

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.

2.1 Альфа-распад

Альфа-распад (α - распад) – вид радиоактивного распада атомных ядер, когда испускается альфа-частица, заряд ядра уменьшается на 2 единицы, массовое число – на 4.

α - радиоактивность (альфа-излучение) - поток альфа-частиц, 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).

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

α -Распад характерен для радиоактивных элементов с большим атомным номером Z . Для выяснения природы α -частиц был поставлен опыт, в котором α -лучи радона проникали через очень тонкую стеклянную стенку в evacuated сосуд. В течение некоторого времени в сосуде накапливался газ в количестве, достаточном для спектроскопического обнаружения. Этот газ оказался гелием. Несколько раньше по величине отклонения α -частиц в электрическом и магнитном поле для них было вычислено отношение заряда к массе (Z/M), которое оказалось равным половине величины того же отношения для иона водорода. Установили также, что заряд α -частиц положителен, а их скорость составляет примерно 1/10 скорости света. Все эти данные послужили доказательством того, что α -частицы представляют собой ядра гелия ($Z = +2$; $A = 4$).

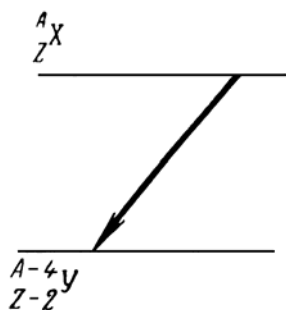
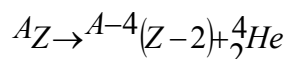


Рис. 2. Схематическое изображение α -распада.

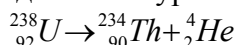
Альфа-распадом называется самопроизвольное превращение атомного ядра с числом протонов Z и нейтронов N в другое (дочернее) ядро, содержащее число протонов $Z - 2$ и нейтронов $N - 2$. При этом испускается α -частица – ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}^{2+}$.



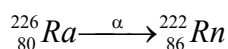
При α -распаде исходного ядра атомный номер образовавшегося ядра уменьшается на две единицы, а массовое число уменьшается на 4 единицы, согласно схеме:

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

Примерами α - распада могут служить распад изотопа урана - 238:



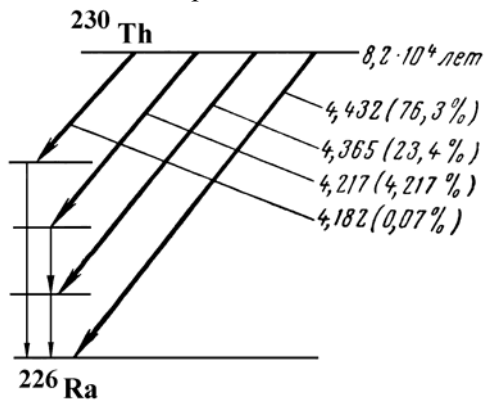
(при этом распаде ядро тория и альфа - частица разлетаются с кинетическими энергиями 0.07 МэВ и 4.18 МэВ) и радия-226:



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 Менделеева место на две группы левее исходного элемента.

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. Степень неустойчивости ядер характеризуется величиной периода полураспада - промежутка времени, в течение которого распадается половина ядер данного радиоактивного изотопа. 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 (Рис. 2 и 3).

Рис.3. Схема распада ^{230}Th .



линейчатым.

Энергия, выделившаяся при α -распаде

$$E = [M_A - M_{A-4} - M_\alpha]c^2 \quad (1)$$

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 обратно пропорционально их массам, откуда энергия альфа-частиц

$$E_\alpha = E \frac{M_{A-4}}{M_A} \quad (2)$$

Альфа-радиоактивность за редким исключением (например, ^8Be) не встречается среди легких и средних ядер. Подавляющее большинство альфа-радиоактивных 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 .

Энергетическое условие возможности α -распада заключается в том, чтобы энергия связи ($-E$) α -частицы относительно материнского ядра была отрицательна. Т.е. для того, чтобы ядро было α -радиоактивным необходимо, чтобы было выполнено условие, являющееся следствием закона сохранения энергии

$$M(A,Z) > M(A-4,Z-2) + M_\alpha, \quad (3)$$

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

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

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

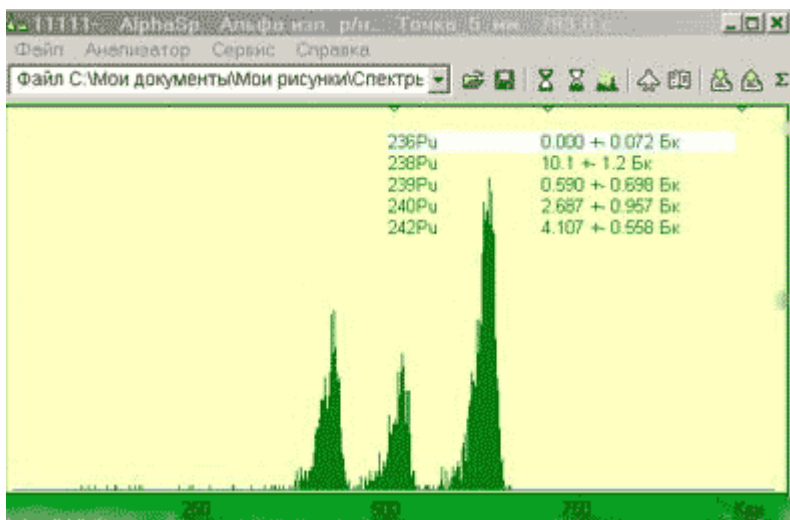
где E_i^* и E_f^* - энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно. α -частицы, возникающие в результате распада возбужденных состояний, получили название длиннопробежных.

Энергия связи оказывается отрицательной почти для всех бета-стабильных ядер с $A > 190$ и для многих ядер с $150 < A < 190$. Эти нуклиды должны быть альфа-радиоактивными. Однако во многих случаях время жизни этих ядер слишком велико и альфа-радиоактивность не удается наблюдать (максимальный период полураспада, который пока можно зарегистрировать равен 10^{16} лет). Кроме того, часть «потенциально» альфа-радиоактивных ядер испытывают также бета-распад, который сильно конкурирует с альфа-распадом.

Известно свыше 300 α -активных ядер, большинство из которых получено искусственно. Подавляющее большинство последних сосредоточено 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 $A \sim 110$.

В естественных условиях на Земле существует около 40 альфа-радиоактивных изотопов. Они объединены в три радиоактивных ряда, которые начинаются с ^{238}U ($A = 4n$), ^{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 ^{237}Np ($A = 4n+1$). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и нейтронов ($Z=82, N=126$) соответственно ^{208}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{209}Bi . 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 10^{17} лет (^{204}Pb) до $3 \cdot 10^{-7}$ с (^{212}Po). Долгоживущими являются нуклиды ^{142}Ce , ^{144}Ne , ^{174}Hf , периоды полураспада которых составляют $(2 - 5) \cdot 10^{15}$ лет.

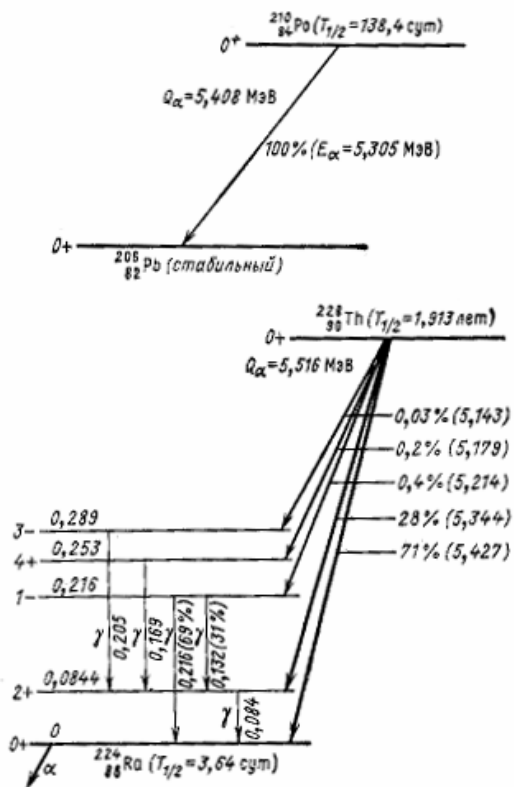
Рис. 4. Экспериментальный α - спектр изотопов плутония.

Кинетические энергии α -частиц изменяются от 1,83 МэВ (^{144}Nd) 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. Пробег альфа-частицы с типичной энергией $E_\alpha = 6$ МэВ составляет ~ 5 см в воздухе при нормальных условиях и $\sim 0,05$ мм в Al.

Табл. 3. Энергии α -частиц некоторых альфа-излучателей

Источник	Энергия, кэВ
^{226}Ra	$4781,8 \pm 2,4$
^{210}Po	$5304,5 \pm 0,5$
^{212}Bi	$6049,6 \pm 0,7$
^{214}Po	$7688,4 \pm 0,6$
^{212}Po	$8785,0 \pm 0,8$



Спектр альфа-частиц, возникающих при распаде материнского ядра, представляет ряд моноэнергетических линий, соответствующих переходам на различные уровни дочернего ядра.

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

$$I_i - I_f \leq L \leq I_i + I_f, \quad (5)$$

где I_i и I_f - угловые моменты начального и конечного состояния ядер (материнского и дочернего). При этом разрешены только четные значения L , если четности обоих состояний совпадают, и нечетные, если четности не совпадают. α -распад является важным методом изучения нижних энергетических состояний тяжелых ядер).

Рис. 5. Схема распада α -радиоактивных нуклидов $^{210}_{84}\text{Po}$ и $^{228}_{90}\text{Th}$

Исследования показали, что радиоактивное вещество может испускать α -частицы с несколькими дискретными значениями энергий. Это объясняется тем, что ядра могут находиться, подобно атомам, 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.

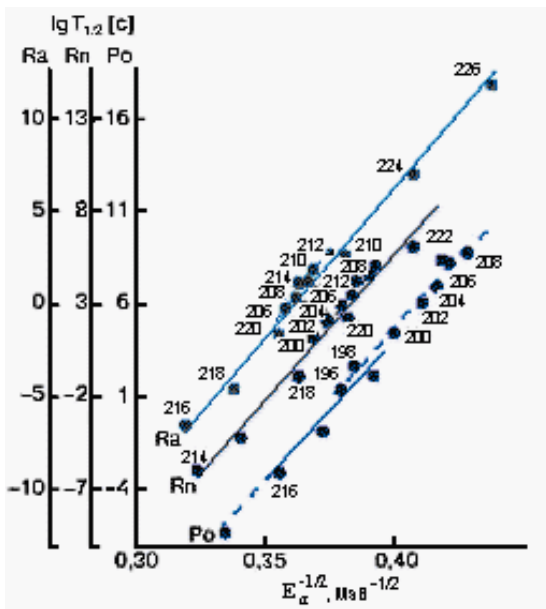


Рис. 6. Зависимость $\lg T_{1/2}$ от $E_{\alpha}^{-1/2}$ для четно-четных изотопов полония Po, радона Rn и радия Ra

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 ^{232}Th $E_{\alpha} = 4.08$ МэВ, $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$ лет, а у ^{218}Th $E_{\alpha} = 9.85$ МэВ, $T_{1/2} = 10$ мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение в периоде полураспада на 24 порядка.

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

$$\lg T_{1/2} = \frac{B}{\sqrt{E_{\alpha}}} - A, \quad (6)$$

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

Табл. 4. Параметры в законе Гейгера-Нетолла

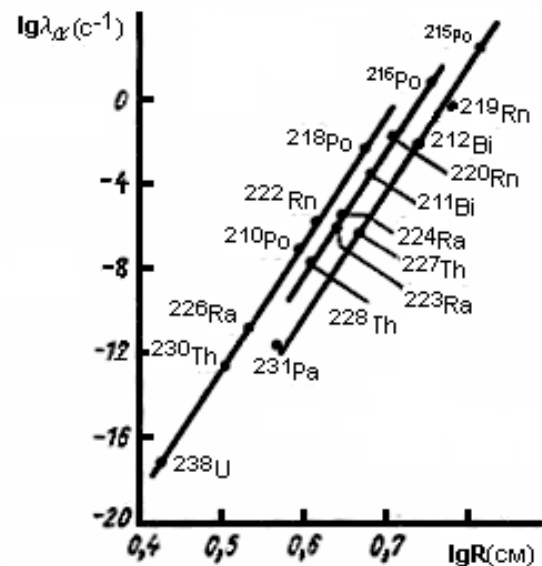
$Z+2$ (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z
84	129,35	49,9229
86	137,46	52,4597
88	139,17	52,1476
90	144,19	53,2644
92	147,49	53,65
94	146,23	52,0899
96	152,44	53,6825
98	152,86	52,9506

Эффективная величина $E_{\text{эф}} = E + 6,5 \cdot 10^{-5} Z^{7/5}$ МэВ учитывает экранирующий эффект электронов.

Зависимость подобного рода была эмпирически установлена в 1911-12 Г.Гейгером и Дж.Нетоллом и теоретически обоснована в 1928 Г.Гамовым (и независимо от него Г. Герни и Э. Кондоном) в результате квантовомеханического рассмотрения процесса α -распада, происходящего путём туннельного перехода.

Соотношение () лучше всего описывает переходы между основными состояниями четно-четных ядер. Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер общая тенденция сохраняется, но их периоды полураспада в 2 - 1000 раз больше, чем для четно-четных ядер с данными Z и E_{α} . Отношение истинного периода полураспада к вычисленному по формуле () для четно-четного ядра называется фактором замедления.

Рис.7. Правило Гейгера-Нэттолла. Зависимость между постоянной распада и длиной пробега для трёх природных радиоактивных рядов



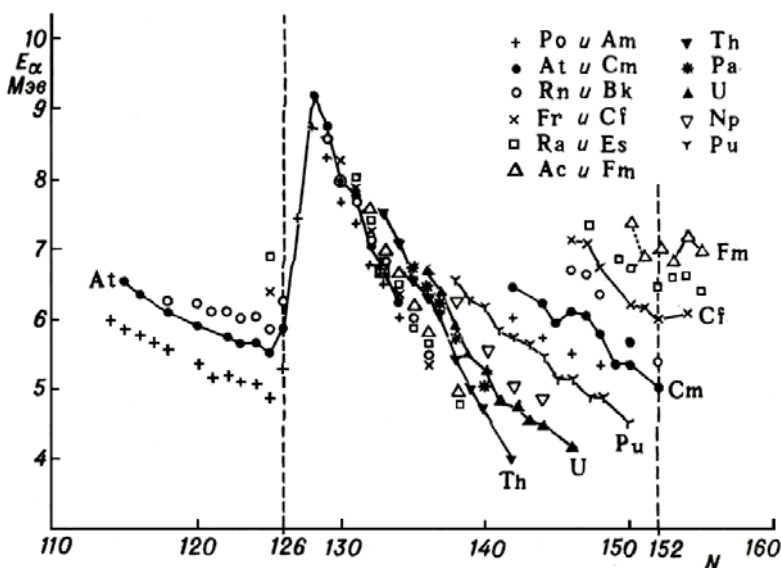
Распространённость α -радиоактивности в значительной мере определяется именно сильной зависимостью времени жизни таких ядер от энергии их распада. Мало того, чтобы энергия была положительной,

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 всего $1,8 \cdot 10^{-12}$ 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 дупротонной радиоактивности, а потому α -радиоактивность здесь, как правило, не наблюдается (в этой области изотопов единственное ядро, неустойчивое к α -распаду из основного состояния, ${}^8\text{Be}$, 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 $3 \cdot 10^{-7}$ сек (для ${}^{212}\text{Po}$) до $(2-5) \cdot 10^{15}$ лет (природные изотопы ${}^{142}\text{Ce}$, ${}^{144}\text{Nd}$, ${}^{174}\text{Hf}$). 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. Сводка данных об энергиях α -распада α -радиоактивных изотопов элементов с $Z=84-100$ представлена на **Рис.8**.

Рис.8. Зависимость энергии α -распада изотопов элементов от полония ($Z=84$) до фермия ($Z=100$) от числа нейтронов в ядрах.

которая ограничена потенциальным барьером. Энергия α -частицы в ядре недостаточна для преодоления этого барьера. Вылет α -частицы из ядра оказывается возможным только благодаря квантово-механическому явлению, которое называется **туннельным эффектом**. Согласно квантовой механике, существуют отличная от нуля вероятность прохождения частицы под потенциальным барьером. Явление туннелирования имеет вероятностный характер.

Основным фактором, определяющим вероятность α -распада и ее зависимость от энергии α -частицы и заряда ядра, является кулоновский барьер. Простейшая теория α -распада сводилась к описанию движения α -частицы в потенциальной яме с барьером. Так как энергия α -частиц составляет 5-10 МэВ, а высота кулоновского барьера у тяжелых ядер 25-30 МэВ, то вылет α -частицы из ядра может происходить только за счет туннельного эффекта, а вероятность этого процесса определяется проникаемостью B барьера. Используя упрощенную форму барьера и предполагая, что α -частица существует внутри ядра и при вылете не уносит углового момента, можно получить для вероятности α -распада выражение, экспоненциально зависящее от энергии альфа-частицы, т. е. типа ().

Пусть α -частица движется в сферической области, определяемой остаточным ядром. Т.е. в этой модели предполагается, что альфа-частица постоянно существует в ядре. Вероятность α -распада λ равна произведению вероятности найти α -частицу на границе ядра f на вероятность её прохождения через потенциальный барьер D (прозрачность барьера) $\lambda = fD = \ln 2 / T_{1/2}$

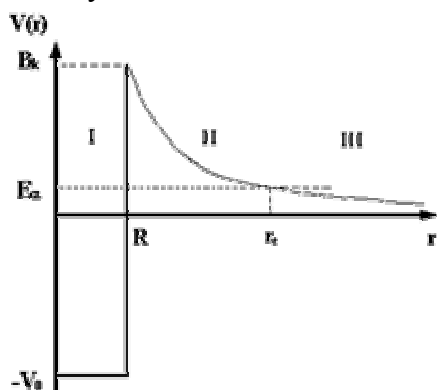


Рис.9. Зависимость потенциальной энергии ядра от расстояния.

Можно отождествить f с числом соударений в единицу времени, которые испытывает альфа-частица о внутренние границы барьера, тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(E_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2} \quad (7)$$

где v - скорость α -частицы внутри ядра, μ_α - приведенная масса альфа-частицы

$$\mu_\alpha = \frac{m_\alpha M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)} \quad (8)$$

E_α - относительная энергия альфа-частицы

$$E_\alpha = \frac{M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)} E \quad (9)$$

Подставив в выражение (7) $V_0 = 35$ МэВ $E_\alpha = 5$ МэВ, получим для ядер с $A \cong 200$, $f \cong 10^{21} \text{ с}^{-1}$.

На **Рис.** показана зависимость потенциальной энергии между альфа-частицей и остаточным ядром в зависимости от расстояния между их центрами. Кулоновский потенциал обрезается на расстоянии R , которое приблизительно равно радиусу остаточного ядра. Оценим высоту кулоновского барьера V_k

$$V_k = \frac{zZe^2}{R} \cong \frac{zZe^2}{r_0 A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}}, \quad \text{МэВ} \quad (10)$$

Здесь Z и z - заряды (в единицах заряда электрона e) остаточного ядра и альфа-частицы соответственно. Например, для ^{238}U $V_k \cong 30$ МэВ.

Можно выделить три области.

$r < R$ - сферическая потенциальная яма глубиной V . В классической механике α -частица с кинетической энергией $E_\alpha + V_0$ может двигаться в этой области, но не способна ее покинуть. В этой области существенно сильное взаимодействие между α -частицей и остаточным ядром.

$R < r < r_e$ - область потенциального барьера, в которой потенциальная энергия больше энергии альфа-частицы, т.е. это область запрещенная для классической частицы.

$r > r_e$ - область вне потенциального барьера. В квантовой механике возможно прохождение альфа-частицы сквозь барьер (туннелирование), однако вероятность этого весьма мала

Квантово-механическое решение задачи о прохождении частицы через потенциальный барьер дает для вероятности прохождения (коэффициента прозрачности барьера) D

$$D = e^{-2G}, \quad (11)$$

где G - фактор Гамова.

$$G = \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} [V(r) - E_\alpha]^{1/2} dr. \quad (12)$$

В приближении $E_\alpha \ll V_k$

$$D \cong \exp \left[-2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{E_\alpha}} \frac{zZe^2}{\hbar^2} \left(\frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{E_\alpha}{V_k}} \right) \right]. \quad (13)$$

Из полученных выражений можно вывести приведенную выше зависимость $T_{1/2}$ от E_α .

Отметим, что грубость оценки f не очень существенна и рассчитанные по этим формулам периоды полураспада передают важнейшую закономерность α -распада - сильную зависимость $T_{1/2}$ от E_α . При изменении периодов полураспада более чем на 20 порядков отличия экспериментальных значений от расчетных всего 1-2 порядка. Конечно, такие расхождения все же довольно велики. Где их источник и как надо усовершенствовать теорию, чтобы эти расхождения с экспериментом уменьшить? Какие факторы должны быть дополнительно учтены?

Приведенные выше формулы описывают эмиссию α -частиц с нулевым орбитальным моментом l . Однако возможен распад и с ненулевым орбитальным моментом, более того, в ряде случаев распад с $l = 0$ запрещен законами сохранения. В этом случае к кулоновскому $V_k(r)$ добавляется центробежный потенциал $V_u(r)$

$$V(r) = V_k(r) + V_u(r)$$

$$V_u(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_\alpha r^2}. \quad (14)$$

Хотя высота центробежного барьера для тяжелых ядер при $l = 8$ составляет всего около 10% при от высоты кулоновского барьера и центробежный потенциал спадает быстрее, чем кулоновский, эффект вполне ощутим и для больших l может приводить к подавлению α -распада более, чем на 2 порядка. Результаты расчетов прозрачности барьера весьма чувствительны к средним радиусам ядер R . Так

изменение R всего на 4% приводит к изменению $T_{1/2}$ в 5 раз. Между тем, ядра с $A > 230$ могут быть сильно деформированы, что приводит к тому, что α -частицы охотнее вылетают вдоль большой оси эллипсоида, а средняя вероятность вылета отличается от таковой для сферического ядра. Большую чувствительность периодов полураспада от радиусов можно использовать, определяя радиусы ядер по экспериментальным значениям периодов полураспада.

Выше никак не учитывалась структура состояний начального и конечного ядер и тесно связанная с этим проблема образования альфа-частицы в ядре, вероятность которой молчаливо полагалась равной 1. Для четно-четных ядер это приближение довольно хорошо описывает эксперимент. Однако, если перестройка структуры исходных ядер в конечные заметно затруднена то необходимые для учета этих эффектов модификации предэкспоненциального множителя f , могут приводить к изменению расчетных значений приблизительно на два порядка.

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, 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.

α -распад возбужденных ядер изучается с помощью ядерных реакций. Отдельные случаи распада нижних возбужденных состояний тяжелых ядер, приводящего к испусканию т. н. длиннопробежных α -частиц, известны давно и причисляются к явлению радиоактивности. Наблюдаемые времена жизни ядер лежат в диапазоне от 10^{-11} с (α -распад нейтронных резонансов, до 10^{-22} с (α -распад уровней легких ядер). Некоторые распадающиеся состояния легких ядер имеют приведенные ширины, близкие к максимально возможному (к т. н. вигнеровскому пределу), что указывает на их ярко выраженный альфа-кластерный характер. Изучение α -распада высоковозбужденных состояний ядер - один из информативных методов исследования ядерной структуры при больших энергиях возбуждения.