сравнении периодов спонтанного деления чётно-нечётных ядер. Вместо регулярного увеличения периода спонтанного деления с массой нуклида иногда наблюдается резкое уменьшение периода спонтанного деления. Особенно четко этот эффект проявляется при числе нейтронов $N = 152$, что не может быть объяснено в рамках капельной модели и свидетельствует о влиянии на деление ядер оболочечной структуры ядра.

Оболочечные эффекты определяют не только структуру барьера деления, но и основное состояние ядра. Влияние этой структуры важно для всех ядер. Ее роль для самых тяжелых ядер, однако, наиболее существенна, поскольку многие из них просто не существовали бы без влияния оболочечных эффектов

Нуклонные оболочки оказывают влияние не только на преодоление барьера деления, они заметно сказываются и на последней стадии формирования осколков в момент, когда происходит разрыв ядра. Изменение формы ядра при делении происходит медленно (по сравнению с движением нуклонов в ядре), в результате чего нуклонные орбиты перестраиваются адиабатически. Измерения спектра масс осколков и их кинетической энергии указывают на формирование нуклонных оболочек в осколках перед разрывом.

2.3 Энергетика спонтанного деления

Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена непосредственно из формулы Вайцзеккера, полученной в рамках капельной модели ядра.

Напомним, что в капельной модели ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной ядерной жидкости радиуса $R=r_0A^{1/3}$. То есть в энергии связи ядра учитываются объемная, поверхностная и кулоновская энергии. Дополнительно учитываются выходящие за рамки чисто капельных представлений энергия симметрии и энергия спаривания. В рамках этой модели можно получить полуэмпирическую формулу Вайцзеккера для энергии связи ядра.

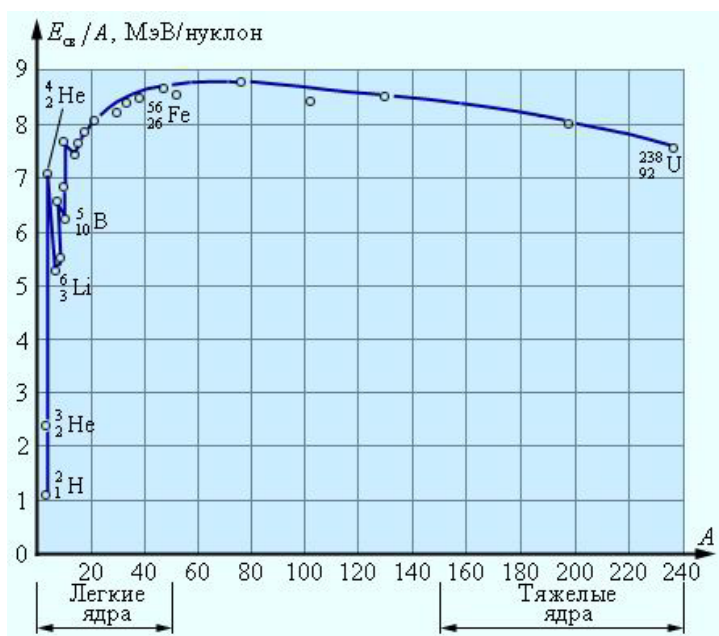
$$E_{\text{св}}(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 / A^{1/3} - a_4 (A/2 - Z)^2 / A + a_5 A^{-3/4}. \quad (2)$$

Первое слагаемое в энергии связи ядра, подобного жидкой капле, пропорционально массовому числу A и описывает примерное постоянство удельной энергии связи ядер. Второе слагаемое - поверхностная энергия ядра уменьшает полную энергию связи, так как нуклоны, находящиеся на поверхности имеют меньше связей, чем частицы внутри ядра. Это аналог поверхностного натяжения. Третье слагаемое в энергии связи обусловлено кулоновским взаимодействием протонов. В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R=r_0A^{1/3}$. Четвертое слагаемое - энергия симметрии ядра отражает тенденцию к стабильности ядер с $N=Z$. Пятое слагаемое - энергия спаривания учитывает повышенную стабильность основных состояний ядер с четным числом протонов и/или нейтронов. Входящие в формулу коэффициенты a_1, a_2, a_3, a_4 и a_5 оцениваются из экспериментальных данных по энергиям связи ядер, что даёт: $a_1 = 15.75$ МэВ; $a_2 = 17.8$ МэВ; $a_3 = 0.71$ МэВ; $a_4 = 94.8$ МэВ;

$$a_5 = \begin{cases} +34 \text{ МэВ для чётно - чётных ядер} \\ 0 \text{ МэВ для нечётных ядер} \\ -34 \text{ МэВ для нечётно - нечётных ядер} \end{cases} \quad (3)$$

Формула Вайцзеккера позволяет по заданным значениям A и Z вычислять энергию связи ядра с погрешностью ~ 10 МэВ. При $A \approx 100$ это дает относительную ошибку $\sim 10^{-2}$. Наибольшее расхождение между экспериментально измеренными величинами энергии связи ядра и расчетами по формуле Вайцзеккера наблюдается в области магических чисел. Это объясняется тем, что в капельной модели не учитываются неоднородности распределения ядерной материи, обусловленные оболочечной структурой атомных ядер.

Рис. 6. Энергия связи на один нуклон.



Зависимость энергии связи на один нуклон от числа нуклонов (**Рис. 6**) проходит через максимум. Для нуклидов с $A > 11$ ($Z > 5$) среднее значение энергии связи на один нуклон составляет от 7,4 до 8,8 МэВ. Средняя энергия связи на один нуклон ядра, у большинства ядер середины периодической системы элементов примерно одинакова и составляет около 8,6 МэВ. Для нуклидов с $A \approx 60$, т.е. для группы элементов Fe-Co-Ni, энергии связи на нуклон имеет максимальное значение. Это указывает на то, что данные элементы по своим ядерно-физическим свойствам являются наиболее устойчивыми. При этом, значение энергии связи на нуклон для нуклидов с четным числом нуклонов всегда выше среднеарифметического значения соответствующих величин для соседних нуклидов с нечетным числом нуклонов. У ряда легких ядер средняя энергия связи оказывается существенно меньше (приблизительно 1 МэВ у дейтерия), а у тяжелых ядер она уменьшается с ростом числа нуклонов в ядре и достигает примерно 7,5 МэВ для урана. Вследствие этого энергетически выгодны реакции синтеза легких ядер и деления тяжелых ядер. Так, в реакции синтеза ядер гелия из дейтерия и трития выделяется энергия 17,6 МэВ, или 3,5 МэВ на нуклон. Деление ядер урана сопровождается выделением энергии около 200 МэВ, или 1 МэВ на нуклон.

Пример. Пусть, ядро урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана.

Рассмотрим теперь другой процесс. Пусть при некоторых условиях два ядра дейтерия ${}^2_1\text{H}$ сливаются в одно ядро гелия ${}^4_2\text{He}$. Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия.

Следует обратить внимание на то, что синтез легких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.

График **Рис. 6** имеет существенное значение для ядерной энергетики. Очевидно, что как ядерный синтез (реакции слияния легких ядер), так и деление (распад тяжелых ядер на отдельные осколки) сопровождаются большим дефектом масс, и, следовательно, выделением большого количества энергии. Асимметричный вид графика показывает, что при ядерном синтезе выделение энергии будет значительно выше, чем при делении. К сожалению, развитие науки пошло таким образом, что процесс ядерного деления удалось реализовать в энергетических установках, тогда как реакторы ядерного синтеза до сих пор не созданы. В настоящее время энергия термоядерного синтеза реализуется только в водородной бомбе.

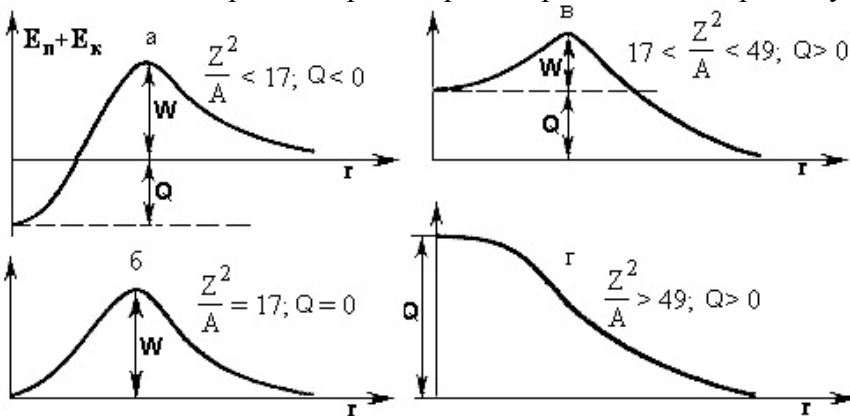


Рис. 7. Зависимость формы, высоты потенциального барьера W и энергии деления Q от величины параметра делимости Z^2/A .

При делении ядра на два осколка изменяются поверхностная энергия $E_n = a_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_k = a_3 Z^2/A^{1/3}$, причём поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении $E > 0$.

$$E \approx a_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - a_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0. \quad (4)$$

Здесь $A_1 = A/2$, $Z_1 = Z/2$. Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется параметром делимости. Энергия E , освобождающаяся при делении, растёт с увеличением Z^2/A .

Более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление. Из формулы Вайцеккера следует, что высота барьера деления обращается в нуль при $Z^2/A > 49$. Т.е. согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с $Z^2/A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делятся. Существование атомных ядер с $Z^2/A > 49$

(«остров стабильности») объясняется оболочечной структурой атомных ядер. Зависимость формы, высоты потенциального барьера и энергии деления от величины параметра делимости Z^2/A показана на **Рис. 7**.

При делении тяжёлого ядра освобождается большая энергия Q , поскольку удельная энергия связи ε в тяжёлых ядрах на 0.8 МэВ меньше, чем для средних ядер. Так, например, для ядра ^{238}U

$$Q \approx A(\varepsilon_{\text{мяжс}} - \varepsilon_{\text{ср}}) = 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ МэВ}. \quad (5)$$

При делении тяжёлого ядра освобождается большая энергия Q . Это заключение следует из сравнения масс исходного делящегося ядра (M_{U}) и образующихся ядер – осколков (M_1 и M_2):

$$Q = M_{\text{U}} - (M_1 + M_2). \quad (6)$$

Подставив массу ядра

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A \quad (7)$$

в вышеприведённое выражение и учитывая (19) получим:

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon), \quad (8)$$

где $\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A}$ – средняя энергия связи осколков, рассчитанная на один нуклон. Так как ε для ядер из

середины периодической системы примерно на 0,8 МэВ больше ε для урана, получим

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \approx 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ МэВ} \quad (9)$$

подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления E_k , так как ядра-осколки неизбежно должны разлетаться под действием кулоновского отталкивания. Кулоновская энергия двух осколков с зарядами Z_1 и Z_2 , находящихся на расстоянии δ ,

$$E_k \approx E_{\text{кул}} \approx \frac{46^2 \cdot 1,44}{2 \cdot 1,3 \cdot 119^{1/3}} \approx 200 \text{ МэВ} \quad (10)$$

$$E_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta}. \quad (11)$$

Если считать, что $\delta = R_1 + R_2$, где R_1, R_2 – радиусы ядер осколков, которые могут быть вычислены по формуле $R = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а $Z_1 = Z_2 = Z_0/2 = 46$ (считая, что ядро делится пополам), то получим

$$E_k \approx E_{\text{кул}} \approx \frac{46^2 \cdot 1,44}{2 \cdot 1,3 \cdot 119^{1/3}} \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (12)$$

то есть значение такого же порядка, что и Q .

подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления Q_f . Осколки, образовавшиеся в результате разделения ядра на две части, неизбежно должны разлететься под действием больших кулоновских сил отталкивания своих зарядов. Величина кулоновской энергии двух осколков, находящихся на расстоянии δ равна

$$V_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta}, \quad (13)$$

где Z_1 и Z_2 – заряды осколков; $\delta = R_1 + R_2$; R_1 и R_2 – радиусы ядер осколков, которые можно оценить по формуле:

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}. \quad (14)$$

Считая, что $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ и $R_1 = R_2$ ($A_1 = A_2 = 238/2 = 119$), получим

$$V_k = \frac{46^2 (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{119} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (15)$$

т.е. величину такого же порядка, как и Q .

2.4 Продукты деления

В результате деления урана высвобождается энергия ~ 200 МэВ. Около 80% её приходится на энергию осколков.

Образующиеся при делении осколки должны быть β -радиоактивными и могут испускать нейтроны. Это следует из того, что по мере увеличения заряда ядра отношение числа нейтронов в ядре к числу протонов увеличивается из-за увеличения кулоновской энергии протонов. Поэтому ядра-осколки будут иметь при делении такое же отношение N/Z , как, скажем, у урана, т. е. будут перегружены нейтронами, а такие ядра испытывают β -распад (ввиду большой перегрузки нейтронами продукты этого распада также β -активны, так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер). Кроме того, часть энергии может уноситься в результате непосредственного испускания нейтронов деления

или вторичных нейтронов. За один акт деления урана образуется около двух **мгновенных нейтронов деления** со средней энергией ~ 2 МэВ (энергетический спектр мгновенных нейтронов можно считать максвелловским). Продукты распада испускают **запаздывающие нейтроны** (нейтроны деления, вторичные нейтроны) со средней энергией 5 МэВ.

В момент разрыва ядра осколки сильно деформированы, но по мере их удаления друг от друга деформация уменьшается, что приводит к увеличению их внутренней энергии. В дальнейшем энергия возбуждения осколков уменьшается в результате испускания ими нейтронов и γ -квантов. Когда энергия возбуждения осколков становится меньше энергии, необходимой для отделения нейтрона от ядра, эмиссия нейтронов прекращается и начинается интенсивное испускание γ -квантов. В среднем наблюдается 8-10 γ -квантов на 1 акт деления. Так как разрыв шейки ядра может происходить по-разному, то масса, заряд и энергия возбуждения осколков флуктуируют от одного акта деления к другому. Число нейтронов ν , испущенных при делении, также флуктуирует.

Ядра, образующиеся при делении, перегружены нейтронами и являются радиоактивными (изотопы Ba и др.). Соотношение между числами протонов Z и нейтронов $N = A - Z$ в них зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. При достаточно высоком возбуждении соотношение N и Z в осколках остаётся обычно тем же, что у начального делящегося ядра. При малой энергии возбуждения делящегося ядра нейтроны и протоны распределяются между осколками таким образом, что в обоих осколках происходит примерно одинаковое число β -распадов, прежде чем они превратятся в стабильные ядра. В отдельных случаях ($\sim 0,7\%$ по отношению к общему числу делений) образующееся при β -распаде возбуждённое дочернее ядро испускает нейтрон. Эмиссия этого (мгновенного) нейтрона из возбуждённого ядра - процесс быстрый ($t < 10^{-16}$ сек), однако он запаздывает по отношению к моменту делений ядра на время, которое может достигать десятков сек; нейтроны, испускаемые при этом, называются запаздывающими нейтронами.

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 $T = 85$ лет, однако реально его время жизни определяется α -распадом и составляет 2,64 года), то он является интенсивным источником нейтронов.

Образующиеся при делении β -радиоактивны и могут испускать нейтроны. Это очевидно из рассмотрения соотношения между числом нейтронов и протонов в различных стабильных ядрах периодической системы (**Табл. 6**).

Табл. 6. Соотношение нейтронов-протонов в некоторых ядрах

Ядро	$^8\text{O}^{16}$	$^{47}\text{Ag}^{108}$	$^{56}\text{Ba}^{137}$	$^{92}\text{U}^{238}$
N/Z	1,0	1,3	1,45	1,6

Видно, что осколки деления в момент их образования перегружены нейтронами, т.к. они образуются из урана, имеющего $N/Z = 1,6$. Такие ядра должны проявлять β -активность, причём ввиду очень большого избытка нейтронов продукты радиоактивного распада будут также β -радиоактивными и т.д., так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер. Таким образом, часть энергии деления освобождается в виде энергии β -распада - Q_β . Кроме того, часть избыточных нейтронов испускается непосредственно из осколков в виде нейтронов деления, или вторичных нейтронов, которые также уносят некоторую часть деления Q_n .

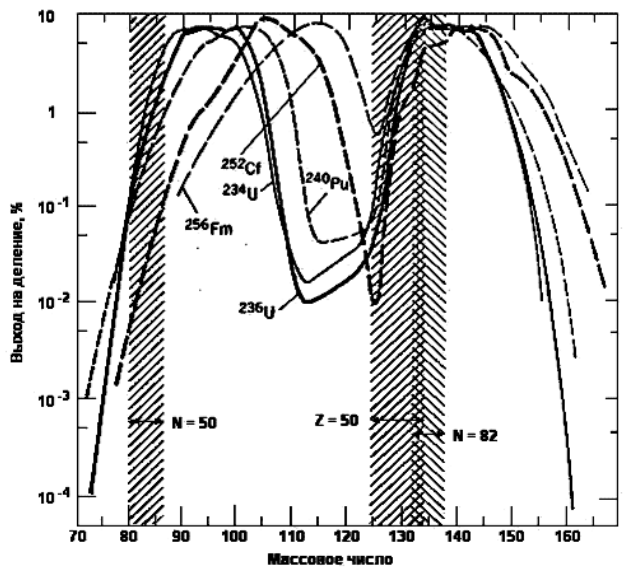


Рис. 9. Массовые распределения осколков деления тепловыми нейтронами ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и спонтанного деления ^{252}Cf , ^{256}Fm . Заштрихованные области указывают приблизительное расположение ядер с замкнутыми оболочками.

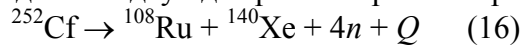
Разнообразие вариантов осколочных пар не позволяет дать определённые однозначные правила смещения по периодической системе при спонтанном делении; с наибольшей вероятностью реализуется несимметричное деление на тяжёлый и лёгкий осколки, заряды и массы которых составляют примерно 60% и 40% от заряда и массы делящегося ядра. Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно, идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно, идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

На **Рис. 9** показаны массовые распределения осколков деления ^{234}U и более тяжелых ядер. Видно, что массовые распределения тяжелых осколков близки, в то время как средняя масса легких осколков меняется от ~ 90 у ^{234}U до ~ 114 у ^{256}Fm .

Средняя масса лёгкой группы практически линейно растет с ростом массы делящегося ядра, в то время как средняя масса тяжелой группы остается практически неизменной ($A \approx 140$). Таким образом, практически все добавочные нуклоны идут в лёгкие осколки. На **Рис. 9** заштрихованы области ядер с магическими числами протонов и нейтронов. 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 тяжелых осколков. Для легких осколков этого эффекта нет. Массовое распределение легких осколков практически не попадает в область даже одного магического числа $N=50$ и существенно меньше определяется оболочечными эффектами. Оно формируется из нуклонов «оставшихся» после формирования тяжелого осколка.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трех нейтронов. Примером может служить реакция:



Ядра одного типа могут делиться различным образом (например, при делении урана могут возникнуть ^{56}Ba - ^{36}Kr , ^{54}Xe - ^{38}Sr и т.п.).

После деления ядер урана сначала возникают изотопы элементы с большим избытком нейтронов, так что новорожденные изотопы йода, теллура, сурьмы, селена очень радиоактивны. Путем β -распада они освобождаются от избыточных нейтронов: при испускании β -частицы число нейтронов в ядре уменьшается, а протонов увеличивается на единицу. Но одного β -распада недостаточно для ликвидации избытка нейтронов. В конце концов получаются стабильные изотопы ксенона и криптона в соотношениях, типичных для деления ^{235}U под действием медленных нейтронов или спонтанного деления ^{238}U .

Деление ядер происходит не симметрично: отношение масс легкого и тяжелого осколков (продуктов деления) равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, **Рис. 10**). Деление ядра урана не всегда идет одинаково. Коэффициент уменьшения массы у ядер среднего размера отличается не сильно, и в одном случае ядро может разделиться в одной точке, а в другом случае - в другой. Как результат, образуется множество различных радиоизотопов в зависимости от того, каким именно образом прошло деление ядра. В результате образования относительно небольших продуктов деления уран превращается в один из элементов, соотношение n/p которых меньше. Для образования ядер продуктов деления нужно меньше нейтронов, чем есть в ядре исходного атома урана, и эти избыточные нейтроны высвобождаются. Поэтому в результате деления ядра каждый атом урана высвобождает два-три нейтрона.

Возникающие радиоактивные изотопы снова претерпевают β -распад: образуются цепочки последовательно распадающихся изотопов, например:

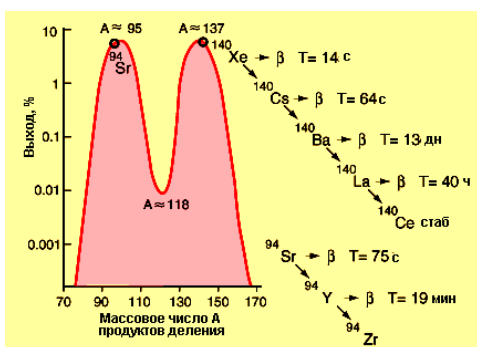
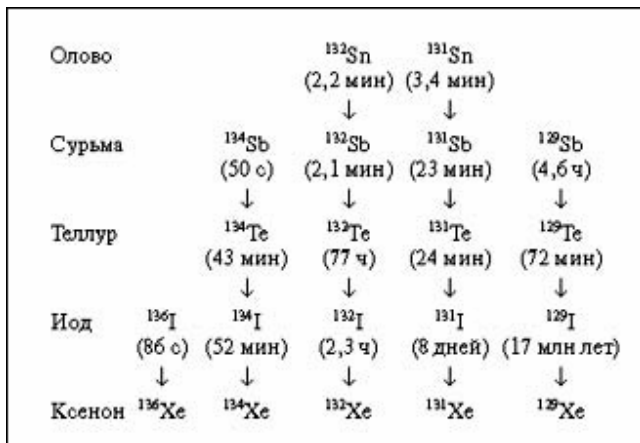
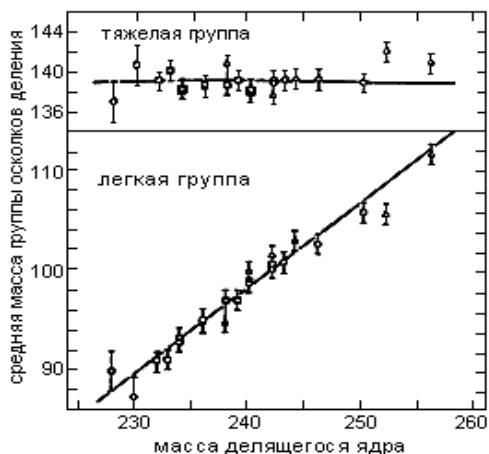


Рис. 10. Распределение продуктов деления урана по массам и цепочки β -распада продуктов деления.

Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов. На **Рис. 10** 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 1.25-1.45. Следовательно, осколки деления

сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к β^- -распаду - радиоактивны.

Деление называется асимметричным, когда отношение масс наиболее часто возникающих осколков $\sim 1,5$. По мере увеличения энергии возбуждения ядра всё большую роль начинает играть симметричное деление на два осколка с примерно равной массой. Для некоторых спонтанно делящихся ядер (U, Pu) характерно асимметричное деление, но по мере увеличения A деление приближается к симметричному. Наиболее отчётливо это проявляется у ^{256}Fm . Значительно реже наблюдается деление на три осколка, обычно сопровождающееся испусканием α -частицы, ядер ^6He , ^8He , Li, Be и др. Предельный случай - деление на 3 равных осколка - наблюдался при бомбардировке ядер ускоренными тяжёлыми ионами (^{40}Ar и др.).



Массовые распределения тяжелых осколков близки, в то время как средняя масса легких осколков меняется от ~ 90 у ^{234}U до ~ 114 у ^{256}Fm (Рис. 11).

Рис. 11. Зависимость средних масс лёгкой и тяжёлой групп осколков от массы делящегося ядра.

Деление тяжёлых ядер сопровождается выделением энергии. В тяжёлых ядрах из-за больших сил электростатического расталкивания нуклоны связаны друг с другом слабее, чем в осколках - ядрах середины периодической системы элементов.

Поэтому масса тяжёлого ядра больше суммы масс образующихся осколков. Разница в массах соответствует энергии, выделяемой при делении. Значительная часть этой энергии выделяется в виде кинетической энергии осколков, равной энергии электростатического отталкивания двух соприкасающихся осколков в момент разрыва ядра на две части. Суммарная кинетическая энергия осколков несколько увеличивается по мере возрастания Z делящегося ядра и составляет для ядер урана и трансурановых элементов величину ~ 200 МэВ. Осколки быстро тормозятся в среде, вызывая её нагревание, ионизацию и нарушая её структуру. Преобразование кинетической энергии осколков деления в тепловую энергию (нагревание ими окружающей среды) является основой использования ядерной энергии.

2.5 Спонтанное деление из изомерного состояния

Делящиеся изомеры - изомерные состояния ядер с высокой вероятностью спонтанного деления ядер. Известно 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для которых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, в 10^{26} раз. Очевидно, форма ядра в таком состоянии более вытянута, чем в основном. Современная рабочая модель делящихся изомеров основывается на идее двугорбого барьера деления (Рис.12).



Рис. 12. Предполагаемая форма потенциального барьера в случае спонтанного деления из изомерного состояния. По оси абсцисс отложена степень отклонения ядра от сферической формы (степень вытянутости).

Для некоторых нуклидов с зарядовым числом от 92 до 97 (от урана до берклия) обнаружены возбуждённые состояния (метастабильные, возбуждённые состояния) с малым периодом полураспада по спонтанному делению. Вероятность спонтанного деления для этих состояний в 10^{26} раз превосходит вероятность спонтанного деления для основных состояний

соответствующих ядер. Это - спонтанно делящиеся изомеры. Примером является возбужденное ядро ^{242}Am , основным способом распада которого является спонтанное деление с периодом полураспада 14 мс. Существуют 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для которых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, в 10^{26} раз. Форма ядра в этом изомерном состоянии сильно отличается от формы ядра в основном состоянии (изомерия формы ядра). Явления спонтанного деления из изомерного состояния и наличие подбарьерных делительных резонансов объясняются моделью, учитывающей формирование нуклонных оболочек у сильно деформированных ядер. Она приводит к форме барьера деления, показанной на Рис. 12, с дополнительным минимумом потенциальной энергии при деформации ядра.

Существование этого минимума объясняет природу спонтанно делящихся изомеров. Нижнее состояние во второй потенциальной яме на барьере деления должно быть изомерным. (Подобные состояния характеризуются высокой степенью деформации и называются **изомерами формы**). Электромагнитные

переходы из этого состояния в основное (лежащее в первой яме) должны быть запрещены из-за потенциального барьера, разделяющего обе потенциальные ямы. В то же время барьер деления для изомерных состояний мал, и это объясняет высокую вероятность спонтанного деления изомеров. При возбуждении ядра до энергии чуть ниже высоты барьера, разделяющего две потенциальные ямы, начинается сильное смешение состояний с разной равновесной деформацией. Смешение состояний с разной формой ядра приводит к появлению групп делительных резонансов, разделённых расстояниями, равными расстояниям между уровнями составного ядра в седловой точке.

Таким образом, высокая вероятность спонтанного деления изомеров формы объясняется значительно меньшей шириной барьера деления - делению из второй потенциальной ямы препятствует только внешний пик барьера деления. В свою очередь, внутренний пик препятствует гамма-переходу в основное состояние ядра. Поэтому основной модой распада изомеров формы является спонтанное деление - эти изомеры известны у 35 нуклидов актинидов, и лишь для двух из них (^{236m}U и ^{238m}U) наблюдается изомерный гамма-переход.

Энергия изомеров формы составляет от 2 до 4 МэВ, соответствуя минимуму энергии во второй потенциальной яме. Периоды полураспада - от наносекунд до миллисекунд. Наибольший период полураспада - 14 мс - наблюдается у ^{242m}Am , открытого первым из изомеров формы. Спонтанно делящиеся изомеры имеют сравнительно большую энергию возбуждения. Одновременно имеет место запрет на распад этого состояния путём излучения γ -квантов.

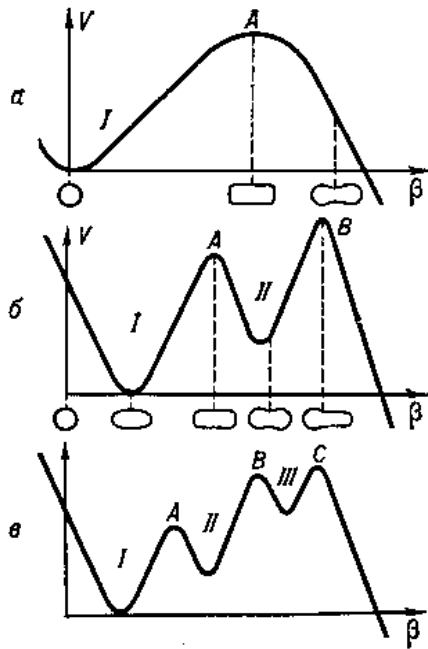


Рис. 13. Потенциальная энергия ядра как функция параметра β , характеризующего его деформацию в процессе деления. Внизу – схематическое изображение эволюции формы ядра в процессе деления.

Как уже упоминалось, при большой энергии возбуждения потенциальная энергия ядра ведёт себя подобно энергии деформации равномерно заряженной жидкой капли. Чтобы ядру разделиться, т.е. приобрести форму, предшествующую разрыву, оно должно преодолеть энергетический барьер *A*, называемый барьером деления (**Рис. 13а**). Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает извне, например, при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления происходит туннельное просачивание через барьер.

Современная оболочечная модель ядра предсказывает, что энергетический барьер может быть не только одnogорбым, но двугорбым, трёхгорбым и даже иметь более сложную форму.

Когда энергия возбуждения ядра невелика, квантовые оболочечные эффекты приводят к осцилляциям потенциальной энергии относительно параметра деформации ядра. При этом барьер деления приобретает двугорбый (**Рис. 13б**) или трёхгорбый (**Рис. 13в**). Такое поведение потенциальной энергии ядра позволяет объяснить как существование спонтанно делящихся изомеров, так и широких резонансов в зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра, а также группирование уровней составного ядра, обладающих большой делительной шириной.

Если проницаемость барьеров *A* и *B* невелика, то состояния ядра можно классифицировать по их принадлежности либо к яме I, либо к яме II. В свою очередь, состояния, принадлежащие определённой яме, как состояния сложной многочастичной структуры, можно разделить на простые (одночастичные) и коллективные состояния (вибрационные уровни). Основным состоянием делящегося ядра является наинизшее состояние в яме I, в то время, как наинизшее состояние в яме II соответствует спонтанно делящемуся изомеру. Состояния, принадлежащие яме II, имеют большую делительную ширину,

определяемую проницаемостью наружного барьера *B*. Это означает, что ядро в этих состояниях может находиться достаточно долго, пока благодаря туннельному переходу через барьер *B* оно разделится на два осколка. Распад спонтанно делящегося изомера в основное состояние ядра с излучением γ -квантов запрещён из-за малой проницаемости внутри барьера *A*.

Рис. 14. Положение известных спонтанно делящихся изомеров на карте нуклидов.



Широкий резонанс в сечении деления обусловлен связью сложных состояний ядра в яме I с колебательными состояниями в яме II. Расщепление этого резонанса на ряд более узких обусловлено состояниями ядра на вершине барьера B с различными значениями углового момента ядра I и его проекции K на ось симметрии ядра. Делящееся ядро на вершинах барьеров A и B имеют разные переходные состояния, свойства которых обусловлены формой ядра. На барьере A ядро не обладает аксиальной симметрией, т.е. величина K не сохраняется, но зато есть зеркальная симметрия относительно плоскости, перпендикулярной наибольшей оси ядра. На барьере B ядро имеет аксиальную симметрию, так что K сохраняется, но нарушена зеркальная симметрия (грушевидная форма ядра). Здесь уже существует асимметрия масс будущих осколков. Поэтому на барьере B состояния ядра с разной чётностью имеют разную энергию. Эти особенности формы ядра на вершине барьеров A и B играют важную роль при теоретическом описании распределений осколков деления. Характер зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра E^* ядра при малых E^* сильно изменяется от ядра к ядру, т.к. вероятность деления зависит от положения уровней в яме II и их структуры.

Недавно обнаружено спонтанное тройное холодное деление ядра ^{252}Cf . Удалось зарегистрировать самопроизвольный развал этого ядра на три осколка - ^{10}Be , ^{96}Sr и ^{146}Ba . Холодное деление также называют безнейтронным. Здесь осколки или сразу образуются в основном состоянии, или возбуждены слабо, так что испускают только γ -кванты небольших энергий, а нейтроны испустить не могут. Поэтому практически вся высвобождающаяся энергия переходит в кинетическую энергию осколков. Холодное двойное деление интересно тем, что представляет собой как бы промежуточный процесс между обычным спонтанным делением и испусканием ядром тяжёлого кластера. Во втором процессе массы двух фрагментов различаются очень сильно (в 6-10 раз), и его природа кажется близкой к природе давно известного α -распада.

По своим основным 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 очень схоже с делением тяжёлых ядер под действием нейтронов. Такое деление мы рассмотрим в следующей лекции.

3. ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

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 достаточно больших количествах. Эту трудность удалось преодолеть путем использования двух последовательных ускорителей: на первом ускорителе стабильные ионы ускоряются до сверхвысоких 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 сепарации по массе и энергии, требуемый радионуклид попадает во второй ускоритель, где разгоняется до высокой энергии и попадает на вторую мишень. Такая схема вовлекла в сферу ядерной физики намного большее число изотопов, позволило синтезировать экзотические ядра (сильно нейтроноизбыточные или нейтронодефицитные), многие из которых претерпевают экзотические типы распада.

В частности, было обнаружено, что в тех случаях, когда энергия β -распада Q_β превышает энергию связи нейтрона (B_n), протона (B_p) или α -частицы (B_α) в дочернем ядре – продукте распада, возникает возможность сложного радиоактивного превращения: ядро – продукт β -распада – образуется в возбуждённом состоянии ($E^* > B_n, B_p$ или B_α) и немедленно выбрасывает «запаздывающий» нейтрон, протон или α -частицу.

Для очень нейтронодефицитного (то есть, обогащённого протонами) ядра, значения энергии распада с эмиссией протона, Q_p , становятся положительными. Основанная на капельной модели линия, описывающая местоположение ядер, где Q_p становится положительным для распада из основного состояния, показана на **Рис. 15**. Ядра, расположенные слева от этой линии способны к протонной радиоактивности.

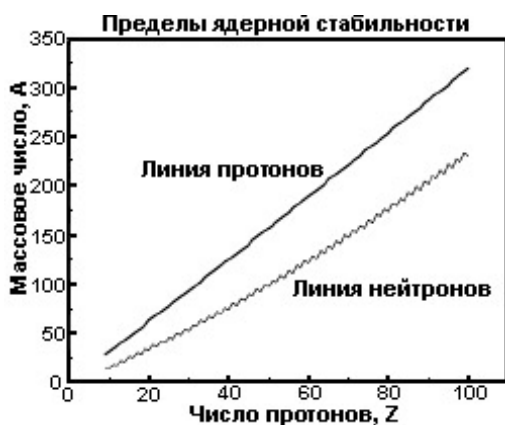


Рис. 15. Границы протонной (1) и нейтронной (2) стабильности, рассчитанные по капельной модели.

Начиная с 50-х годов физики методично приближались к открытию протонной радиоактивности ядер. Для того чтобы ядро, находящееся в основном состоянии, могло самопроизвольно испускать протон, необходимо, чтобы энергия отделения протона от ядра была положительной. Протонную

радиоактивность открыли в 1982 немецкие физики в Дармштадте, использовавшие самый мощный в мире ускоритель многозарядных ионов. Испускание протонов из основного состояния впервые наблюдалось для ядер ^{147}Tm и ^{151}Lu .

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.

Испускание протонов из основного состояния ядра обнаружено для многих ядер, расположенных вблизи границы протонной стабильности ($V_p=0$). Излучателями протонов из основного состояния являются ядра ^{151}Lu ($T_{1/2}=85$ мс), ^{113}Cs ($T_{1/2}=958$ мс), ^{147}Tm ($T_{1/2}=1050$ мс) и др.

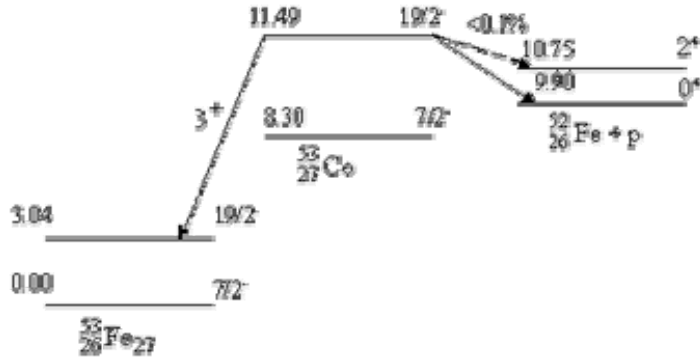
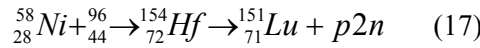
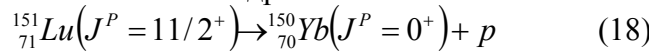


Рис. 16. Протонная радиоактивность изомерного состояния ^{53m}Co

Для экспериментального наблюдения протонного распада было исследовано большое число изотопов, расположенных вблизи границы с нулевой энергией отделения протона. С этой целью различные стабильные изотопы от эрбия ($Z=68$) до висмута ($Z=83$) облучались ускоренными ионами ^{58}Ni и ^{90}Mo . В реакции, идущей с образованием составного ядра ^{154}Hf



в энергетическом спектре вылетающих частиц, была обнаружена монохроматическая линия с энергией 1.19 МэВ. Анализ результатов эксперимента показал, что наблюдаемую линию следует приписать распаду изотопа ^{151}Lu с испусканием протона из основного состояния ядра



В дальнейшем протонная радиоактивность была открыта у ядер ^{109}I и ^{113}Cs . Использование кремниевых поверхностных детекторов дало целую группу протонных излучателей в диапазоне $Z=69 - 75$ ^{146}Tm , ^{150}Lu , ^{156}Ta и ^{160}Re . Сегодня известно свыше 30 изотопов, испускающих протоны из основного состояния ядер с $Z>50$ от ^{105}Sb до ^{177}Tl .

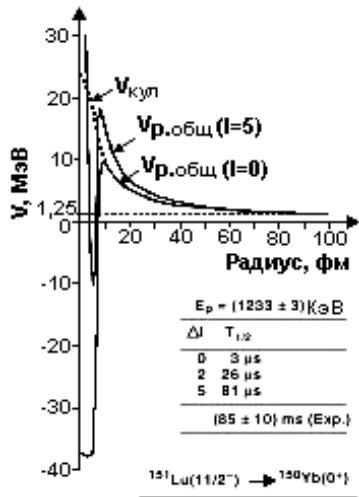


Рис. 17. Потенциал для вычисления периода протонного полураспада ^{151}Lu .

Протонный распад похож на α -распад, но в каком-то смысле проще, поскольку α -частица, прежде чем вылететь из ядра, должна сформироваться в нём, а протону это не нужно. Ситуация иллюстрирует **Рис. 17** для протонного излучателя ^{151}Lu . Энергии протонов даже для тяжёлых ядер низки ($E_p=1-2$ МэВ) а барьеры, которые надо преодолеть, весьма толсты ($R_{\text{out}}=80$ фм).

Изучение каналов распада ядер вблизи границы протонной стабильности обнаруживает ряд интересных закономерностей.

Выявлены случаи, когда оба легчайших изотопа данного элемента являются излучателями протонов ($^{150,151}\text{Lu}$, $^{146,147}\text{Tm}$).

Выявлен случай, когда легчайший изотоп ^{108}I является α -излучателем, в то время как более тяжёлый изотоп ^{109}I испускает протоны из основного состояния.

Измерения протонного распада затруднены из-за низких энергий и коротких периодов полураспада. Часто, к протонному распаду примешиваются α -распады (**Рис. 18**), что ещё больше усложняет ситуацию.

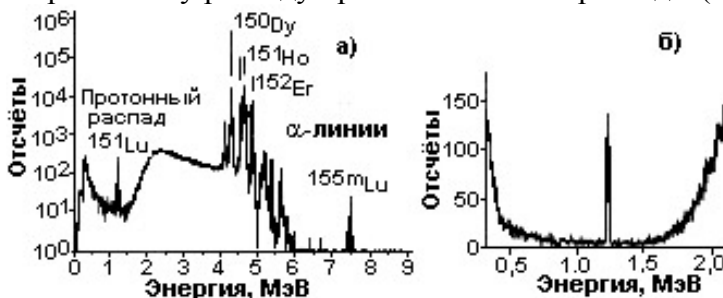


Рис. 18. (а) Энергетический спектр, полученный в ходе облучения ^{96}Ru мишени 261 МэВ ^{58}Ni ионами. (б) Расширенная часть спектра, показывающая протонную линию от 151 моды ядерного распада.

Испускание протонов из изомерного состояния впервые было обнаружено на ядре ^{53}Co . Изотоп ^{53}Co получался путем бомбардировки изотопа ^{54}Fe протонами, ускоренными до 53 МэВ в реакции $^{54}\text{Fe}(p,2n)^{53}\text{Co}$. Была обнаружена протонная радиоактивность с периодом полураспада 243 мс и энергией протонов 1.59 МэВ. Испускание протонов происходило из изомерного состояния ядра ^{53m}Co с энергией 3.19 МэВ с образованием конечного ядра ^{52}Fe в основном состоянии (Рис. 16). Основным видом распада из изомерного состояния - β^+ -распад. Это происходит потому, что β^+ -распад ядра ^{53m}Co -сверхразрешенный, так как образующееся в результате β^+ -распада ядро ^{53}Fe является «зеркальным» по отношению к ^{53}Co . Доля распадов с испусканием протонов составляет около 1.5%, что соответствует парциальному периоду полураспада 16 с.

Измерения протонного распада затруднены из-за низких энергий и коротких периодов полураспада. Часто, к ним примешиваются α -распады (Рис. 18).

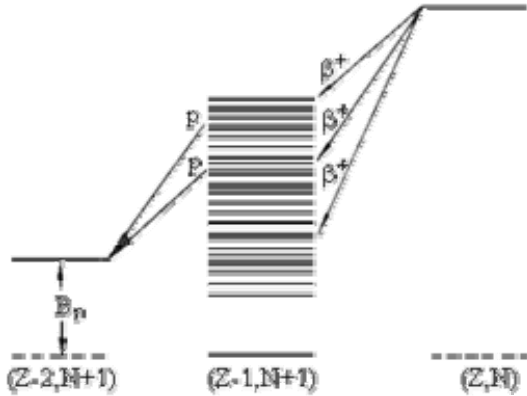
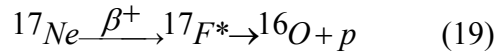


Рис. 19. Испускание запаздывающих протонов.

Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протон-избыточных 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.

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



В настоящее время известно свыше 70 β^+ -радиоактивных ядер, излучателей запаздывающих протонов. В Табл. 7 приведены характеристики некоторых из них. В случае легких ядер область протонных излучателей находится относительно близко от долины стабильности. Поэтому излучатели запаздывающих протонов получают в реакциях типа $(p, 2-3n)$, $(^3\text{He}, 2-3n)$.

Табл. 7. Излучатели запаздывающих протонов

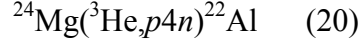
Изотоп	$T_{1/2}$, с	$Q_b - E_p$, Мэв	$*P_p$, %	Реакция
^9C	0.126	16.68	100	$^{10}\text{B}(p,2n), ^7\text{Be}(^3\text{He},n)$
^{13}O	0.09	15.81	12	$^{14}\text{N}(p,2n)$
^{21}Mg	0.121	10.66	20	$^{23}\text{Na}(p,3n), ^{20}\text{Ne}(^3\text{He},2n)$
^{33}Ar	0.174	9.32	63	$^{32}\text{S}(^3\text{He},2n), ^{35}\text{Cl}(p,3n)$
^{109}Te	4.4	7.14	3	$^{92}\text{Mo}(^{20}\text{He},3n), ^{96}\text{Ru}(^{16}\text{O},3n)$
^{111}Te	19.3	5.1	0.12	$^{102}\text{Po}(^{12}\text{C},3n), ^{98}\text{Ru}(^{16}\text{O},3n)$
^{114}Cs	0.7	8.8	$7 \cdot 10^{-2}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{115}Cs	1.4	5.41	$7 \cdot 10^{-4}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{116}Cs	3.9	6.45	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S},3p5n)$
^{118}Cs	16	4.7	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{120}Cs	58	2.73	$7 \cdot 10^{-8}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{181}Hg	3.6	6.15	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$\text{Pb}(p,3pxn)$
^{183}Hg	8.8	5.00	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$\text{Pb}(p,3pxn)$

* P_p - вероятность распада по протонному каналу

В последнее время (2005) появились сообщения, что у некоторых протонообогащенных (нейтронодефицитных) ядер наблюдается распад с вылетом нескольких протонов и более тяжелых заряженных частиц.

Испускание двух **запаздывающих** протонов было обнаружено при β^+ -распаде изотопа ^{22}Al . Эксперимент выполнен на пучке ускоренных ионов ^3He с энергией 110 МэВ.

Изотоп ^{22}Al образовывался в реакции:



и далее распадался по цепочке

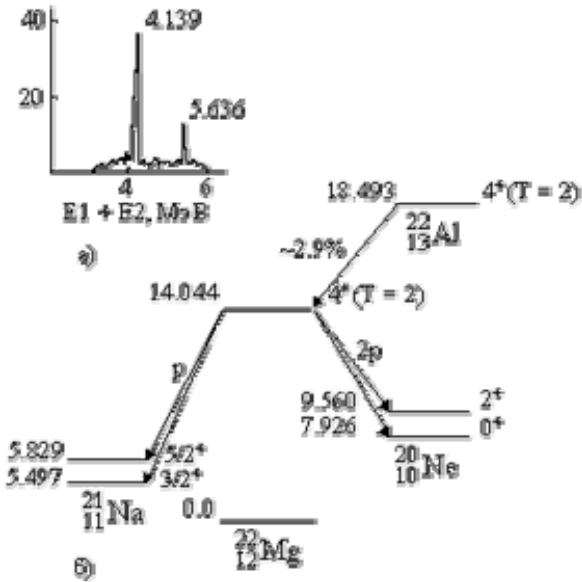
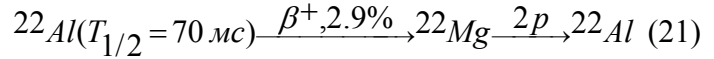
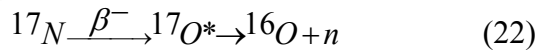


Рис. 20. Испускание двух запаздывающих протонов при β^+ -распаде ^{22}Al . а - спектры протонов в режиме совпадений, б - цепочка распадов ^{22}Al

В.И.Гольданский предсказал двупротонную радиоактивность (одновременное испускание ядром двух протонов). Сейчас известен двупротонный распад возбужденного состояния ядра ^{14}O (7.77 МэВ), образовавшегося в реакции $^{13}\text{N}(p, \gamma)$. Ожидается открытие испускания дипротона - ^2He из основного состояния ядра. Однако до сих пор оно не состоялось несмотря интенсивный поиск.

4. НЕЙТРОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Испускание нейтрона может происходить в цепочке распада, 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. В настоящее время известно свыше 150 ядер излучателей запаздывающих нейтронов. Часть их приведена в **Табл. 8**. В последнем столбце таблицы указаны характерные реакции, в которых образуются излучатели запаздывающих нейтронов. Область ядер, в которой могут располагаться излучатели запаздывающих нейтронов оценивается на основе масс атомных ядер. Она простирается от самых легких ядер до тяжелых. Вероятность испускания запаздывающих нейтронов P_n зависит от степени заселения в ядре $(Z+1, N-1)$ состояний выше нейтронного порога B_n и конкуренции между распадами этих состояний с испусканием нейтронов и γ -квантов.

Табл. 8. Излучатели запаздывающих нейтронов

Изотоп	$T_{1/2}$, с	$Q_\beta - E_n$, МэВ	P_n , %	Реакция
^{11}Li	0.009	22.5	82 ± 7	$p(600 \text{ МэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{13}B	0.0174	8.5	0.26 ± 0.04	$t + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{B} + p$
^{17}N	4.16	4.5	95 ± 1	$d + (^{16}\text{O} + ^{37}\text{Cl})$
^{27}Na	0.295	1.6	0.08 ± 0.03	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{28}Na	0.036	3.0	0.58 ± 0.12	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{29}Na	0.048	4.8	21 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{30}Na	0.055	7.2	26 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$

^{31}Na	0.018	11.3	30 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{32}Na	0.014	12.2	20 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{141}Cs	24.9	0.32	0.05	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{142}Cs	1.7	1.04	0.28	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{143}Cs	1.68	1.64	1.13	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{144}Cs	1.06	1.89	1.1	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{145}Cs	0.59	2.24	12.1	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{146}Cs	0.35	2.09	14.2	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{147}Cs	0.214	2.96	25.4	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$

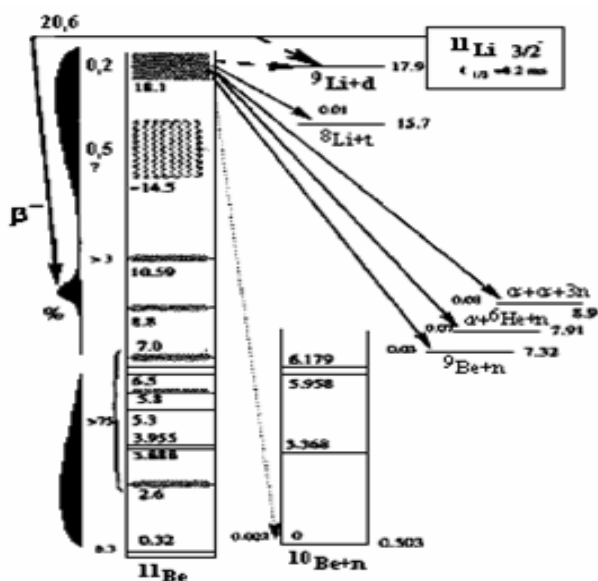
Список изотопов, которые распадаются по нейтронному каналу приведён в Табл. 9.

Табл. 9. Нейтроннестабильные ядра

Ядро	$(N-Z)/A$	Канал распада	Энергия распада, МэВ	Ширина Γ , МэВ
^4H	0.50	$^3\text{H} + n$	3.4	$\cong 3$
^6H	0.67	$^3\text{H} + 3n$	2.7(4)	1.3(5)
^5He	0.20	$^4\text{He} + n$	0.89	0.60(2)
^7He	0.42	$^6\text{He} + n$	0.44	0.16(3)
^9He	0.56	$^8\text{He} + n$	1.14	≤ 1.0
^{10}He	0.60	$^8\text{He} + 2n$	1.07(7)	0.3(2)
^{10}Li	0.40	$^6\text{Li} + n$	0.24(6)	0.17
^{13}Be	0.39	$^{12}\text{Be} + n$	0.80(9)	~ 1.0
^{16}B	0.38	$^{15}\text{B} + n$	0.40(6)	< 0.10

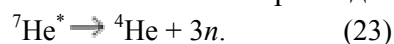
Двунейтронная радиоактивность – не предел: у ядер, сильно обогащенных нейтронами, таких, как ^{11}Li , ^{17}B , наблюдается распад с вылетом 2, 3 и даже 4-х нейтронов! Такие экзотические распады сейчас активно исследуют в поисках систем из связанных 2, 3 и 4-х нейтронов.

Рис. 21. Схематическая диаграмма эмиссии запаздывающих частиц при β -распаде ^{11}Li



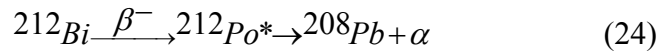
Испускание одного, двух и трех запаздывающих нейтронов наблюдалось при β -распаде ядра ^{11}Li (Рис. 21). Энергия β -распада этого ядра составляет 20.6 МэВ, что превышает пороги отделения одного (0.503 МэВ), двух (7.32 МэВ) и трех (8.9 МэВ) нейтронов из ядра ^{11}Be .

Довольно экзотический канал распада наблюдается у ^7He :



5. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ α -ЧАСТИЦЫ

Испускание запаздывающих α -частиц наблюдается и среди природных радиоактивных изотопов $^{212}\text{Po}^*$ и $^{214}\text{Po}^*$, 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 лишь в том, что у α -частиц тогда оказывается большая энергия, а стало быть, и большой пробег. Поэтому такие запаздывающие α -частицы получили название длиннопробежных. В таких тяжёлых ядрах, как $^{212}\text{Po}^*$ и $^{214}\text{Po}^*$, вылет даже длиннопробежных α -частиц после β -распада происходит не мгновенно, а за «радиоактивные» времена порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ сек. Наиболее яркие примеры испускания длиннопробежных α -частиц, запаздывание которых целиком определяется длительностью предшествующего β -распада, наблюдаются для лёгких ядер, например, ^8Li , ^8B , ^{20}Na , ^{24}Al (распады типа $^{20}\text{Na} \xrightarrow{\beta^-} ^{20}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + ^4\text{He}$), в которых высота электростатического кулоновского барьера невелика.

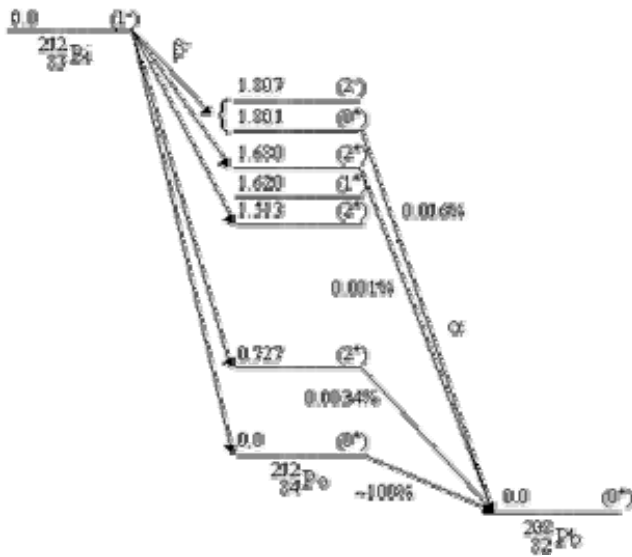


Рис. 22. Схема образования запаздывающих α -частиц.

Суть явления легко понять из Рис. 22, на котором показана схема образования запаздывающих α -частиц при β -распаде ядра ^{212}Bi . 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. Энергетически испускание запаздывающих α -частиц возможно, если энергия β -перехода Q_β превышает энергию отделения α -частицы в дочернем ядре (B_α), т.е. при $Q_\beta > B_\alpha$.

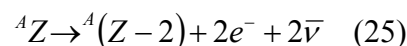
Образование в результате β -распада ядра в возбужденных состояниях увеличивает возможную энергию α -перехода. Вероятность α -распада из возбужденного состояния будет определяться конкуренцией двух процессов: α -распада и γ -распада этого возбужденного состояния. С уменьшением энергии α -частицы уменьшается вероятность туннельного эффекта, определяющего скорость α -распада.

6. ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД

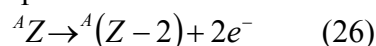
В 1934 Э.Ферми сформулировал теорию бета-распада. Уже через год М.Гепперт - Майер указала на возможность существования двойного бета-распада. Последующее развитие ядерной физики показало, что если число ядер, распадающихся по обычным каналам одиночных электронного и позитронного бета-превращений очень велико, то примеров двойного бета-распада, известных к настоящему моменту, всего несколько. В некоторых случаях, когда для четно-четных ядер невозможен бета-распад на нечетно-нечетное ядро, оказывается энергетически возможным переход с изменением Z на две единицы - двойной бета-распад. Ожидали, что у радионуклидов, распадающихся по двойному бета-распаду будут иметь очень большие периоды полураспада. Эксперимент подтвердил это предположение.

Так у изотопов ^{128}Te и ^{130}Te (их содержание в естественной смеси этого элемента 31.7% и 33.8% соответственно) вероятность двойного бета-распада очень мала, периоды полураспада $T_{1/2}(^{128}\text{Te}) = 7.7 \cdot 10^{28}$ лет, $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = 2.7 \cdot 10^{21}$ лет.

Теория предсказывает возможность двух видов двойного β -распада. Первый - обычный тип с испусканием антинейтрино:



Второй - более экзотический - безнейтринный:



На сегодняшний день достоверно установлено наличие лишь двунейтринного двойного бета-распада, допускаемого классической теорией и потому не представляющего особого интереса. Обнаружение хотя бы

одного примера безнейтринной моды будет означать необходимость пересмотра положений стандартной модели.

Пристальное внимание к этому вопросу происходит по следующим причинам:

Изучение двойного бета-распада - один из способов установления наличия или отсутствия массы покоя у нейтрино. Этот фактор весьма существенен для выбора космологического сценария эволюции нашей вселенной в отдаленном будущем, тесно сопряженного с проблемой скрытой массы, вопросом о гравитационной устойчивости скоплений галактик и рядом других. Необходимо отметить, что существование массы покоя у нейтрино необходимо для возможности нейтринных осцилляций, могущих, в частности, объяснить меньший поток солнечных электронных нейтрино, чем теоретически предсказываемый, если исходить из безмассовости этих частиц.

Исследуя безнейтринный двойной бета-распад, можно подвергнуть проверке закон сохранения лептонного заряда. Только через эту моду распада можно узнать природу массы нейтрино, если таковая имеется. Качественный вопрос об этой массе не менее важен, чем количественный. Одними из наиболее продуктивных считаются эксперименты с изотопом ^{76}Ge , схема распада которого приведена на **Рис. 23**.

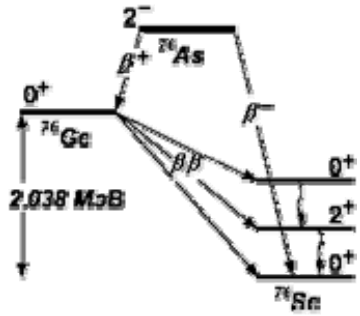
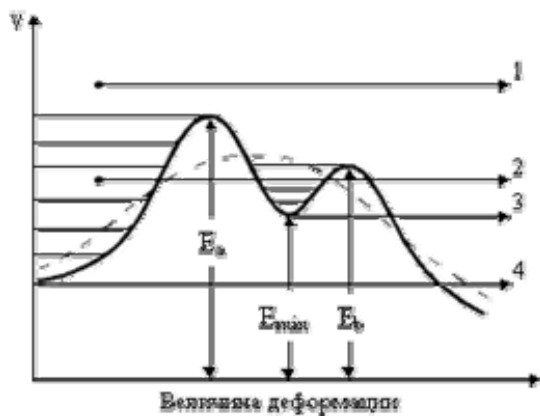


Рис. 23. Схема распада ^{76}Ge .

В 1994 была предпринята попытка обнаружения безнейтринного двойного бета распада упомянутого выше изотопа ^{130}Te . Результаты вкратце можно представить так:

1. Период полураспада изотопа по безнейтринному каналу свыше $(1.8 - 2.8) 10^{22}$ лет. Это на порядок превышает значение, полученное в ранних экспериментах.
2. Доля безнейтринного распада не более 4.4%.
3. Масса нейтрино не превышает 2 - 6 эВ.



7. ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ

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

Рис. 24. Изменение полной энергии ядра в зависимости от деформации в модели жидкой капли (штриховая кривая) и с учетом оболочечных эффектов (сплошная кривая): 1 - быстрое деление; 2 - запаздывающее деление; 3 - деление из изомерного состояния; 4 - спонтанное деление

На **Рис. 24** показано, как изменяется полная энергия ядра в зависимости от деформации в модели жидкой капли (штриховая кривая) и с учетом оболочечных эффектов (сплошная кривая). Существенным является то, что появляются две потенциальные ямы, разделенные барьером.

Рассмотрим разные случаи, приводящие к запаздывающему делению.

Энергия уровня E_i меньше энергии отделения нейтрона B_n ($E_i < B_n$). В этом случае произойдет деление ядра, так как ширина радиационных переходов в низшие свободные состояния Γ_γ значительно меньше делительной ширины Γ_f ($\Gamma_\gamma \ll \Gamma_f$).

В случае если $E_i > B_n$, то вероятность деления с уровня E_i будет определяться конкуренцией между испусканием запаздывающих нейтронов и запаздывающим делением $W_f(E_i) = \Gamma_f(E_i) / (\Gamma_\gamma(E_i) + \Gamma_f(E_i))$.

Энергия уровня E_i расположена между энергией второго барьера E_b и энергией второго минимума E_{min} . В этом случае деление происходит из состояний во второй потенциальной яме. При этом если ядро в результате β -распада сразу оказывается в состояниях второй потенциальной ямы, то вероятность запаздывающего деления будут зависеть от вероятности прохождения через барьер второй потенциальной ямы. Если ядро после β -распада оказывается в состоянии первой потенциальной ямы, то вначале оно должно в результате γ -перехода перейти в состояние второй потенциальной ямы и затем только происходит деление. В результате исследований механизма запаздывающего деления сформировалось современное представление о двугорбом барьере деления, зависимости его параметров от N и Z , существенном влиянии ядерных оболочек на энергию деформации ядра.

8. КЛАСТЕРНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Уже в рамках простой капельной модели можно показать, что с точки зрения энергетики многие тяжёлые радионуклиды способны испускать ядра, более тяжёлые, чем α -частица. Контуры значений Q , приведённые на **Рис. 25**, показывают, что многие ядра обладают положительными значениями Q относительно эмиссии иона углерода.

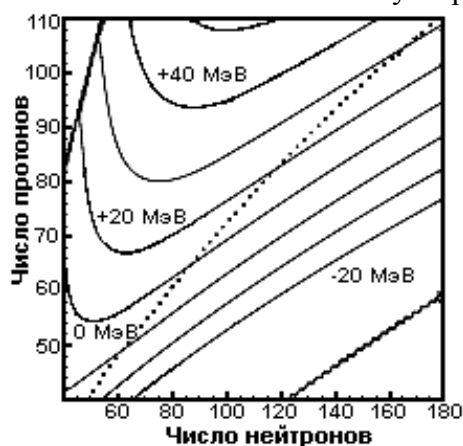
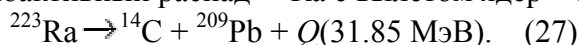


Рис. 25. Контуры значений Q для эмиссии ^{12}C ядер как функция числа протонов и нейтронов, рассчитанные по капельной модели. Пунктир – для 10 МэВ. Контурные кривые показывают линии β -стабильности.

В 1984 двумя независимо друг от друга работающими группами в Англии [H.J.Rose, G.A.Jones] и СССР [Д.В.Александров и др.] был обнаружен радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C .



Кулоновский барьер для кластерного распада весьма велик, поэтому вероятность испускания ядер ^{14}C почти на 10 порядков меньше чем вероятность испускания α -частиц. Испускания ядер ^{12}C не наблюдалось.

Спонтанный вылет ядер ^{14}C был вскоре обнаружен и для других ядер ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra . В настоящее время известно свыше 10 изотопов, для которых обнаружена кластерная радиоактивность. Наряду с испусканием ядер ^{14}C наблюдалось испускание ядер ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si .

Кластерная радиоактивность - явление самопроизвольного испускания ядрами ядерных фрагментов (кластеров) тяжелее, чем α -частица.

В **Табл. 10** приведены экспериментально наблюдаемые случаи кластерного распада. Приводятся исходные ядра, испускаемые кластеры, отношения вероятности испускания кластера к вероятности испускания α -частицы λ_c/λ_α , периоды полураспада относительно испускания кластера. Из приведенных данных видно, что отношение вероятности испускания тяжелого 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 достигать до 10^{-17} .

Табл. 10. Экспериментальные результаты по кластерному распаду

Исходное ядро	Испускаемый кластер	Энергия распада, Q , МэВ	λ_c/λ_α (отношение вероятности испускания кластера к вероятности испускания альфа-частицы)	$T_{1/2}$, годы (период полураспада относительно испускания кластера)
^{221}Fr	^{14}C	31.28	$<5 \cdot 10^{-14}$	$>2 \cdot 10^8$
^{221}Ra	^{14}C	32.39	$<1.2 \cdot 10^{-13}$	$>7.4 \cdot 10^6$
^{222}Ra	^{14}C	33.05	$(3.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-10}$ $(3.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{223}Ra	^{14}C	31.85	$(8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$ $(7.6 \pm 3.0) \cdot 10^{-10}$ $(5.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-10}$ $(4.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-10}$ $(6.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{224}Ra	^{14}C	30.54	$(4.3 \pm 1.2) \cdot 10^{-11}$	$(2.3 \pm 0.6) \cdot 10^8$
^{226}Ra	^{14}C	28.21	$(3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-11}$ $(2.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-11}$	
^{225}Ac	^{14}C	30,47	$<4 \cdot 10^{-13}$	$>7 \cdot 10^{10}$
^{231}Pa	^{23}F	51,84	$<4 \cdot 10^{-14}$	$>8 \cdot 10^{17}$
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	$(5.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$

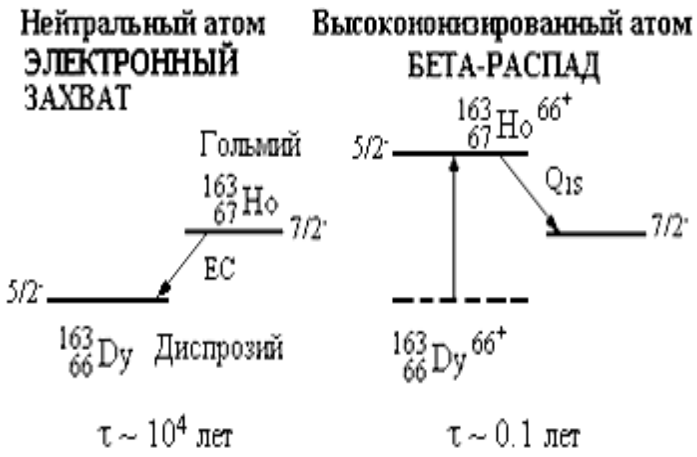
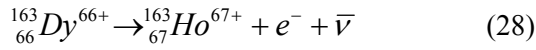
^{232}Th	^{26}Ne	55.97	$<5 \cdot 10^{-11}$	$>3 \cdot 10^{20}$
^{231}Pa	^{24}Ne	60.42	$(3.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-12}$	$(8.6 \pm 1.6) \cdot 10^{15}$
^{232}U	^{24}Ne	62.31	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-12}$	$(3.4 \pm 0.8) \cdot 10^{13}$
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne	60.50 60.85	$(7.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-13}$	
^{234}U	^{24}Ne ^{26}Ne	58.84 59.47	$(4.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$ $(3.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	
^{235}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{26}Ne	57.36 57.83 58.11	$<5 \cdot 10^{-12}$	$>1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne ^{26}Ne	55.96 56.75	$<4 \cdot 10^{-12}$	$>6 \cdot 10^{18}$
^{234}U	^{28}Mg	74.13	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $(2.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-13}$	
^{235}U	^{28}Mg	72.20	$<8 \cdot 10^{-13}$	$>9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{30}Mg	72.51	$<4 \cdot 10^{-12}$	$>6 \cdot 10^{18}$
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	$<4 \cdot 10^{-14}$	$>5 \cdot 10^{19}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$\sim 2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{28}Mg ^{30}Mg	75.93 77.03	$(5.6^{+4.4}_{-2.5}) \cdot 10^{-17}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
	^{32}Si	91.21	$(1.4^{+0.6}_{-0.4}) \cdot 10^{-16}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$<1.3 \cdot 10^{-13}$	$>5 \cdot 10^{16}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$<5 \cdot 10^{-15}$ $<3 \cdot 10^{-12}$ $<4.2 \cdot 10^{-13}$ $<7.4 \cdot 10^{-16}$	$>9 \cdot 10^{16}$ $>1.4 \cdot 10^{14}$ $>1.0 \cdot 10^{15}$ $>5.8 \cdot 10^{17}$

Таким образом, очень большой избыток нейтронов в некоторых ядрах способствует эмиссии лёгких нуклидов, обогащенных нейтронами.

9. БЕТА-РАСПАД ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗИРОВАННОГО АТОМА

Накопители тяжелых ионов открывают принципиально новые возможности в исследовании свойств экзотических ядер. В частности, они позволяют накапливать и в течение длительного времени использовать полностью ионизованные атомы – «голые» ядра. Таким образом, становится возможным исследовать свойства атомных ядер, избавленных от кулоновского воздействия внешней электронной оболочки.

Необычный распад был впервые обнаружен в 1992 году. Речь идёт о β^- -распаде полностью ионизированного атома на связанные атомные состояния. Ядро диспрозия, ^{163}Dy , на $N-Z$ диаграмме атомных ядер помечено черным цветом. Это означает, что оно является стабильным ядром. Действительно, входя в состав нейтрального атома, ядро ^{163}Dy стабильно. Его основное состояние ($5/2^+$) может заселяться в результате e -захвата из основного состояния ($7/2^+$) ядра гольмия, ^{163}Ho . Ядро ^{163}Ho , окруженное электронной оболочкой, β -радиоактивно и его период полураспада составляет $\sim 10^4$ лет. Однако это справедливо только если рассматривать ядро в окружении электронной оболочки. Для полностью ионизированных атомов картина принципиально другая. Теперь основное состояние ядра ^{163}Dy оказывается по энергии выше основного состояния ядра ^{163}Ho и открывается возможность для распада ^{163}Dy (Рис. 26). Процесс эквивалентен электронному захвату



Образующийся в результате распада электрон может быть захвачен на вакантную K или L -оболочку иона ${}^{163}_{67}\text{Ho}^{67+}$. В результате распад диспрозия-163 можно записать в виде

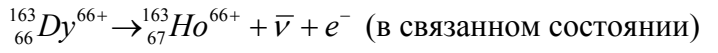


Рис. 26. Схема β -распада полностью ионизованного ${}^{163}\text{Dy}$.