Профессор И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 8. ВИДЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

В настоящее время известно много процессов, происходящих самопроизвольно, спонтанно. Эти процессы называются радиоактивными, т.к. они протекают по законам радиоактивного распада. К числу радиоактивных процессов относятся α-распад, β-распад (включая электронный захват), γ-излучение, спонтанное деление тяжёлых ядер, испускание запаздывающих нейтронов и протонов, кластерный распад и т.п.

В данной лекции мы рассмотрим альфа- и бета- распад и ядерную изомерию. Другие виды радиоактивных превращений будут проанализированы в следующей лекции.

1. РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД И ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализируя проникающую способность радиоактивного излучения урана, Э. Резерфорд обнаружил две составляющие этого излучения: менее проникающую, названную α-излучением, и более проникающую, названную β-излучением. Третья составляющая урановой радиации, самая проникающая из всех, была открыта в 1900 году П.Виллардом и названа по аналогии с резерфордовским рядом γ-излучением. Резерфорд и его сотрудники показали, что радиоактивность связана с распадом атомов (значительно позже стало ясно,



что речь идет о распаде атомных ядер), сопровождающимся выбросом из них определенного типа излучений.

Рис. 1а. Радиоактивное излучение в магнитном поле

Позднее было показано, что α -излучение представляет собой поток ядер гелия ⁴He, а β -излучение состоит из электронов. Наконец, γ - излучение оказывается родственником светового и рентгеновского излучений и является потоком высокочастотных электромагнитных квантов, испускаемых атомными ядрами при переходе из возбужденных в более низколежащие состояния. Гамма-лучи представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и

вследствие этого – ярко выраженными корпускулярными свойствами.

Эти три вида радиоактивных излучений сильно отличаются друг от друга по способности ионизировать атомы вещества и, следовательно, по проникающей способности. Наименьшей проникающей способностью обладает α-излучение. В воздухе при нормальных условиях α-лучи проходят путь в несколько сантиметров. β-лучи гораздо меньше поглощаются веществом. Они способны пройти через слой алюминия толщиной в несколько миллиметров. Наибольшей проникающей способностью обладают γ-лучи (проходят через слой свинца толщиной 5–10 см).





В Табл. 1 представлена история открытия различных видов радиоактивного распада.



Рис. 2. Плоские пучки α-лучей от источника малых размеров. а) Источник – 210 Po, одна группа α-лучей; б) источник 227 Th, две группы с близкими по длине пробегами; в) источник – 215 Bi+ 211 Po, видны две α-частицы 207 Tl; источник – 228 Th с дочерними продуктами 224 Ra, 232 Th, 216 Po, 212 Po+ 212 Bi (6 групп).

Некоторые сведения по истории открытия радиоактивности, связанной с запаздывающими частицами приведены в **Табл.2**. **Табл. 3** иллюстрирует свойства некоторых типов радиоактивного распада, включая электронный захват, ЭЗ, и внутреннюю конверсию, ВК.

Табл. 1. История открытия различных видов радиоактивности

Тип радиоактивности ядер	Вид обнаруженного излучения	Год открытия	Авторы открытия		
Радиоактивность атомных ядер	Излучение	1896	А. Беккерель		
Альфа-распад	⁴ He	1898	Э. Резерфорд		
Бета-распад	e	1898	Э. Резерфорд		
Гамма-распад	ү-Квант	1900	П. Виллард		
Спонтанное деление ядер	Два осколка	1940	Г.Н.Флеров, К.А.Петржак		
Протонный распад	p	1982	3. Хофман и др.		
Кластерный распад	¹⁴ C	1984	Х. Роуз, Г. Джонс; Д.В.Александров и др.		

Табл. 2. Испускание запаздывающих частиц

Тип распада	Первооткрыватель
Запаздывающие з-частицы	Rutherford E., Wood A.B. 1916
Запаздывающие нейтроны	Roberts R.B., Meyer R.C., Wang P., 1939
Запаздывающие протоны	Карнаухов В.А. и др., 1963
Запаздывающее деление	Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. 1966
Запаздывающее испускание двух нейтронов	Azuma R.E. и др., 1979
Запаздывающее испускание трех нейтронов	Azuma R.E. и др., 1980
Запаздывающее испускание двух протонов	Cable М.D. и др., 1983
Запаздывающие тритоны	Франция, 1984

2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Различают следующие основные типы самопроизвольных превращений ядер атомов: α -распад, β -распад, β^+ -распад, захват электрона, изомерный переход, испускание нейтрона и спонтанное (самопроизвольное) деление.

Табл. 3. Характеристики радиоактивного распада

Тип рас- пада	Испускаемая частица	ΔZ	ΔN	ΔA	Типичные энергии испускаемых частиц, МэВ	Пример	Последствия
α β β Э3	⁴ He ²⁺ e [*] , V _e e ⁺ , V _e V _e	-2 +1 -1 -1	-2 -1 +1 +1	-4 0 0	$4 \le E_{0,} \le 10$ $0 \le E_{\beta} \le 2$ $0 \le E_{\gamma} \le 2$ $0 \le E_{\gamma} \le 2$	$^{238}U\rightarrow^{234}Th+\alpha$ $^{14}C\rightarrow^{14}N+\beta+V_{e}$ $^{22}Na\rightarrow^{22}Ne+\beta+V_{e}$ $e^{+2^{207}Bi}\rightarrow^{207}Pb+V_{e}$	Z>83 N/Z>(N/Z) _{стаб} (N/Z)<(N/Z) _{стаб} ; лёгкое япро (N/Z)<(N/Z) _{стаб} ; тяжёлое япро
ү ВК	Фотон Электрон	0	0	0	0,1≤E,≤2 0,1≤E _e ≤2	°°Ni→°°Ni+γ ¹2⁵Sb*→¹²⁵Sb+e`	Возбуждённое ядро Случан, где 7- эмиссия подавлена

2.1 Альфа-распад

2.1.1 Основные особенности

Альфа-распад (α - распад) – вид радиоактивного распада атомных ядер, когда испускается альфа-частица, заряд



ядра уменьшается на 2 единицы, массовое число – на 4. *а* **- радиоактивность** (альфа-излучение) - поток альфачастиц, испускаемых при радиоактивном распаде элементов тяжелее свинца или образующихся в ходе ядерных реакций. Альфа-излучение обладает малой проникающей способностью (несколько сантиметров в воздухе и миллиметры в биологической ткани).

Рис. 3. Схематическое изображение α-распада.

Альфа частица - ядро гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов. Имеет статический электрический заряд равный +2, ее массовое число равно 4.

Рис. 4. Плоские пучки лучей от точечного источника; на рисунке справа видно несколько лучей, возникающих в воздухе вследствие присутствия в нём следов радона. а) α -лучи полония; б) α -лучи ²¹⁸Ро и ²¹⁴Ро.

α-Распад (т.е. испускание ионов гелия, $_{2}^{2}$ He²⁺) характерен для радиоактивных элементов с большим атомным номером *Z* (элементы с Z>83, как правило, α-радиоактивны). Испускаемые α-частицы – моно энергетические. Главными характеристиками α-радиоактивных ядер и испускаемых ими α-частиц являются период полураспада *T*_{1/2}, кинетическая энергия *E*_α и пробег *R*.

Альфа-распадом называется 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 $\frac{4}{2}He^{2+}$.

Энергии испускаемых частицы варьируются от 1.8 МэВ (144 Nd) до11.6 МэВ (212 Po^m), причём период полураспада 144 Nd в 5*10²⁹ раз больше такового для 212 Po^m.

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

$$\alpha - pacnad \begin{cases} Z \to Z - 2 \\ A \to A - 4 \end{cases}$$
(1)

В более полном виде

$${}^{A}_{Z}(Z)_{N} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}(X)^{2-}_{N-2} + {}^{4}_{2}He^{2+}_{2} + Q_{\alpha}$$
(2)

где Q_{α} - энергия α-распада, величина положительная, т.к. процесс экзотермический.

Рис. 5. Формальная схема α-распада.





Примерами α - распада могут служить распад изотопа урана - 238: $^{238}_{92}U \rightarrow ^{234}_{90}Th + ^{4}_{2}He$ (3)

(при этом распаде ядро тория и альфа - 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, по своим химическим свойствам занимает в периодической системе элементов место на две группы левее исходного элемента.



Рис. 6. Альфа-частицы в камере Вильсона. Некоторые треки имеют излом в конце пути, что связано с соударением α-частицы с атомным ядром. Такие соударения наиболее вероятны в конце трека, где альфа-частица теряет энергию.

По энергии излучений, испускаемых при радиоактивном распаде, можно судить об энергетических уровнях ядер. Поэтому радиоактивные процессы часто изображают в виде схем распада, на которых горизонтальными линиями отмечаются уровни энергии исходного и конечного ядер, а стрелками - характер

и направление ядерного перехода. Около стрелок указывается энергия испускаемого излучения в МэВ. На схемах распада указывают символы распадающегося и образующегося изотопов и периоды полураспада радиоактивных ядер. Большинство радиоактивных изотопов имеет сложные схемы распада. В таких случаях на схемах указывают процент данного вида излучения по отношению к общему числу переходов. α-Распад изображают жирной (или двойной) стрелкой, направленной влево.

Энергетическое состояние системы отмечается горизонтальной линией, высота расположения которой характеризует значение энергии в мегаэлектронвольтах. Поскольку полная энергия ядра очень велика, а процессе α -распада освобождается лишь ничтожная её часть, то для удобства за нуль энергии принимается сумма энергий покоя ядра-продукта и α -частицы. На **Рис.** изображена упрощенная схема α -распада ²¹²Bi. Верхний уровень равен $\Delta E_{\alpha} = |\varepsilon| = 6,203 M \Im B$ и соответствует энергетическому состоянию ядра ²¹²Bi до α -распада. Нижний уровень энергии равен нулю и соответствует энергетическому состоянию системы, состоящей из дочернего ядра и α -частицы (с нулевыми кинетическими энергиями). При этом около нулевого уровня проставляется только индекс дочернего ядра ²⁰⁸Tl, а принадлежность к нему α -частицы отмечается стрелкой, идущей с верхнего уровня налево вниз. На стрелке обычно указывается энергия испускаемой α -частицы.



Рис. 7. Длиннопробежные лучи, испускаемые ²¹²Bi+²¹²Po. Группа 11,5 см. а) распространение лучей в воздухе; б) Распространение лучей в CO₂.

Кинетическая энергия α -частиц при α -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 увеличенной энергией называются длиннопробежными). Однако во всех случаях энергия α-распада продолжает быть однозначно связана с разностью масс и уровнями возбуждения исходного и конечного ядер, а потому спектр испускаемых α-6.203 мэв _______ ²¹²Ві частиц всегда является не сплошным, а линейчатым.

Еα=6,036 МэВ

Рис. 8. Упрощенная схема α -распада природного изотопа ²¹²Ві.

Альфа-радиоактивность за редким исключением (например, ⁸Be) не встречается среди легких и средних ядер. Подавляющее большинство альфарадиоактивных изотопов (более 200) расположены в периодической системе в

основном за свинцом. Это связано с тем, что α-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое

возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа A.

Можно выделить две важных особенности α -распада. 1) Энергии испускаемых частиц увеличиваются с увеличение атомного веса материнского нуклида, но при этом всегда кинетическая энергия испускаемой частицы - меньше чем Кулоновский барьер, для обратной реакции между α -частицей и дочерним ядром. 2) Все ядра с массовыми числами больше 150 термодинамически неустойчивы к α -эмиссии (Q_{α} положительна), но доминирующая эмиссия в виде α - распада характерна для самых тяжелых ядер (начиная с 210).

Известно свыше 300 α -активных ядер, большинство из которых получено искусственно. В основном они сосредоточены в области транссвинцовых ядер с Z>82. Имеется группа α -активных ядер в области редкоземельных элементов (A=140-160), а также небольшая группа в промежутке между редкоземельными и

тяжелыми ядрами. В ядерных реакциях с тяжелыми ионами синтезированы несколько альфа-излучающих нейтронно-дефицитных ядер с *A*~110.

Рис. 9. Схема распада природного изотопа 230 Th, как пример сложного варианта α распада, сопровождаемого γ -распадом.

В естественных условиях на Земле существует около 40 альфарадиоактивных 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 с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распасться

за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который начинается с ²³⁷Np (A = 4n+1). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и нейтронов (Z=82, N=126) соответственно ²⁰⁸Pb, ²⁰⁶Pb, ²⁰⁷Pb, ²⁰⁹Bi. α -распады перемежаются бета-распадами, так как при α -распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии β -стабильности, т.е. перегружены нейтронами. При уменьшении массового числа для β -стабильных ядер отношение количества нейтронов и протонов должно уменьшаться.

Наблюдаемые времена жизни α-активных ядер лежат в пределах от 10¹⁷ лет (²⁰⁴Pb) до 3*10⁻⁷ с (²¹²Po). Долгоживущими являются нуклиды ¹⁴²Ce, ¹⁴⁴Ne, ¹⁷⁴Hf, периоды полураспада которых составляют (2 - 5)*10¹⁵



·104 лет

4,432(76,3%)

4,365 (23,4 %) 4,217 (4,217 %**)**

4,182 (0,07%)

²³⁰ Th

²²⁶ Ra

лет.

Рис. 10. α- Спектр изотопов плутония.

Кинетические энергии α-частиц изменяются от 1,83 МэВ (¹⁴⁴Nd) до 11,65 МэВ (изомер ^{212m}Po). Энергия α-частиц, испускаемых тяжелыми ядрами из основных состояний, составляет 4 - 9 МэВ, ядрами редкоземельных элементов 2 - 4.5 МэВ. Обращает на себя внимание сравнительная узость границ возможных значений энергии α-частиц радиоактивных элементов. Энергия α-частиц

двухсот α-радиоактивных ядер заключена в пределах 4 – МэВ, среднее значение 6 МэВ.

Пробег альфа-частицы с типичной энергией E_{α} =6 МэВ составляет ~5 см в воздухе при нормальных условиях и ~0,05 мм в Al. В первом приближении пробег α -частиц в воздухе связан с её энергией степенной функцией вида:

$$R \operatorname{cm} \approx 0.3 E_{\alpha}^{3/2} \operatorname{MBB}.$$
 (5)

Спектр альфа-частиц, возникающих при распаде материнского ядра, представляет ряд моноэнергетических линий, соответствующих переходам на различные уровни дочернего ядра (заметная ширина линий спектра **Рис. 10** связана с искажающим действием детектора излучения).

Радиоактивное вещество может испускать α-частицы с несколькими дискретными значениями энергий. Это объясняется тем, что ядра могут находиться в разных возбужденных состояниях. В одном из таких возбужденных состояний может оказаться дочернее ядро при α-распаде. При последующем переходе этого ядра в основное состояние испускается γ-квант. α-распад ядер во многих случаях сопровождается γ-излучением.

Характерным 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 ($T_{1/2}$) меняются на многие порядки. Так у ²³²Th $E_{\alpha} = 4.08$ MэB, $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$ лет, а у ²¹⁸Th E_{α} =9.85 MэB, $T_{1/2} = 10$ мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение в периоде полураспада на 24 порядка.

Рис. 11. Связь между периодами полураспада членов природных радиоактивных семейств и энергией *α*-частиц.

В 1911 Г.Гейгер и Дж.Неттол установили, что для всех α радиоактивных элементов трёх природных радиоактивных семейств постоянная распада $\lambda \alpha$ -радиоактивного ядра и пробег R_{α} испускаемой им α -частицы связаны соотношением

$$\lg \lambda = A \lg R_{\alpha} + B$$
, (6)

где постоянная A одинакова для всех трёх семейств, постоянные B отличаются одна от другой на 5%.

<u>Замечание.</u> Эмпирический закон Гейгера-Неттола был теоретически обоснован в 1928 Г.Гамовым (и независимо от него Г. Герни и Э. Кондоном) при квантовомеханическом рассмотрении процесса *α*-распада, происходящего путём туннельного перехода.

Так как пробег и энергия α-частицы связаны степенной функцией, то закон Гейгера-Нетолла может быть записан в другой форме:

$$\lg \lambda = A' \lg E_{\alpha} + B',$$
 (7)

где *A*' и *B*' сходны с *A* и *B*.

На Рис. 12 закон Гейгера-Неттола изображён графически. В логарифмических координатах он приблизительно передаётся тремя параллельными прямыми. Прямая I соответствует семейству урана-238, II – семейству тория, III – семейству урана-235. Значение закона Гейгера-Неттолла заключается в том, что с его помощью могут быть определены постоянные распада таких ядер, для которых неприменим непосредственный метод определения периода полураспада (например, для длинно-пробежных α-частиц).

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

$$\lg T_{1/2} = \frac{B}{\sqrt{E\alpha}} - A, \qquad (8)$$

где A и B - константы слабо зависящие от Z (Табл.4).

Табл. 4. Параметры в законе Гейгера-Неттола

Z+2 (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z
84	129,35	49,9229
86	137,46	52,4597
88	139,17	52,1476
90	144,19	53,2644
92	147,49	53,65
94	146,23	52,0899
96	152,44	53,6825
98	152,86	52,9506

Эффективная величина $E_{3\phi} = E + 6.5 \times 10^{-5} Z^{7/5}$ МэВ учитывает экранирующий эффект электронов.

Распространённость α -радиоактивности в значительной мере определяется именно сильной зависимостью времени жизни таких ядер от энергии их распада. Мало того, чтобы энергия была положительной, нужно чтобы период полураспада лежал в пределах 10^{-12} сек $< T_{1/2} < 10^{16}$ лет, из которых нижний предел связан с самим определением радиоактивности, а верхний – с условием наблюдаемости распада (при $T_{1/2}=10^{16}$ лет активность 1 г изотопа с A=200 составляет всего1,8*10⁻¹² кюри).

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 двупротонной радиоактивности, а потому α -радиоактивность здесь, как правило, не наблюдается (в этой области изотопов единственное ядро, неустойчивое к α -распаду из основного состояния, ⁸Ве, живёт всего 10⁻¹⁵ сек). Среди изотопов же 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, которым заканчивается заполнение протонной ядерной оболочки с Z=82. Имеется также около 20 α -радиоактивных изотопов редкоземельных элементов. Здесь α -распад наиболее характерен для ядер с N=84, которые при испускании α -частиц превращаются в ядра с заполненной нейтронной оболочкой (N=82). Времена жизни α -активных ядер колеблются в очень широких пределах: от 3*10⁻⁷ сек (для ²¹²Po) до (2-5)*10¹⁵ лет (природные изотопы ¹⁴²Ce, ¹⁴⁴Nd, ¹⁷⁴Hf). Энергия наблюдаемого α -распада лежит в пределах 4-9 МэВ (за исключением длиннопробежных α -частиц) для всех тяжёлых ядер и 2 – 4,5 МэВ для редкоземельных элементов. Энергия α -частиц растёт с ростом Z ядра. Сводка данных об энергиях α -распада α -радиоактивных изотопов элементов представлена на **Рис.13**.

Рис. 12. Некоторые графические представления правила Гейгера-Неттола: а - Зависимость между постоянной распада и длиной пробега для трёх природных радиоактивных рядов; б - Закон Гейгера-Неттола для всей совокупности α-излучающих ядер (зависимость логарифмов периодов полураспада от энергии альфа-частиц, сплошные кривые рассчитаны по капельной модели ядра); в - Зависимость периодов полураспада от энергии альфараспада (двойной логарифмический масштаб).

Рис.13. Зависимость энергии α-распада изотопов элементов от массового числа.

3начения *Q*_α обычно увеличиваются с увеличением атомного номера, но вмешательство магических и дважды магических ядер нарушают это правило (**Рис. 13**). Например, кинетическая энергия α-частиц при распаде изотопов урана - обычно 4 - 5 МэВ, а для калифорния – 6 МэВ, изотопов резерфордия 8 МэВ. Однако, кинетическая энергия от распада ²¹²₈₄Ро к дважды магическому дочернему - ²⁰⁸₈₂Pb - 8.78 МэВ. Острые пики вблизи *A*=214 вызваны такими же эффектами. При распаде ²¹²₈₄Po с испусканием α-частиц, продукт распада является дважды магическим - ²⁰⁸₈₂Pb (т.е. очень стабильным) и распад сопровождается большим выделением энергии. α-Распад ²¹¹Pb и ²¹³Po не приводит к таким большим

и распад сопровождается большим выделением энергии. α -Распад ²¹¹Pb и ²¹³Po не приводит к таким большим Q_{α} поскольку продукт не является дважды магическим. Аналогично, присутствие 82 нейтронов у редкоземельных элементов, приводит к увеличению Q_{α} , допускающему большие периоды полураспада для

ядер с $N \approx 84$. Также встречаются короткоживущие α-излучатели вблизи дважды магического ¹⁰⁰Sn, например ¹⁰⁷Te, ¹⁰⁸Te и ¹¹¹Xe. Для набора изотопов одного элемента (т.е. ядер с постоянным атомным номером), энергия распада обычно уменьшается с увеличением массового числа). Эта закономерность справедлива при A > 215 и A < 209 и нарушается при промежуточных значениях массового числа (**Рис. 13**).

Обычно ядра испускают α -частицы не с одной, а с несколькими близкими значениями кинетической энергии. Пример - ядро ₈₃²¹²Bi (**Рис. 14**). Наибольшее число линий тонкой структуры встречается у α -спектров таких изотопов, дочерние ядра которых обладают ярко выраженной несферичностью, и что при прочих равных условиях α -частицы с меньшей энергией испускаются с меньшей интенсивностью. Существуют два случая α -распада, интересные тем, что ядра ₈₄²¹²Po и ₈₄²¹⁴Po наряду с основной группой α -частиц испускают очень небольшое количество так называемых длиннопробежных α -частиц с большой энергией.

2.1.2. Энергетическое рассмотрение α-распада

Мерой прочности, устойчивости ядра относительно разделения его на какие-либо составные части является величина энергии связи ядра относительно этих частей. Чем больше энергия связи, тем труднее произвести разделение. Если энергия связи отрицательна, ядро может разделиться самостоятельно, причём этот процесс будет сопровождаться выделением энергии, равной модулю энергии связи. В соответствии с этим условие энергетической возможности α-распада записывается следующим образом:

$$\varepsilon_{\alpha} = [M(A-4, Z-2) + M({}_{2}^{4}\text{He}) - M(A,Z)]c^{2} < 0$$
(9)
$$M(A,Z) > M(A-4, Z-2) + M({}_{2}^{4}\text{He}).$$
(10)

Масса (энергия) исходного ядра должна быть больше суммы масс (энергий) ядра-продукта и αчастицы. Избыток энергии исходного ядра выделяется при α-распаде ядра в виде кинетической энергии. Энергия, выделившаяся при α-распаде

$$E = [M_A - M_{A-4} - M_{\alpha}]c^2 = E_{\alpha} + E_{\text{sgpa}}$$
(11)

где M_A и M_{A-4} - массы материнского и дочернего ядер, M_{α} , - масса альфа-частицы. Энергия *E* делится между альфа-частицей и дочерним ядром таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса

$$\vec{P}_{\alpha} + \vec{P}_{sopa} = \vec{P}(A, Z).$$
(12)

Рис. 14. Зависимость энергии связи от атомного веса нуклида.

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

$$E_{\alpha} = E \frac{M_{\partial o'u. \pi \partial pa}}{M_{A}} \qquad (13)$$

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.

<u>Пример 1.</u> Природный изотоп ²³⁸U (дефект масс +47,3070 МэВ распадается путём α -миссии на ²³⁴Th (дефект масс +40,612) с выделением тепла Q_{α} =47,3070-(40,612+2,4249)=4,270 МэВ. Кинетическая энергия отдачи ²³⁴Th 0,07 МэВ.

Тогда энергия
$$\alpha$$
-частиц $E_{\alpha} = \frac{234}{238}Q_{\alpha} = 4,198$ *МэВ*.

<u>Пример 2.</u> При α -распаде ₈₃²¹²Ві энергия α -частиц равна 6,086 МэВ. Энергия, уносимая дочерним ядром (энергия отдачи): $E_{\rm ядра}$ =6,086·4/208=0,117 МэВ, а полная кинетическая энергия ΔE_{α} , выделяемая при α -распаде, равна ΔE_{α} =6,086+0,117=6,203 МэВ.

Рис. 15. Полная схема распада ²¹²Ві.

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

 $E = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_{\alpha}) c^{2} + E_{i}^{*} - E_{i}^{*}, \quad (14)$

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

Энергетическое состояние атомного ядра, соответствующее максимальному значению его массы покоя, называют основным состоянием. Все остальные энергетические состояния ядра называются возбуждёнными. Возбуждённое состояние отличается от основного не только значением энергии ядра, но и другими параметрами. Так, пин и магнитный момент атомного ядра определяются спинами и орбитальными моментами нуклонов, и, следовательно, они зависят от характера движения нуклонов внутри ядра. То же соображение относится и к другим характеристикам атомного ядра. Поэтому полная характеристика какоголибо энергетического состояния (уровня) ядра, кроме значения энергии, включает в себя также и значения момента количества движения (спина для основного состояния), чётности и др.

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 длинно-пробежных α-частиц. На **Рис. 16** приведена энергетическая схема, иллюстрирующая возникновение тонкой структуры α-спектра ядра ²¹²Ві. Здесь наряду с основным энергетическим состоянием конечного ядра, имеющим (с учётом энергии покоя α-частицы) нулевое значение энергии, изображены пять возбужденных состояний с энергиями, равными соответственно: 0,040; 0,327; 0,492 и 0,617 МэВ. Если, например, α-распад

сопровождается образованием конечного ядра в четвёртом возбуждённом состоянии, то выделяющаяся при этом кинетическая энергия равна ΔE_{α} 4=6,203-0,492=5,711 МэВ.

Рис. 16. Схема последовательного распада ²¹²Bi – ²¹²Po – ²⁰²Pb.

При этом на долю α-частицы приходятся:

$$E_{\alpha 4} = \Delta E_{\alpha} \frac{M_{\alpha}}{M_{g} + M_{\alpha}} = 5,711 \frac{208}{212} = 5,603 \text{ M} \Rightarrow B. (15)$$

Аналогично получаются энергии и других α-частиц из спектра тонкой структуры.

аоо Правильность рассмотренной схемы возникновения тонкой структуры подтверждается опытами по регистрации γ -излучения, сопровождающего α -распад. Оказалось, что энергия этих γ -лучей в точности совпадает с разностью энергетических состояний конечного ядра. Например, для γ -лучей, сопровождающих α -распад ²¹²Bi, были зарегистрированы следующие значения энергии: 0,040; 0,287; 0,327; 0,433; 0,452 и 0,473 МэВ. Все они могут быть получены в результате вычитания энергии одного уровня конечного ядра из другого. Это означает, что γ -лучи, сопровождающие α -распад, испускаются в результате перехода конечного ядра из какого либо возбуждённого состояния в основное или менее возбуждённое. Некоторые линии тонкой структуры α -спектра отличаются очень слабой интенсивностью. Например, в спектре ²¹²Bi α -частиц с энергией 5,622 МэВ только 0,15%, а с энергией 5,481 МэВ – 0,016%.

Тонкая структура α-спектров встречается довольно часто. Наибольшее число линий тонкой структуры наблюдается у α-спектров, соответствующим переходам на возбуждённые уровни несферических ядер, т.к. такие ядра имеются уровни с небольшой энергией возбуждения, связанные с вращением ядра. А переходы именно на такие уровни (расположенные в близи от основного состояния ядра) и порождают α-частицы с близкими энергиями, которые в соответствии с законом Гейгера-Неттола должны испускаться со сравнимыми вероятностями.

На Рис. 16 изображена схема испускания длиннопробежных α -частиц ядром ²¹²Po. Это ядро образуется в результате β -распада ядра ²¹²Bi, причём в зависимости от характера β -перехода оно может образоваться либо в основном, либо в возбуждённом состоянии. α -частицы, испускаемые с возбуждённых состояний ядра ²¹²Po и являются длиннопробежными. На первый взгляд кажется непонятной чрезвычайно низкая (10⁻³%) интенсивность длиннопробежных α -частиц. Она совершенно не согласуется с относительно высокой (1-10%) долей β -переходов на соответствующие возбуждённые состояния ядра. Дело в том, что снятие возбуждения в ядре происходит двумя переходами: испусканием либо длиннопробежной α -частицы, либо - γ -квантов, причём вероятность второго процесса значительно больше первого, так что

соответствующие им постоянные распада находятся в соотношении λ_{αдл} << λ_γ. Условия для возможности испускания длиннопробежных α-частиц возникают у многих ядер, образующихся в результате β-распада в возбуждённых состояниях. Однако обычно вероятность испускания у-кванта настолько велика по сравнению с испусканием α -частицы из возбуждённого состояния, что обнаружить длиннопробежные α -частицы не удаётся.

Некоторые из рассмотренных закономерностей α-распада могут быть объяснены с помощью капельной модели ядра. Сюда относится одна из закономерностей α-распада, согласно которой αрадиоактивность, как правило, проявляется только у последних элементов периодической системы и кинетическая энергия α-частиц растёт с увеличением Ζ. Однако выводы из капельной модели не могут претендовать на большую точность. В частности, из существования а-радиоактивных ядер среди редкоземельных элементов (Z=62) следует, что капельная модель даёт завышенное значение теоретической границы α-распада.

Рис. 17. Зависимость энергии α-распада от атомного номера нуклида.

Расчёт, сделанный для наиболее β-устойчивых изобар, показывает, что $\Delta E_{\alpha} > 0$ для всех тяжёлых ядер, начиная с редкоземельных элементов, причём кривая изменения ΔE_{α} с массовым числом A имеет два максимума: при А≈145 и А≈212 (Рис. 17). Первый из них соответствует дочерним

ядрам, содержащим 82 нейтрона, а второй – 82 протона. В обоих случаях соответствующие ядра отличаются особой устойчивостью (особенно малой массой) вследствие чего α-переход на них сопровождается освобождением большой энергии. Особенности кривой на Рис. 17 объясняют существование практической границы α-распада ядер тяжёлых ядер при Z=82, наличие α-радиоактивности среди редкоземельных ядер, наличие длинно-пробежных α-частиц у двух изотопов полония и существование нижней границы для возможных значений кинетической энергии α-частиц.

Другая экспериментальная закономерность – уменьшение энергии а-частиц различных изотопов одного и того же элемента с ростом массового числа – так же объясняется при помощи капельной модели ядра. Если построить производную $\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial A}\right)_{Z}$, то для A и Z, соответствующих α -радиоактивных ядрам, то получается $\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial A}\right)_{Z}$ <0, и, следовательно, кинетическая энергия α -частиц разных изотопов одного и того же

элемента убывает с ростом A. Отступление от этой закономерности в области 209<A<215 не объясняется капельной моделью ядра. Это отступление проявляется в районе таких ядер, которые содержат 126 нейтронов, а число 126 так же как и число 82 («магические числа»), обладает особыми свойствами в модели ядерных оболочек.

2.1.3 Механизм α-распада

Прежде всего напомним об одной странности *α*-распада: энергия «прямого» процесса – распада в испусканием α-частицы намного меньше энергии «обратного» процесса – синтеза того же материнского нуклида из его же дочернего ядра и α-частицы. Связано это с наличием Кулоновского барьера.

Электростатический (Кулоновский) потенциал между двумя заряженными ядрами:

$$V_C = \frac{2Z}{R} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0},\qquad(16)$$

где Z – атомный номер дочернего элемента и R – расстояние между центрами двух ядер. Согласно грубой оценки, $e^{2/4}\pi\epsilon=1.440$ МэВ·фм, а $R=1.2(A^{1/3}+4^{1/3})$ фм, где A – массовое число продукта распада. Тогда для распада ²³⁸U имеем:

$$V_{C} = \frac{(2)(90)(1.440 \ M \ni B \cdot fm)}{1.2(234^{1/3} + 4^{1/3})fm} \approx \frac{259 \cdot fm}{9.3 \ fm} = 28 \ M \ni B$$
(17)

Полученная величина в 6-7 раз больше энергии распада. Такое соотношение между кулоновским барьером и энергией распада типично для процессов α-распада. Учтя большое различие между кулоновским барьером и наблюдаемой энергией распада, можно понять обе особенности: увеличение энергии распада с

увеличением атомного номера Z и уменьшение кинетической энергии с увеличением массы для изотопов одного элемента. Кулоновский потенциал, т.е. высокий ядерный заряд ускоряет освобождение продуктов, а большая масса позволяет дочернему ядру и α-частице начинать разлёт.

<u>Пример.</u> Рассчитаем значение Q_{α} , кинетическую энергию E_{α} , кулоновский барьер V_c для первой ветви распада ²¹²Ро на основное состояние ²⁰⁸Pb. Решая с учётом табулированного дефекта масс, получим Q_{α} =-10,381-(-21,759+2,4249)=8,953 МэВ

$$E_{\alpha} = \frac{208}{212}Q = 8,784$$
 M₃B

И

$$V_C = \frac{(2)(84)(1,440MeV \cdot fm)}{1,2(208^{1/3} + 4^{1/3})fm} \approx 27 MeV$$

Материнский ²¹²Ро также с вероятностью 1% распадается на первое возбуждённое состояние с энергией возбуждения 2,6146 МэВ. Какова в том случае энергия α-частиц?

 $Q_{\alpha} = 8,953 - 2,6146 = 6,339 \text{ M} \Rightarrow B$ $E_{\alpha} = \frac{208}{212} \cdot 6,1339 = 6,22 \text{ M} \Rightarrow B$

Энергетическое рассмотрение α -распада позволило объяснить многие закономерности этого процесса. Непонятной осталась только природа закона Гейгера-Неттола, который никак не следует из энергетической схемы α -распада. Согласно энергетической схеме, α -распад становится возможным в том случае, когда $\varepsilon_{\alpha} < 0$, т.е. когда энергия исходного ядра больше суммы энергий ядра продукта и α -частицы. Но если это так, то почему α -распад не происходит мгновенно (т.е. за время $\tau \approx R/v$, где *R*-радиус ядра, а v – скорость α -частицы)? Ответ на этот вопрос был получен после опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц на тяжёлых ядрах и интерпретации его результатов Гамовым, Генри и Кондоном.

Эти эксперименты показали, что кривая зависимости потенциальной энергии ядра от расстояния (**Рис. 18**) имеет максимум при $r=r_0$, где r_0 – радиус ядра, который называется кулоновским потенциальным барьером. Поэтому нет ничего удивительного в том, что α -распад происходит не мгновенно. Скорее надо удивляться тому, что он вообще происходит: преодоление α -частицей с кинетической энергией 4 МэВ кулоновского барьера высотой более 8,8 МэВ невозможно. Однако в мире микрочастиц, движение которых описывается не классической, а квантовой механикой, возможен процесс так называемого туннельного перехода или прохождения частицы через потенциальный барьер.

В теории α-распада предполагается, что внутри ядер могут образовываться группы, состоящие из двух протонов и двух нейтронов, т.е. α-частица. 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 - туннельному эффекту. Согласно квантовой механике, существуют отличная от нуля вероятность прохождения частицы под потенциальным барьером. Явление туннелирования имеет вероятностный характер.

Рис.18а. Зависимость потенциальной энергии ядра от расстояния.

Теория α -распада сводится к квантово-механическому описанию движения α -частицы в потенциальной яме с барьером на входе в неё. Проиллюстрируем это на примере α -распада ²³⁸U. С этой целью воспользуемся простейшей формой одномерного ядерного потенциала (**Рис. 186**) – потенциал с плоской ямой глубиной -30 МэВ. Потенциал быстро возрастает при приближении к радиусу ядра и высота Кулоновского барьера при 9,3 ферми достигает V_C =+28 МэВ. При удалении от ямы высота барьера

уменьшается по кулоновскому закону 1/r и на расстоянии 62 ферми падает до нуля. Это расстояние, при котором α -частица с энергией 4,2 МэВ останавливает движение к ядру и отражается обратно, поскольку здесь кинетическая энергия конвертируется в потенциальную энергию отталкивания.

Рис. 186. Простейший одномерный потенциал для энергии в ²³⁸U и расчета расстояний для α -распада в ²³⁴Th. Энергия Ферми ≈30 МэВ, Кулоновский барьер ≈28 МэВ при 9,3 фм, Q_{α} - 4,2 МэВ, затем барьер падает до нуля на расстоянии 62 фм.

Теперь парадокс расхождения между величинами энергий αраспада и обратной ядерной реакции с участием α-частицы становится ясным. Его решение находится в квантовой механике.

Частица не может подобраться близко к ядру, а если уже находится в ядре (перед распадам) то поймана в ловушке,

находящейся за потенциальным барьером, который по классическим представлениям не способна преодолеть, но по квантово-механическим соображениям с трудом, но может. Дело в том, что волновая функция, связанная с частицей, может быть полностью ограничена только потенциальными барьерами бесконечно большой высоты. Если же высота барьера конечна, то помимо главного компонента волновой функции, приходящегося на внутреннюю часть ямы, имеется небольшой её компонент вне потенциального барьера (он уменьшается с расстоянием по экспоненциальному закону). Это явление названо туннелированием, т.к. пойманная в яме частица имеет некоторую вероятность прохождения сквозь барьер, без преодоления его вершины. Некоторые особенности туннелирования очевидны: чем ближе энергия частицы к вершине барьера, тем больше вероятность выхода частица из ямы. Кроме того, чем выше энергия частицы, тем чаще частица "прорывает" барьер и больше вероятность освобождения частицы.

Как уже упоминалось, Гейгер и Неттол в (1911) установили своё правило – линейное соотношение между логарифмом константы распада и логарифмом пробегов α-частиц для элементов конкретного природного радиоактивного ряда. Это правило можно записать в виде зависимости от корня квадратного из энергии распада:

$$\lg(T_{1/2}) = A + \frac{B}{\sqrt{Q_{\alpha}}}, \qquad (18)$$

где константы *А* и *В* зависят от *Z*.

Это простое соотношение описывает данные по распаду, охватывающему интервал в 20 порядков величины периодов полураспада. Заметим, что изменение энергии на 1 МэВ приводит к изменению периода полураспада в 10⁵ раз. Современная запись этого правила:

$$\log_{10}(T_{1/2}) = A(Z) \cdot \sqrt{\frac{A_d}{A_p Q_\alpha}} \cdot \left[\arccos\sqrt{X} - \sqrt{X(1-X)}\right] - 20,446 + C(Z,N)$$
(19)

где *C*(*Z*,*N*)=0 для областей заполненных уровней и *C*(*Z*,*N*)=[1,94-0,0209(82-*Z*)-0,070(126-*N*)]для 78≤*Z*≤82, 100≤*Z*≤126, и *C*(*Z*,*N*)=[1,42-0,10(*Z*-82)-0,067(126-*N*) для 82≤*Z*≤90, 110≤*Z*≤126.

Здесь A_p и Z относятся к материнскому нуклиду, A_d и Z_d – к дочернему, а $X = 1,2239(A_d^{1/3} + 4^{1/3}) \cdot \frac{Q_{\alpha}}{2Z_d e^2}$

(20)

Эти соотношения полезны для предсказания периода полураспада неизвестных ядер.

Полная скорость эмиссии - произведение скорости, с которой α -частица приближается к поверхности ядра на вероятность туннелирования частицы сквозь барьер. Скорость эмиссии, или парциальная постоянная распада λ_{α} записывается как произведение частотного фактора *f* на коэффициент трансмиссии α -частицы через барьер, *T*:

$$\lambda_{\alpha} = fT$$
 (21)

Частота, с который α-частица достигает края ядра, равна скорости частицы, деленной на диаметр ядра. Нижний предел для скорости можно оценить из кинетической энергии испускаемой α- частицы. Тогда:

$$f = \frac{v}{2R} = \frac{\sqrt{2(V_0 + Q)/\mu}}{2R} \quad (22)$$

Здесь мы предполагали, что α -частица не является релятивисткой, V_0 =30 МэВ, μ - приведённая масса и R – радиус дочернего нуклида, и использовали приведенную массу, поскольку α -частица движется внутри ядра и общий импульс должен равняться нулю. Частота попаданий на барьер весьма большая, обычно порядка 10²¹ с⁻¹. Окончательно, для трёхмерного барьера имеем

$$T = e^{-2G}$$
 (23)

где фактор Гамова (2G)

$$2G = \frac{2}{\hbar} \int_{R}^{b} \sqrt{2\mu \left(\frac{Z_{\alpha} Z_{D} e^{2}}{r} - Q_{\alpha}\right)} dr , \qquad (24)$$

где $b = \frac{Z_{\alpha}Z_{D}e^{2}}{Q_{\alpha}}$, $e^{2}=1,44$ МэВ·фм, Q_{α} - в МэВ, Z_{α} , Z_{D} – атомный номер α -частицы и дочернего ядра,

соответственно.

Интегрирование

$$2G = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2\mu Q_{\alpha}} \int_{R}^{b} \left(\frac{b}{r}\right)^{1/2} dr \qquad (25)$$

даёт

$$2G = \frac{2b}{\hbar} \sqrt{2\mu Q_{\alpha}} \left(\cos^{-1} \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}} \sqrt{1 - \frac{R}{b}} \right).$$
(26)

После подстановок и преобразований

$$2G = 2\sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2 Q_{\alpha}}} \left(Z_{\alpha} Z_D e^2 \right) \left(\cos^{-1} \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}} \sqrt{1 - \frac{R}{b}} \right)$$
(27)

Для тонкого барьера

$$\frac{R}{b} \ll l \left(\frac{Q_{\alpha}}{V_C} \ll 1 \right), \tag{28}$$

тогда

$$2G = 2\sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2 Q_{\alpha}}} \left(Z_{\alpha} Z_D e^2 \right) \left(\frac{\pi}{2} \right).$$
(29)

Эффективная высота кулоновского барьера $B = \frac{Z_{\alpha}Z_{D}e^{2}}{r_{\alpha} + R_{D}}$

Обычно фактор Гамова довольно велик (2 $G \sim 60-120$), поэтому коэффициент трансмиссии T очень мал ($10^{-55} - 10^{-27}$). Комбинируя приведёнными выше уравнениями, имеем

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{fT} = \frac{\ln 2}{\sqrt{\frac{2(V_0 + Q_\alpha)}{\mu}}}$$
(30)
$$\frac{\sqrt{\frac{2(V_0 + Q_\alpha)}{\mu}}}{2R} e^{-2G}$$

или $\lg T_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_{\alpha}}}$, т.е. мы получили закон Гейгера-Неттола для α -распада, в котором константы а и b

зависят от Z, как то и было обнаружено эмпирически.

Эта простая оценка отражает общее поведение наблюдаемых скоростей эмиссии по очень большому диапазону природных α-излучателей. Теория Гамова обосновала закон Гейгера-Неттола, но предсказать значения периодов полураспада она не смогла: теоретически рассчитанные периоды полураспада оказались существенно меньше экспериментальных. Так, расчёт периода полураспада ²³⁸U формулам, даёт период полураспада в 25 раз меньше экспериментального! Были предприняты активные попытки улучшить теорию Гамова и сблизить теорию с экспериментом. К заметным успехам они не привели.

Из теоретического анализа следует, что альфа-частицы не существуют в α-распадающемся ядре все время, а с некоторой конечной вероятностью возникают на его поверхности перед вылетом. Имеющиеся данные свидетельствуют также о том, что в поверхностном слое тяжелых ядер, по-видимому, существуют α-частичные группировки нуклонов (альфа-кластеры).

Классификация альфа-переходов основывается на структурных факторах, связанных с вероятностью образования α -частицы: α -распад идет на 2-4 порядка быстрее, когда альфа-частица образуется из нейтронных и протонных пар (чётно-чётные ядра), 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 четно-четных ядер. Во втором случае α -распад называется неблагоприятным (запрещённые переходы).

К сожалению, детальная теория α-распада ещё далека от завершения.

2.2 Бета - распад

Бета-распад (β - распад) — самопроизвольное превращение ядер, сопровождающееся испусканием (или поглощением) электрона и антинейтрино или позитрона и нейтрино. Известны типы бета-распада: электронный распад (превращение нейтрона в протон), позитронный распад (протона в нейтрон) 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.

Бета-распад - спонтанное превращение ядра (A,Z) в ядро-изобар (A,Z+1) в результате испускания лептонов (электрон и антинейтрино, позитрон и нейтрино), либо поглощения электрона с испусканием нейтрино (е-захват).

Бета-распад ядер — самопроизвольное взаимное превращение внутриядерных нейтронов и протонов, происходящее по одному из перечисленных ниже направлений с испусканием или поглощением электронов (e^-) или позитронов (e^+) , нейтрино (v) или антинейтрино (\tilde{v}) .

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

Например:
$${}^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + e^- + \widetilde{v} \left({}^{14}C _ \stackrel{\beta^-}{\longrightarrow} {}^{14}N \right)$$

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

Например:
$${}^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + e^+ + v \quad \left({}^{11}C _ \stackrel{\beta^+}{\longrightarrow} {}^{11}B \right)$$

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

Hanpumep: ${}^{7}_{6}Be + e^{-} \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \nu \ \left({}^{7}Be - {}^{-}_{-} {}^{7}Li \right)$

Бета-излучение - корпускулярное излучение с непрерывным энергетическим спектром, состоящее из отрицательно или положительно заряженных электронов или позитронов (β^- - или β^+ - частиц) и возникающее при радиоактивном β - распаде ядер или нестабильных частиц. Характеризуется граничной энергией спектра E_{β} .

β - радиоактивность (бета-излучение) представляет собой поток частиц с массой, равной 1/1837 массы протона, образующихся при бета-распаде различных элементов от самых легких (нейтрон) до самых тяжелых (радий-228). Отрицательно заряженная бета-частица фактически представляет собой электрон, положительно заряженная - позитрон. Бета-излучение обладает большей проникающей способностью по сравнению с α-излучением, но все равно может быть остановлено сравнительно тонким (несколько сантиметров) слоем металла или пластика.

Бета – частицы – электроны и позитроны, испускаемые при бетараспаде ядер и свободного нейтрона.

Рис. 19. Бета-частицы, испускаемые из источника с левой стороны рисунка в камере Вильсона. Видно, что треки намного более обособлены и искривлены, чем треки альфа-частиц. Когда частица замедляется, её путь становится более беспорядочным и ионы создаются теснее друг к другу. В конце пробега плотность ионов почти такая же, как и в альфа-треке.

 β -распад характерен для нейтроноизбыточных изотопов, в которых число нейтронов больше, чем в устойчивых (а для элементов с $Z \ge 83$ – больше, чем в β -стабильных, испытывающих только α -распад); напротив, β^+ -распад и электронный

захват свойственны нейтронодефицитным изотопам, более лёгким, чем устойчивые или β-стабильные. Известно более 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, E_{β} , делится между тремя частицами – электроном (позитроном), антинейтрино (нейтрино) и остаточным ядром. В результате β-частицы, в отличие от α-частиц, не обладают строго определённой энергией, и спектр их является не линейчатым, а сплошным – от нуля до $E_{\beta Makc} \cong E_{\beta}$ (или $E_{\beta Makc} \cong E_{\beta} - E^*$, 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 $\frac{1}{2}$ (в единицах \hbar). Поэтому разность полных моментов количества движения (спинов) исходного и конечного ядер при β -распаде всегда целочисленна: $\Delta I=0, \pm 1, \pm 2,...$

2.2.1 Электронный β⁻-распад

Е_{макс}=1,35

Е, Мэв

N(E)

0

β⁻-Распад характерен для большого числа радиоактивных изотопов. β⁻-лучи - поток электронов, движущихся со скоростью, составляющей от 0,1 до 0,99 скорости света. Внутри ядер электронов нет, они возникают при β-распаде в результате превращения нейтрона в протон. Этот процесс может происходить не только внутри ядра, но и со свободными нейтронами.

Рис. 20. β⁻спектр ⁴⁰К.

При бета-распаде из ядра вылетает электрон. В этом процессе наблюдается кажущееся нарушение закона сохранения энергии, так как суммарная энергия протона и электрона, возникающих при распаде

нейтрона, меньше энергии нейтрона. В 1931 В.Паули высказал предположение, что при распаде нейтрона выделяется еще одна частица с нулевыми значениями массы и заряда, которая уносит с собой часть энергии. Новая частица получила название нейтрино (маленький нейтрон). Из-за отсутствия у нейтрино заряда и массы эта частица очень слабо взаимодействует с атомами вещества, поэтому ее чрезвычайно трудно обнаружить в эксперименте. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится на 500 км пути. Эта частица была обнаружена лишь в 1953. В настоящее время известно, что существует несколько разновидностей нейтрино. В процессе распада нейтрона возникает частица с нулевой массой покоя, которая называется электронным антинейтрино. Она обозначается символом $\tilde{\nu}$.

$${}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e + \widetilde{\nu} \qquad (31)$$

Электрон, образующийся в результате распада одного из ядерных нейтронов, немедленно выбрасывается из «родительского дома» (ядра) с огромной скоростью, которая может отличаться от скорости света лишь на доли процента. Так как распределение энергии, выделяющейся при β-распаде, между электроном, нейтрино и дочерним ядром носит случайный характер, β-электроны могут иметь различные скорости в широком интервале.

При каждом акте β⁻-распада энергия распределяется между β⁻-частицей и антинейтрино по закону случая, поэтому β⁻-излучение имеет непрерывный энергетический спектр (**Рис. 21**). Сумма энергий (β⁻частицы и антинейтрино всегда равна постоянной величине, характерной для данного радиоактивного изотопа и называемой максимальной энергией превращения.

β⁻-Распад имеет место при относительном избытке нейтронов в ядре. Поскольку число нуклонов при β⁻-распаде не меняется, массовое число ядра остается тем же.

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

$$\beta^{-} - pacnad \begin{cases} Z \to Z+1 \\ A \to A \end{cases}$$
(32)

Или

$${}^{A}Z_{N} \rightarrow {}^{A}(Z+1)^{+}_{N-1} + e^{-} + \overline{\nu}_{e} + Q_{\beta^{-}}$$
 (33)
например, ${}^{140}_{56}Ba \xrightarrow{\beta^{-}}_{57}{}^{140}La$.

Рис.21. Схематической изображение β -распада.

Дочернее ядро оказывается ядром одного из изотопов элемента, порядковый номер которого в Периодической таблице элементов на единицу превышает порядковый номер исходного ядра.

На схемах электронный В -распад изображается стрелкой, направленной

вправо.

Нейтрино (итал. Neutrino, уменьшит. от neutrone – нейтрон) (v), стабильная незаряженная элементарная частица со спином $\frac{1}{2}$ и, возможно, нулевой массой; относится к лептонам. Нейтрино участвуют только в слабом и гравитационном взаимодействии и поэтому чрезвычайно слабо взаимодействуют с веществом. Различают электронное нейтрино (v_e), всегда выступающее в паре с электроном или позитроном, мюонное нейтрино (v_{μ}), выступающее в паре с мюоном, и *т*-нейтрино (v_{τ}), связанное с тяжёлым лептоном. Каждый тип нейтрино имеет свою античастицу (($\overline{v_e}, \overline{v_u}, v_{\tau}$), отличающуюся от нейтрино знаком

соответствующего лептонного заряда и спиральностью. Нейтрино имеют левую спиральность (спин направлен против движения частицы), а антинейтрино – правую (спин – по направлению движения.

Антинейтрино (\overline{v}) - античастица нейтрино, отличающегося от него знаком лептонного заряда и спиральностью.

Рис. 22. Схема распада ¹³¹I

Теория β-распада была создана в 1933 Э. Ферми, который использовал гипотезу В. Паули о рождении в β - распаде нейтральной частицы, имеющей близкую к нулю массу покоя и названной нейтрино v. Ферми 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 е⁻ и антинейтрино $\overline{\nu}$ (β -распад), протона в нейтрон с испусканием позитрона е⁺ и нейтрино ν (β -распад), а также с захватом протоном атомного электрона и испусканием нейтрино (электронный захват).

К 1958 эта теория была обобщена в универсальную четырехфермионную теорию слабых взаимодействий, согласно которой элементарный процесс слабого взаимодействия представляет собой локальное взаимодействие четырех фермионов, т. е. частиц с полуцелыми спинами. В настоящее время процессы как слабого, так и электромагнитного взаимодействия находят объяснение в новой теории объединенной теории электрослабых взаимодействий. Согласно этой теории, слабое взаимодействие осуществляется путем обмена виртуальными промежуточными бозонами. Взаимодействие, приводящее к βраспаду мало по сравнению с взаимодействием, которое формирует состояния ядра.

Энергетическое условие возможности β^2 - распада с массовым числом *A* и зарядом *Z* записывается так:

$$M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e \qquad (34)$$

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 (12) прибавить по Zm_e :

$$M_{\rm at}(A,Z) > M_{\rm at}(A,Z+1)$$
 (35)

В процессе β-распада выделяется энергия.

$$E_{\beta-} = [M^{\mathfrak{g}}(A,Z) - M^{\mathfrak{g}}(A,Z+1) - m_e]c^2 - \beta^2 - \beta - \mathfrak{pachad}, \quad (36a)$$

$$E_{\beta+} = [M^{\mathfrak{g}}(A,Z) - M^{\mathfrak{g}}(A,Z-1) - \mathfrak{m}_e]c^2 - \beta^2 - \beta^2 - \mathfrak{pachad}, \quad (366)$$

$$E_{e-3} = [M^{\mathfrak{g}}(A,Z) + m_e - M^{\mathfrak{g}}(A,Z-1)]c^2 - \mathfrak{e}-\mathfrak{saxbad}, \quad (36B)$$

где M^{s} - массы ядер, m_{e} - масса электрона. Так как табулируются массы или избытки масс атомов, то для энергий бета-распадов можно записать

где *M*^{ат} - массы атомов. (Здесь мы пренебрегли разностью энергий связи электронов в начальном и конечном атомах.) Выделяющуюся в результате β-распада энергию в основном уносят лёгкие частицы - лептоны (электрон, электронное антинейтрино, позитрон, электронное нейтрино).

Из приведённых формул можно сделать следующие выводы:

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

Рис. 23. Сложный β -распад ядра ⁶⁴Си.

Переходы между соответствующими ядрами возможны как посредством β^+ - распада, так и с помощью *К*-захвата. Примером может служить ядро ₂₅⁵²Mn, которое переходит в ядро ₂₄⁵²Cr в 35% случаев за счёт β +-распада и в 65% случаев за счёт *К*-захвата.

Возможно, что ядро (A,Z) одновременно испытывает все три вида β -превращений. Примером является ядро $_{29}^{64}$ 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

$$^{3}\text{H} \rightarrow ^{3}\text{He} + e^{-} + \overline{v}_{e} + 0.02 \text{ M} \rightarrow B$$
 (38)

до ~20 МэВ

¹¹Li
$$\rightarrow$$
¹¹Be + e⁻ + $\overline{\nu}_e$ + 20.4 M₂B (39)

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

Ядра, испытывающие β-распад, расположены по всей периодической системе элементов. Из формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра

$$E_{\rm CB}(A,Z) = a_1A - a_2A^{2/3} - a_3Z^2/A^{1/3} - a_4(A/2 - Z)^2/A + a_5A^{-3/4}, \tag{40}$$

учитывая, что от Z в основном зависят кулоновская энергия и энергия спаривания, можно получить равновесное число протонов в ядре (при фиксированном A), которое определяется максимумом энергии связи.

$$Z_{pagga} = \frac{2a_4 A}{a_3 A^{2/3} + 4a_4} \approx \frac{A}{0,015 A^{2/3} + 2}$$
(41)

Так как A=N+Z, формула (41) 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 Eзахвату. При всех A β -стабильные ядра должны группироваться вокруг значений $Z_{\text{равн}}$. При малых A $Z_{\text{равн}} \simeq$ A/2 т. е. стабильные лёгкие ядра должны иметь 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. На левой части **Рис. 24** показаны парабола масс для ядер с нечетным A = 125. Стабильное ядро ¹²⁵Те находится в минимуме массовой параболы

(соответственно в максимуме параболы для энергии связи). ¹²⁵ In, ¹²⁵ Sn, ¹²⁵ Sb подвержены β -распаду, ¹²⁵ I, ¹²⁵ Xe, ¹²⁵ Cs, ¹²⁵ Ba - β ⁺распаду. Чем больше энергия бета-распада ядер (разность масс между соседними изобарами), тем они дальше от линии стабильности.

Рис. 24. Параболы масс для ядер с нечётным *A*, и с чётным *A* (нечётно-нечётных и чётно-чётных ядер)

Для чётных *А* вместо одной параболы, за счет энергии спаривания (последний член в формуле (1)), получаются две параболы (правая часть **Рис. 24**): 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 $A \sim 100$ энергия связи порядка 1000 МэВ, расстояние между параболами около 2 МэВ), это приводит к важным следствиям. Некоторые нечетнонечетные ядра (например ¹²⁸I) могут испытывать как β^- -распад, так и β^+ -распад и *е*-захват. Стабильных четно-четных ядер значительно больше, чем стабильных ядер с нечетным A и, тем более, чем стабильных нечетно-нечетных ядер, которых всего четыре (²H, ⁶Li, ¹⁰B, ¹⁴N). При данном A, стабильных четно-четных ядер может быть несколько (например, ¹³⁶Xe, ¹³⁶Ba, ¹³⁶Ce). Элементы с нечетным Z редко имеют больше одного стабильного изотопа, в то время как для элементов с четным Z это не редкость (112 Sn, 114 Sn, 115 Sn, 116 Sn, 117 Sn, 118 Sn, 119 Sn, 120 Sn, 122 Sn, 124 Sn).

В результате β -распада образуются три частицы: конечное ядро и пара лептонов. Энергия, сообщаемая ядру в силу его большой массы, мала, и ею можно пренебречь. Кинетическая энергия, выделяющаяся при β -распаде практически целиком уносится парой лептонов, причем распределение энергий между ними может быть любым. Поэтому энергетический спектр позитронов (электронов) и нейтрино (антинейтрино) непрерывен в интервале от 0 до E_{β} .

На практике, определить максимальную энергию электрона (и, следовательно, энергию распада) достаточно трудно. График Кюри (известен также как график Ферми) - диаграмма, способная облегчить 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 Кюри линеен (прямая линия, наклонённая в сторону роста энергии). Если нейтрино имеют конечную массу, то график Кюри вблизи точки пересечения с осью энергии отклоняется от линейного, благодаря чему появляется возможность измерить массу нейтрино.

Бета-распад происходит в результате слабых взаимодействий. На кварковом уровне при бета-распаде происходит переход *d*-кварка в *u*-кварк или наоборот. На нуклонном уровне это соответствует переходам нейтрона в протон или протона в нейтрон. Причем если нейтрон может переходить в протон в свободном состоянии, то обратный переход возможен только для протонов в ядре. Бета-распады разделяются на разрешенные и запрещенные, 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, $l_{min} = 2$ - второго порядка и т.д.

Рис. 25. β^+ - спектр ⁶⁴Cu

При прочих равных условиях отношения вероятностей вылета частицы с орбитальными моментами l = 0 (w₀) и $l \neq 0$ (w₁)

$$w_{l}/w_{0} \simeq (\mathbf{R}/\lambda^{*})^{2l},$$
 (42)

где *R* - радиус ядра, λ^* - длина волны.

Бета-распады также делятся на переходы типа Ферми, при которых спины вылетающих лептонов антипараллельны, и типа Гамова - Теллера, при которых спины вылетающих лептонов параллельны. ${}^{A}_{Z}x$ Вероятность β -перехода зависит от энергии β -распада приблизительно как E^{5} .

Рис. 26. Схематическое изображение β^+ -распада

2.2.2 Позитронный β⁺-распад

Наряду с электронным β⁻-распадом обнаружен так называемый позитронный β⁺-распад, при котором из ядра вылетают позитрон и нейтрино. Позитрон – это частица-двойник электрона, отличающаяся от него только знаком заряда. Существование позитрона было предсказано выдающимся физиком П.Дираком в 1928. Через несколько лет позитрон был обнаружен в составе космических лучей.

Позитрон (от лат. Positivus – положительный и ...трон), (e^+) - античастица электрона. Позитрон стабилен, но в веществе из-за аннигиляции с электронами (e^-) существует очень короткое время. Позитрон образуется в процессах рождения пар e^+e^- гамма квантами, при распаде мюонов и т.д.

Рис. 27. Схема позитронного распада изотопа ⁹¹Мо.

β+-Распад наблюдается преимущественно у искусственных радиоактивных изотопов. Позитрон отличается от электрона только положительным знаком заряда. Этот вид распада характерен для ядер, содержащих избыточное число протонов; протон ядра превращается в нейтрон, позитрон и нейтрино (*v*):

$${}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{+1}e + \nu$$
 (43)

Позитронное излучение, подобно электронному, имеет непрерывный энергетический спектр с характерной величиной максимальной энергии (Рис. 27).

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

$$\beta^{+} - pacnad \begin{cases} Z \to Z - 1 \\ A \to A \end{cases}$$
(44)

например,

В более полном виде:

$${}^{A}Z_{N} \rightarrow {}^{A}(Z-1)_{N+1}^{-} + e^{+} + \nu_{e} + Q_{\beta+}$$
(46)

Схематически β⁺-распад изображается стрелкой, направленной влево.

Позитрон недолговечен. После замедления в веществе он соединяется с каким-либо электроном, в результате чего происходит образование двух *γ*-квантов с энергией 0,51 МэВ каждый. Этот процесс называется аннигиляцией. В отличие от ядерного *γ*-излучения, аннигиляционное излучение рождается вне ядра.

2.2.3 Электронный захват

Электронный захват – вариант β- распада, при котором захват ядром электрона с одной из атомных оболочек, чаще всего с ближайшей к ядру К-оболочки (К-захват), реже – со следующих, L- и М-оболочек (соответственно, L и М-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 *К*-оболочки. Для таких электронов вероятность нахождения внутри ядра наибольшая. Процесс захвата электрона часто называют КС-захватом и обозначают буквами «Э. 3.» или «К». Электронному захвату соответствует превращение протона ядра в нейтрон:

$$p + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{1}_{0}n + v$$
 (47)

Рис. 28. Схематическое изображение К-захвата

При этом атомный номер нового радиоактивного ядра, как и при позитронном распаде, уменьшается на единицу, а массовое число не изменяется, т.е. число нуклонов остаётся постоянным, в ядре меняется соотношение нейтронов и протонов:

$$K - saxeam \begin{cases} Z \to Z - 1 \\ A \to A \end{cases}$$
(48)

например,

 $\overset{64}{29} \text{Сu} \xrightarrow{K} \overset{64}{28} N_i \qquad (49)$ В развёрнутой форме: ${}^{A}Z_N \rightarrow {}^{A}(Z-1)_{N-1} + v_e + Q_{33} \qquad (50)$

На схемах электронный захват обозначают пунктирной стрелкой, направленной влево (Рис. 28 и 29).

Рис. 29. Схема распада ¹¹³Те

В случае захвата ядром орбитального электрона образуются два продукта: конечное ядро и нейтрино. Распределение энергий между ними является однозначным - практически вся она уносится нейтрино. Таким образом, спектр нейтрино при *е*-захвате при фиксированных состояниях начального и конечного ядра будет монохроматическим в отличие от бета-распада.

В результате электронного захвата в *К*-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 *К*-захвата.

Интересным свойством электронного захвата является наличие некоторой (хотя и очень слабой) зависимости его скорости от химического состояния превращающихся атомов. Возникновение такой зависимости определяется тем, что этом процессе ядро захватывает электрон с какой-либо из атомных оболочек, а вероятность подобного захвата определяется строением не только отдающий ядро электрон внутренней оболочки, но и (в меньшей степени) более отдалённых, в том числе и валентных оболочек. Мгновенно происходящее изменение заряда ядра при β-распаде влечёт за собой последующую перестройку («встряску») электронных атомных оболочек, возбуждение, ионизацию атомов и молекул, разрыв химических связей.

При электронном захвате возможно возникновение электронов Оже.

Оже – электроны - электроны, возникающие в результате возбуждения (ионизации) атомов с передачей

безызлучательным образом энергии другому электрону (т.н. Оже - электрону), который может выйти в вакуум. Оже-эффект (открыт французом П.Оже в 1923) – явление, в котором возбуждённый атом возвращается в исходное невозбуждённое состояние путём испускания электрона с энергией, характерной для данного элемента - используется в Оже - спектроскопии.

Рис. 30. Схема образования электронов Оже

В ходе электронного захвата электрон удаляется с внутренней оболочки атома (например, *К*-оболочки). В результате этого атом ионизируется. Ионизированное состояние атома неустойчиво, атом будет находиться в нем до

тех пор, пока электрон с более высокой орбиты (например, с *L*-оболочки) не упадет 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 (**Puc. 30**). Энергия может передастся, например, электрону *L* -оболочки, который в результате будет испущен атомом, обладая характеристической энергией, переданной ему в результате безизлучательного перехода электрона *L*-оболочки на вакансию в *K*-оболочке. Этот электрон называется *KLL*-оже-электроном.

В заключение отметим, что β-распады, совместно с α-распадами тяжёлых ядер, образуют некоторые

замкнутые циклы распадов (например, распады ₉₃²³⁷Np, ₉₅²⁴¹Am, ₉₄²⁴¹Pu и ₉₂²³⁷U, **Рис. 31**). Согласно закону сохранения энергии, в пределах цикла сумма энергий распадов нуклидов, входящих в цикл равна нулю. Зная энергетический баланс трёх нуклидов в цикле, можно найти массу четвёртого, ещё неизвестного нуклида.

Рис. 31. Циклы распада для части 4n+1 семейства. Типы распада показаны стрелками. Числа показывают общие энергии распада в МэВ.

2.3 ү- излучение ядер

Гамма-излучение иногда также рассматривается как особый вид радиоактивности, хотя оно и не приводит к изменению состава ядра – ядро лишь переходит при этом с одного энергетического уровня на другой.

С γ -излучением ядер мы встречались при рассмотрении процессов α - и β -распада. В обоих случаях γ -лучи испускаются ядрами, образовавшимися после α - или β - распада в возбуждённом состоянии. После α -распада обычно испускаются γ -лучи невысокой энергии ($E_{\gamma} < 0,5$ МэВ), т.к. α -распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в сильно возбуждённом состоянии, затруднён малой прозрачностью барьера для α -частиц с пониженной энергией. Энергия γ -лучей. Испускаемых дочерним ядром после β -распада, может быть больше и достигает 2-2,5 МэВ.

В обоих рассмотренных примерах ядро, испускающее γ -лучи, имеет небольшую энергию возбуждения, недостаточную для испускания нуклона. В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра-продукта оказывается равной энергии отделения нуклона или больше её, испускание γ -лучей также может быть

преобладающим эффектом, если испускание нуклона почему-либо затруднено (например, запретом по чётности и моменту количества движения).

2.3.1 Внутренняя конверсия электронов

Кроме испускания γ-лучей существует ещё один механизм потери энергии возбуждённым ядром – испускание электронов внутренней конверсии. В этом процессе энергия возбуждения ядра непосредственно (без испускания γ-кванта) передаётся орбитальному электрону, который вылетает из атома. Внутренняя конверсия (ВК) конкурирует с γ-эмиссией. Этот процесс отличается от процесса выбивания электронная из атома γ-квантом. Он также отличается от β-распада, так как испускаемый электрон до этого был одним из орбитальных электронов, тогда как в β-распаде электрон возникает при распаде нейтрона.

Рис. 32. Кинетический энергетический спектр электронов внутренней конверсии для 412-КэВ ядерного перехода в ¹⁹⁸Нg. Пики, обозначенные *K*, *L*, и *M*, отражают конверсию электронов с основными квантовыми числами 1, 2, или 3.

Очевидно, что в таком механизме будут освобождаться моноэнергетические электроны, энергия которых определяется энергией ядерного перехода и типом электронной орбиты. С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идёт на *К*-электронах. Однако если энергия, освобождаемая при ядерном переходе, меньше энергии связи *К*-электрона, то конверсия на *К*электронах становится энергетически невозможной и наблюдается конверсия на *L*-электронах и т. д. Конверсионное излучение всегда сопровождается испусканием характеристических рентгеновских

или оптических лучей (вследствие заполнения одним из электронов освободившегося места и последующих переходов) и электронов Оже. (Электроны Оже испускаются в процессе непосредственной передачи энергии возбуждения атома одному из внешних электронов – без предварительного испускания фотона). Участие электронных оболочек в конверсионных переходах приводит к тому, что время жизни соответствующих изомеров зависит (хотя и очень слабо) от химического состояния превращающихся атомов.

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. На **Рис. 33** представлен типичный β -спектр с острыми максимумами, соответствующими испусканию конверсионных электронов. Обычно максимумы конверсионного происхождения отмечаются на кривой β -спектра значками e^{-} .

Конверсионное излучение может наблюдаться как вместе с γ -излучением, так и без него. Отношение числа испущенных конверсионных электронов к числу испускаемых γ -квантов называется коэффициентом внутренней конверсии. Коэффициент конверсии сильно зависит от энергии перехода (уменьшается с ростом *E*), атомного номера ядра (растёт с ростом *Z*), оболочки, из которой выбивается электрон (уменьшается с ростом радиуса оболочки), характера (электрического или магнитного) и мультиплетности конкурирующего γ -излучения (коэффициент конверсии растёт с ростом мультиплетности γ -излучения).

Рис. 33. β -спектр с электронами конверсии: а) Схема распада ²⁰³Hg; б) β - спектр и электроны конверсии; в) спектр электронов конверсии, зарегистрированный детектором с высоким разрешением; Разложение линии *L* на элементарные составляющие детекторов сверхвысокого разрешения.

Примером может служить β^{-} - распад ²⁰³Hg на ²⁰³Tl. Образовавшееся ядро ²⁰³Tl находится в возбуждённом состоянии. Оно может перейти на основное состояние, испуская γ -кванты с энергией 279.190 кэB, или внутренней конверсией. В данном случае внутренняя конверсия более вероятна. Так

как внутренний конверсионный процесс может взаимодействовать с любым из орбитальных электронов, то возникает несколько электронов внутренней конверсии, которые будут регистрироваться как добавка энергетическому спектру β-излучения. Энергетический выход этого равен 279,190 кэВ; вылетающие электроны имеют эту энергию минус энергия связи в ²⁰³Tl электронная на соответствующем уровне дочернего атома.

Табл. 4. Энергии связи в ядре ²⁰³Tl.

Κ	85.529 кэВ
L	15.347 кэВ
L_{II}	14.698 кэВ
$L_{\rm III}$	12.657 кэВ
М	3.704 кэВ

Разрешение методики детектирования электронов достаточно высокое, так что электронные спектры внутренней конверсии можно использовать для оценки энергии связи электронов в тяжелых атомах и для измерения энергетического поля ядра.

Кроме процесса испускания γ -лучей и явления внутренней конверсии, переходы возбуждённого ядра в низшее состояние могут происходить также за счёт испускания электронно-позитронной пары (если энергия перехода ΔE >1,02 МэВ). Однако вероятность этого механизма не превышает 10⁻³ от вероятности γ -излучения.

2.3.2 Ядерная изомерия

Некоторые радиоактивные ядра обладают двумя периодами полураспада для испускаемого ими βизлучения. О таких ядрах говорят, что они могут существовать в двух изомерных состояниях.

Ядерная изомерия – существование у некоторых ядер наряду с основным состоянием достаточно долгоживущих (метастабильных) возбуждённых состояний, называемых изомерными.

Явление ядерной изомерии открыто в 1921 О.Ханом, который обнаружил радиоактивное вещество, названное им ураном Z (UZ), имеющее тот же атомный номер Z и массовое число A, что и другое радиоактивное вещество UX₂, но отличалось от него периодом полураспада. Оба вещества являлись продуктами β-распада одного и того же элемента UX₁ ($_{90}^{234}$ Th). В дальнейшем выяснилось, что UZ и UX₂ – основное и изомерное состояния ядра $_{91}^{234}$ Pa.

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. Ядроизомер, которое находится на более высоком энергетическом уровне, принято называть возбужденным, или метастабильным, и обозначать звездочкой или индексом *m* возле массового числа, например: ^{80*}Вг или ^{80m}Вг.

Переход ядра из метастабильного в основное (невозбужденное) состояние называют изомерным переходом (И. П.).

Рис. 34. Схематическое изображение изомерного перехода.

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

$$U.\Pi. \begin{vmatrix} Z \to Z \\ A \to A \end{vmatrix}$$
(51)

например,

$$\begin{array}{ccc} 80m_{35}Br & \underline{U.\Pi.} & 80Br \\ & 35Br & 35Br \\ & B \text{ более полном виде} \end{array}$$
(52)

$$M_0^* = M_0 c^2 + E_\gamma + E_r,$$
 (53)

 E_{γ} - энергия фотона, $E_{\rm r}$ – кинетическая энергия ядра отдачи после испускания γ -кванта. M^* и M – массы ядер в высоком и низком ядерном состоянии, соответственно.

$$E_r = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_0^2}$$
 (54)

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

Испускание γ-квантов на схемах распада изображается вертикальной стрелкой. Ядро ⁸⁰Br, образующееся из ядра ⁷⁹Br в результате захвата нейтрона в первой момент своего существования находится в сильно возбуждённом состоянии (отмечается звёздочкой). Снятие возбуждения производится за счёт последовательных переходов ядра во всё более низкие энергетические состояния с одновременным испусканием у-квантов или электронов внутренней конверсии, уносящих избыток энергии. При наличии метастабильного состояния переходы могут происходить двумя различными путями, отмеченными на рисунке цифрами I и II. В результате переходов, происходящих по I способу, ядро быстро (около 10⁻¹³ сек) приходит в основное состояние, из которого испускает β-частицы с периодом полураспада T_1 =18 мин. При II способе ядро быстро приходит в долгоживущее (метастабильное) состояние ^{80m*}Br, из которого медленно с периодом T₂ переходит в основное состояние с последующим испусканием β-частицы. Таким образом, во II способе β-распад становится возможным только после заключительного перехода ядра из метастабильного состояния в основное, который происходит с *T*=4,4 час. Поэтому и соответствующий ему β-распад будет также характеризоваться периодом 4,4 час. При этом, поскольку в обоих способах β-частицы испускаются с одного и того же энергетического уровня, их энергетические спектры будут одинаковы.

Рис. 35. Схема распада метастабильного состояния брома-80: а) основная схема распада; б) подробная схема распада.

Снятие возбуждения с метастабильного состояния ядра происходить двумя путями. Первый путь был может проиллюстрирован на примере ^{80*}Вг. Детальная схема распада ядра ^{80*}Вг с более точными значениями периодов полураспада дана на Рис. 356. Ядро переходит из метастабильного состояния в основное, испуская у-лучи или электроны внутренней конверсии. Затем из основного состояния испускаются В-частицы с тем же энергетическим спектром, что и у β-частиц, образующихся в обычных процессах. Однако из-за того, что время жизни

метастабильного состояния больше периода полураспада β-излучения, будет наблюдаться второй (больший) период β-распада.

Второй путь осуществляется в том случае, когда β-частица может быть испущена непосредственно из метастабильного состояния. Это оказывается возможным, если вероятность радиационного перехода сравнима с вероятностью испускания β-частицы. Энергетические спектры β-частиц обоих типов должны быть различны. Это связано с тем, что β-переходы в обоих случаях происходят между различными энергетическими состояниями. При этом различны не только начальные состояния (в одном случае основное, а в другом – метастабильное), но и конечные. Последнее очевидно из того, что начальные состояния сильно отличаются по величине момента, благодаря чему В-переходы на них не могут осуществляться в одно и то же

энергетическое состояние дочернего ядра.

Примером изомерного ядра описанного типа является ядро ⁶⁰Со. разрядка метастабильного состояния которого в 10% случаев происходит за счёт непосредственного β-перехода с метастабильного состояния, а в 90% случаев – за счёт высвечивания у-кванта.

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 93mNb (T=12 лет), 135mBa (T=28,7 час), 199Hg (42 мин).

Рис. 36. Схема распада ⁶⁰Со.

Причиной ядерной изомерии является ослабление вероятности испускания у-квантов возбуждённого состояния. Обычно это происходит, когда небольшая энергия перехода сочетается с большой разностью значений моментов количества движения I (угловых моментов) начального и конечного состояний. Чем выше мультиплетность и чем меньше энергия оћ перехода, тем меньше вероятность у-перехода. В некоторых случаях ослабление вероятности испускания у-квантов объясняется более сложными

структурными особенностями состояний ядра, между которыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

Условием возникновения ядерной изомерии является существование вблизи основного состояния ядра энергетического уровня, сильно отличающегося от основного по величине момента количества движения. Гамма-переходы между такими уровнями должны быть сильно затруднены, так что соответствующие времена жизни могут достигать нескольких часов, дней и даже лет. Эти уровни и играют роль метастабильных состояний ядер-изомеров. В некоторых случаях ядра могут иметь по два метастабильных уровня и, следовательно, обнаруживать три периода полураспада. Примером является ядро 51¹²⁴Sb, испускающее электроны с периодами 60 дней, 21 мин и 1,3 мин.

Метастабильные состояния могут наблюдаться и у стабильных ядер. В этом случае разрядка метастабильного состояния происходит путём испускания у-квантов и конверсионных электронов. Таким образом, сущность изомерии заключается в высвечивании возбуждённого состояния ядра с измеримым временем жизни. Из-за сравнительно большого времени жизни и обнаруживаются все перечисленные виды изомерии.

Ядерная изомерия отнюдь не редкое явление. Известно около сотни ядер-изомеров. Статистический анализ их распределения по числу содержащихся в них нуклонов приводит к следующим закономерностям. Наибольшее число ядер-изомеров имеет нечётное массовое число А, они достаточно часто встречаются среди нечётно- нечётных ядер и очень редко у чётно-чётных. В настоящее время наибольший период полураспада зарегистрирован у изомера нептуния (T=5500 лет), а наименьший – у изомера цезия ($T=2,8\cdot10^{-10}$ сек).

Большое число изомерных переходов наблюдается при «разрядке» возбуждённых состояний нечётных ядер, когда число протонов или нейтронов приближается к магическим числам (острова изомерии). Это объясняется оболочечной моделью ядра, как следствие заполнения нуклонами соседних, близких по энергии, но сильно отличающихся по спинам состояний.

Известны и такие ядерные изомеры, для которых преобладает не у-излучение, но распад по какомулибо из основных типов распада. Так, изомер ¹⁷⁶*mLu* (*T*=3,7 часа) испытывает, как и основной изотоп¹⁷⁶Lu, β -распад; изомер $\frac{212m}{84}$ Po (T=45 сек), как и основной изотоп 212 Po, α -распад; изомер $\frac{242m}{95}$ Am (T=14 мсек) –

спонтанное деление.

В 1962 в ОИЯИ (г. Дубна) был открыт новый вид ядерной изомерии – делительная изомерия. Оказалось, что у некоторых изотопов трансурановых элементов U, Pu, Am и Bk есть возбуждённые состояния с энергией 2-3 МэВ, которые распадаются путём спонтанного деления ядер. Предполагается, что вид ядерной изомерии объясняется различием формы ядер в изомерном и основном состояниях. Высоко возбуждённые изомерные состояния могут испытывать протонный распад.