

## АЛФА-РАЗПАДАНЕ

### 1. Увод

#### α-частици

- най-слабо проникващото във веществото лъчение от естествените радиоактивни източници – поглъщат се лист хартия!
- определяне на специфичния ел. заряд (по отклонение на α-частиците в електр. и магн. полета) – 1903 г. от Ръдърфорд и Гайгер
- пряко идентифициране по атомния спектър на хелия - 1909 г. от Ръдърфорд и Ройдс

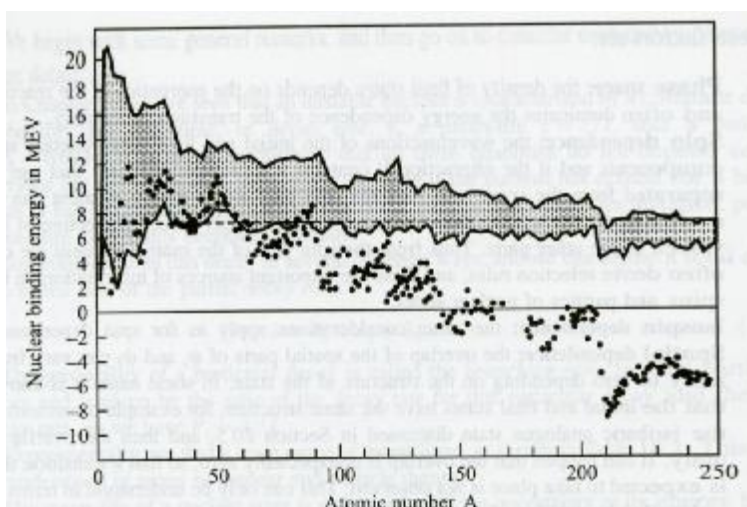
2. Излъчването на α-частици е свързано с намаляване на кулоновото отблъскване - значително при тежките ядра с увеличаване на  $Z$ .

Защо именно α-частица отнася „излишния” положителен заряд на ядрото? Защото става внезапно нарастване в енергията на системата. α-частицата е система от четири нуклеона с много висока енергия на свързване и съответно малка маса в сравнение със сумарната маса на четирите нуклеона. Възникването на α-частица вътре в ядрото под действие на силното взаимодействие е процес, при който се отделя максимално възможната енергия.

Таблица - освободена енергия (енергията на разпада  $Q$ ) при излъчване на различни частици от  $^{232}\text{U}$  -  $Q > 0$  само при излъчване на α-частица

излъчена частица	освободена енергия, MeV	излъчена частица	освободена енергия, MeV
неутрон	-7,26	$^4\text{He}$	+5,41
протон	-6,12	$^5\text{He}$	-2,59
$^2\text{H}$	-10,7	$^6\text{He}$	-6,19
$^3\text{H}$	-10,24	$^6\text{Li}$	-3,79
$^3\text{He}$	-9,92	$^7\text{He}$	-1,94

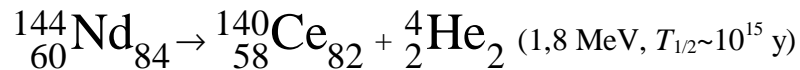
Енергия на отделяне на α-частица (точките), сравнена с минималната и максималната енергия на отделяне на последния нуклеон (линиите, заграждащи защитрихованата област)



Условие по енергия за  $\alpha$ -разпадането

$$Q_{\alpha} = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(4, 2)]c^2 = \\ = B(A-4, Z-2) + B(4, 2) - B(A, Z) > 0.$$

$Q_{\alpha} > 0$  при  $A > 140$ , но за ядра с  $A < 200$  освободената енергия малка и  $\alpha$ -разпадането не се извършва, освен в някои изключения, свързани със слоестата структура на дъщерното ядро. Пример е разпадането на  $^{144}\text{Nd}$



Основна група  $\alpha$ -излъчватели  $A > 210$  - изключение при  $A \sim 150$  ( $N = 82$ ),  $A \sim 180$  ( $Z = 82$ ), и  $A = 212$  ( $N = 126$  и  $Z = 82$ )

4. Разпределение на енергията на разпадането  
Законите за запазване на енергията и импулса

$$Q_{\alpha} = T_{\alpha} + T_{\text{я}} \quad \text{и} \quad |p_{\alpha}| = |p_{\text{я}}|$$

$$c \quad p_{\alpha} = \sqrt{2m_{\alpha}T_{\alpha}} \quad \text{и} \quad p_{\text{я}} = \sqrt{2M_{\text{я}}T_{\text{я}}}.$$

Енергията е  $T_{\text{я}} = T_{\alpha} m_{\alpha} / M_{\text{я}} \rightarrow T_{\alpha} \ll m_{\alpha} c^2$  ( $\sim 4 \text{ GeV}$ )

$$Q_{\alpha} = T_{\alpha} + T_{\text{я}} \cong T_{\alpha} (1 + 4/A)$$

$$T_{\alpha} = \frac{Q_{\alpha}}{1 + 4/A}.$$

При  $A > 200$   $\alpha$ -частицата отнася около 98% от  $Q_{\alpha}$

5. Емпиричен закон на Гайгер-Натъл – връзка между енергията на  $\alpha$ -частицата и периода на полуразпадане

Енергиите на естествените  $\alpha$ -излъчватели е между 4 и 9 MeV, а времената на живот се изменят от  $10^{-7}$  sec до  $10^{10}$  y.

1911 г. - Гайгер и Натъл забелязват, че  $\alpha$ -източниците с голяма енергия имат къси периоди и обратно.



частица. При един „опит“ вероятността за проникване през бариерата е нищожна, но  $\alpha$ -частицата се сблъсква  $10^{20}$  пъти в секунда в бариерата на края на ядрото!

Тя изминава разстоянието от единия до другия край на ядрото за време  $t$  ( $t = 2R/v$ ) определено от израза

$$\Delta r \Delta p \geq \hbar \rightarrow (2R)(m_\alpha v) \geq \hbar$$

От скоростта  $v \geq \frac{\hbar}{2m_\alpha R}$  се определя честотата на ударите

$f = 1/t$  за типично ( $A \sim 220$ )  $\alpha$ -радиоактивно ядро

$$f = \frac{v}{2R} = \frac{\hbar}{4m_\alpha R^2} \cong \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{4(4,167 \cdot 10^{-27})(220^{2/3} 10^{-30})} \sim 10^{20}$$

вероятността за тунелен преход съществено нараства

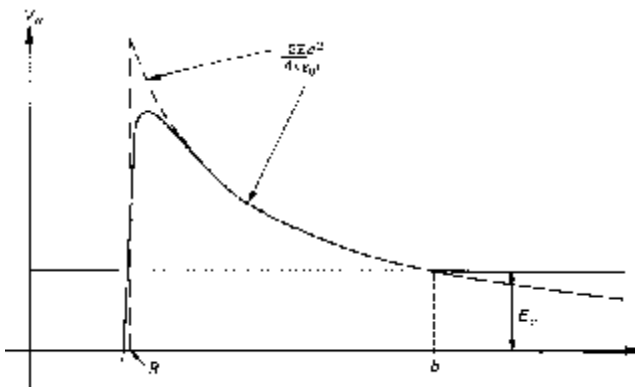
константата на разпадане е

$$\lambda = fP$$

- произведение от прозрачността на бариерата  $P$  и честотата на ударите на частицата.
- прозрачността на бариерата  $P$  се определя от квантовата механика

*Определяне прозрачността на бариерата*

Разстоянието  $R$  е сума от радиусите на  $\alpha$ -частицата и дъщерното ядро

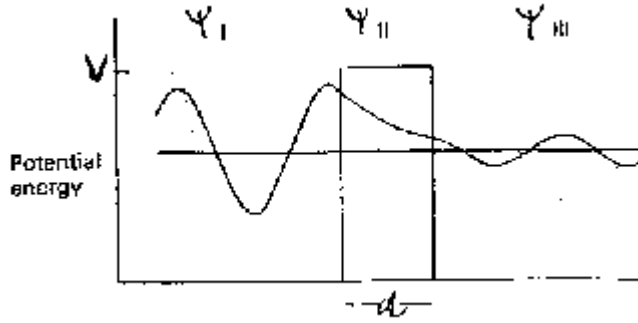


*три области*

- 1) *вътре в ядрото* - правоъгълна потенциална яма с дълбочина  $-V_0$
  - 2) *област на кулоновата бариера*  $R < r < b$ , при  $r = b$
- $\alpha$ -частицата излиза от бариерата
- 3) областта с  $r > b$  -  $\alpha$ -частицата е *вън от бариерата*

*I. Качествен подход*

Преминването през бариера с *произволна форма* се свежда до сума от правоъгълни бариери с различна височина, в граничния случай - до интеграл.



Вълновата функция в първата област ( $r < R$ ) описва свободно движение (плоска

вълна за вълнова функция)

$$\psi_I = \exp\left(\frac{i}{\hbar}(p.r)\right) = \exp\left(\frac{i}{\hbar}r\sqrt{2m_\alpha(V_0 + E)}\right)$$

$p = \sqrt{2m_\alpha T_\alpha}$  е изразен чрез пълната енергия  $E = T_\alpha - V_0$

Кинетичната енергия е положителна:  $T_\alpha = V_0 + E > 0$

Във втората област  $E < V_a$  и кинетичната енергия става отрицателна  $T_\alpha = E - V_a = -(V_a - E) < 0$

Импулсът е имагинерен

$$p = i\sqrt{2m_\alpha(V_a - E)},$$

а вълновата функция във втората среда – експоненциално спадане

$$\psi_{II} = \exp\left(-\frac{1}{\hbar}r\sqrt{2m_\alpha(V_a - E)}\right)$$

В третата среда вълновата функция е

$$\psi_{III} = \exp\left(\frac{i}{\hbar}r\sqrt{2m_\alpha E}\right),$$

тъй като  $T_\alpha = E$

Прозрачността на бариерата е отношение на вероятността за намиране на частицата в област III към вероятността за намирането и в област I

Но вълните функции отговарят на стандартните условия (в случая да са

гладки) в границите на областите те трябва да се „сшият”, т.е.  $\psi_I(R) = \psi_{II}(R)$ , а също и  $\psi_{II}(R+d) = \psi_{III}(R+d)$

Това условие дава

$$P = \frac{|\psi_{III}(R+d)|^2}{|\psi_I(R)|^2} = \frac{|\psi_{II}(R+d)|^2}{|\psi_{II}(R)|^2} = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}d\sqrt{2m_\alpha(V_a-E)}\right)$$

Прозрачността на бариера с произволна форма - произведение от прозрачностите на тънки правоъгълни бариери с височина  $(V_a)_i$

$$P = P_1.P_2.P_3.....P_n = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sum_{i=1}^n \Delta r_i \sqrt{2m_\alpha[(V_a)_i-E]}\right)$$

$\Delta r_i$  е ширината на всяка от бариерите. При  $\Delta r_i \rightarrow 0$

$$P = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_R^b dr \sqrt{2m_\alpha[V_a(r)-E]}\right) = \exp(-G).$$

$b$  е краят на бариерата с произволна форма,

$G$  - „фактор на Гамов”

II. Решаване на едномерното уравнение на Шрьодингер

Сферично-симетричен случай с вълнова ф-ция  $R(r) = u(r)/r$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_\alpha} \frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = Eu.$$

потенциалът в общия случай

$$V(r) + \frac{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\hbar^2}{2m_\alpha r^2}$$

(аналогия с водородния проблем от курса по АФ)

1) случай  $\mathbf{l} = 0$  ( $\alpha$ -частицата излиза от центъра на ядрото без ъглов момент)

$$V(r) = k_0 \frac{2(Z-2)e^2}{r}$$

решение от вида  $u(r) = \exp\left(-\frac{y(r)}{\hbar}\right)$

заместваме  $d^2u/dr^2$  в уравнението

$$-\frac{\hbar^2}{2m_\alpha} \left[ -\frac{1}{\hbar} \frac{d^2y}{dr^2} + \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{dy}{dr} \right)^2 \right] + (V(r) - E) = 0.$$

$V$  е бавно изменяща се функция на  $r$ ,  $y(r)$  - също и тогава  $d^2y/dr^2$  е малко, а също и  $\frac{\hbar}{2m_\alpha} \ll \frac{1}{2m_\alpha}$  първият член в у-нието може да се пренебрегне. Тогава

$$\frac{dy}{dr} = \sqrt{2m_\alpha(V(r) - E)}$$

$$y(r) = \int_0^r \sqrt{2m_\alpha[V(\rho) - E]} d\rho$$

Прозрачността на бариерата е

$$P = \frac{|u(b)| \exp\left(-\frac{2}{\hbar} y(b)\right)}{|u(R)| \exp\left(-\frac{2}{\hbar} y(R)\right)} = \exp\left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^b dr \sqrt{2m_a[V(\rho) - E]} \right\},$$

съвпада с резултата, получен от сумирането на много на брой тесни правоъгълни бариери

След решаване на интеграла за прозрачността на бариерата се получава

$$P \approx \exp\left[ -\frac{2\pi k_0 e^2 (Z-2) \sqrt{2m_a}}{\hbar \sqrt{E}} + \frac{8e \sqrt{k_0 (Z-2) m_a R}}{\hbar} \right]$$

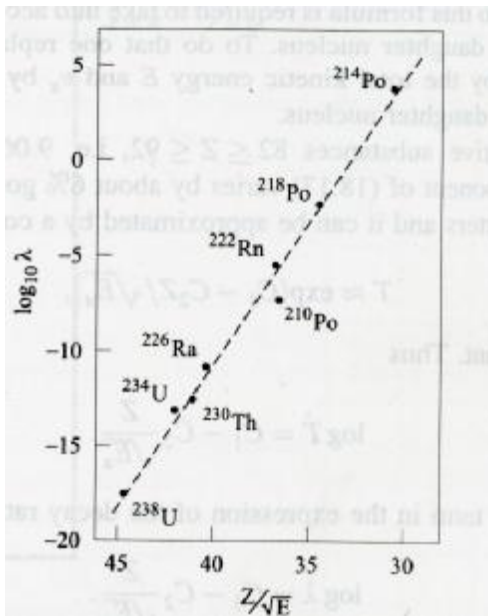
а за константата на разпадане  $\lambda = fP$

$$\ln \lambda = \text{const} - \frac{k_0 e^2 (Z-2) \sqrt{2m_\alpha}}{\hbar \sqrt{E}} = a - \frac{b}{\sqrt{E}},$$

качественно съвпадение със закона на Гайгер и Натъл

За различни  $\alpha$ -излъчватели тази зависимост може да се представи като

$$\lg \lambda = a' - b' \frac{Z}{\sqrt{E}}$$



Проверка валидността на закона ,  
изведен от Гамов, Гърни и Кондън за четно-  
четни  $\alpha$ -излъчватели

*Роля на центробежната бариера*

Тримерна потенциална бариера и се предполага сферична симетрия - потенциалът  $V_b$  зависи само от разстоянието до центъра на ядрото  $r$ .

Уравнението за радиалната вълнова функция

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[ r^2 \frac{dR(r)}{dr} \right] + \frac{2m_\alpha}{\hbar^2} \left[ E - V(r) - \frac{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\hbar^2}{2m_\alpha r^2} \right] R(r) = 0.$$

Допълнителният член в потенциала

$$-\frac{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\hbar^2}{2m_\alpha r^2} \text{ е потенциал на центробежната сила}$$

$$\mathbf{F}_c = \frac{\mathbf{l}^2}{m_\alpha r^3} \quad (\dot{\mathbf{l}} = m_\alpha \dot{\mathbf{v}} \times \mathbf{r} \quad \dot{\mathbf{F}}_c = m_\alpha \dot{\mathbf{v}}^2 / r)$$

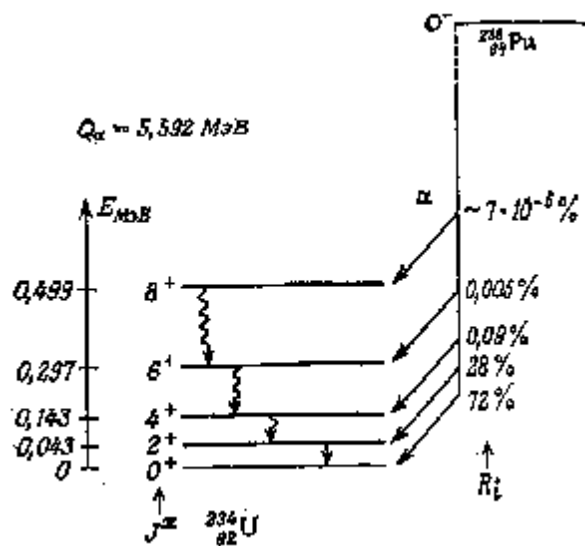


членът  $-\frac{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\hbar^2}{2m_a r^2}$  се нарича *центробежна бариера*

центробежната бариера не зависи от електричния заряд на частицата, а от  $\mathbf{l}$ , ъгловият момент на  $\alpha$ -частицата спрямо центъра на ядрото. Тя съществува и при излъчването на неутрални частици, за които кулоновата бариера не съществува. С увеличаването на  $\mathbf{l}$  намалява вероятността за излъчване.

Фината структура на  $\alpha$ -спектрите е свързана със структура на дъщерното ядро.

Пример  $\rightarrow$   ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ : за прехода  $0^+ \rightarrow 0^+$  - 72%, за прехода  $0^+ \rightarrow 2^+$  - 28%, ..., за прехода  $0^+ \rightarrow 8^+$  тя е  $7 \cdot 10^{-6}\%$ !



$\alpha$ -разпадането на  ${}^{238}\text{Pu}$  към различни възбудени състояния на  ${}^{234}\text{U}$ . Интензитетът на всяка група  $\alpha$ -лъчи е дадена отясно на нивото. Спектърът на гама-лъчите е ратационен, от което следва, че ядрото е деформирано.