

ПОРЯДЪК НА ВЕЛИЧИНИТЕ В ЯДРЕНАТА ФИЗИКА. ЕНЕРГИЯ НА ВРЪЗКА. ФОРМУЛА НА ВАЙЦЗЕКЕР. ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ТИПОВЕТЕ РАЗПАД. ГРАНИЦИ НА СТАБИЛНОСТ.

I. ЯДРАТА КАТО СИЛНО СВЪРЗАНА СИСТЕМА ОТ НУКЛОНИ

Енергиите на покой на свободни протон и неутрон са $M_p c^2 = 938,3 \text{ MeV}$ и $M_n c^2 = 939,5 \text{ MeV}$, за електрон: $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$.

За всяко ядро с масово число A и атомен номер Z :

$$M(A,Z) < ZM_p + (A-Z)M_n$$

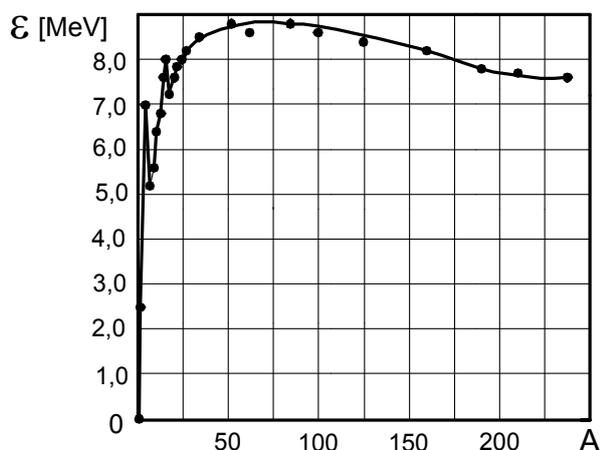
← нуклеосинтез

т.е. масата на ядрото като свързана система е по-малка от сумата на масите на свободните нуклони, които го образуват. Нуклоните в ядрото са свързани с ядрени сили (силно взаимодействие), като ядрените сили са зарядонезависими.

Въвеждаме понятието **енергия на свързване ΔW** като:

$$M(A,Z)c^2 = ZM_p c^2 + (A-Z)M_n c^2 - \Delta W(A,Z)$$

Специфичната енергия на връзка $\varepsilon = \Delta W/A$ (енергия на връзка на един нуклон) е функция на масовото число A .



Фиг. 1. Специфична енергия на връзка в зависимост от масовото число.

За болшинството известни ядра (с изключение на най-леките) $\epsilon \approx 8$ MeV. Най-плътно опаковани са ядрата с $A \approx 55$ (Fe). Забележете, че относителната (специфичната) енергия на връзка е около 1% от енергията на покой на свободния нуклон, т.е. нуклоните "олекват" с 1% в ядрото.

II. КАПКОВ МОДЕЛ НА ЯДРОТО. ФОРМУЛА НА ВАЙЦЗЕКЕР.

Исторически първия ядрен модел се базира на разглеждането на ядрото като капка нуклонна течност. Енергията на връзка в този модел се дава с полуемпиричната формула на Вайцзекер:

$$\Delta W(A, Z) = a_{\text{об}} A - a_{\text{пов}} A^{2/3} - a_{\text{к}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{\text{сим}} \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}$$

$$a_{\text{об}} = 15,6 \text{ MeV} ; a_{\text{пов}} = 17,2 \text{ MeV} ; a_{\text{к}} = 0,7 \text{ MeV} ; a_{\text{сим}} = 22,5 \text{ MeV} ; \delta = 34 \text{ MeV}$$

1. Първия член е доволно очевиден и дава **обемната енергия** на свързване:

$$E_{\text{об}} \sim A \sim V \sim R^3 ; R \sim A^{1/3} ; R = r_0 A^{1/3} ; r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm} ; R_{\text{ат}} \approx 10^{-8} \text{ cm}$$

При предположение, че ядрените сили се насищат, всеки нуклон взаимодейства с най-близките си съседни (ако взаимодействието е всеки с всеки, зависимостта е много по-силна от линейната - $W \sim A^2$) - ядрената течност е несвиваема.

2. Втория член отчита наличието на **ядрена повърхност** - нуклоните на повърхността взаимодействат само с вътрешни нуклони. Наличието на ядрена повърхност намалява (знак "-") енергията на връзка в сравнение с безкрайна ядрена материя.

$$E_{\text{пов}} \sim S \sim R^2 \sim A^{2/3}$$

3. Третия член отчита **кулоновите сили** на отблъскване между протоните. Кулоновото отблъскване също намалява енергията на връзка (знак "-"). При условие, че ядрото е равномерно заредена капка:

$$E_{\text{к}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \sim \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

4. Въвеждането на **четвъртия член** вече не е очевидно. Чрез него се отчита факта, че ядрата са **най-стабилни**, когато броя на протоните е приблизително равен на броя на неутроните. Ако протоните и неутроните се разглеждат като изоспинов дублет, се показва, че ядра с най-нисък изоспин са най-стабилни, т.е. разликата $|N - Z|$ е най-малка.

$$E_{\text{сим}} \sim \frac{(N - Z)^2}{A}$$

5. **Последния член** δ е съвсем неочевиден в капковия модел. Чрез него се отчита ефекта на **сдвояване** на еднаквите нуклони в ядрата, при което:

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{за четно-четни ядра,} \\ 0 & \text{за нечетни ядра (четно-нечетни и нечетно-четни)} \\ -|\delta| & \text{за нечетно-нечетни ядра} \end{cases}$$

Формулата на Вайцзекер описва доста добре енергията на връзка както на стабилните, така и на радиоактивните ядра. Системни отклонения се получават само около магическите числа (което е в сферата на действие на слоистия модел) - запълнени нуклонни слоеве.

Масата на ядрото в енергетични единици е:

$$\begin{aligned} M(A, Z)c^2 &= [ZM_p + (A - Z)M_n]c^2 - \Delta W(A, Z) = \\ &= [ZM_p + (A - Z)M_n]c^2 - a_{\text{об}}A + a_{\text{пов}}A^{2/3} + a_k \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_{\text{сим}} \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \end{aligned}$$

Стабилните (известни) ядра са:

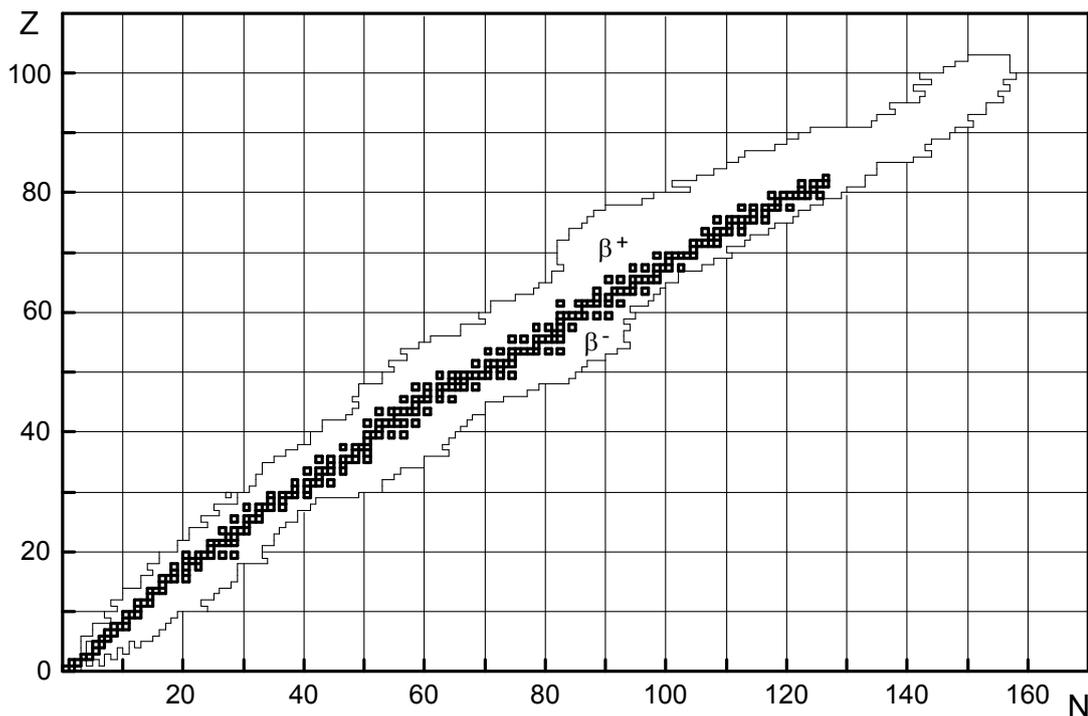
A	Z	N	число ядра
четно	четно	четно	167
нечетно	нечетно	четно	55
нечетно	четно	нечетно	53
четно	нечетно	нечетно	4

Последните 4 ядра са: ${}^2_1\text{H}$; ${}^6_3\text{Li}$; ${}^{10}_5\text{B}$; ${}^{14}_7\text{N}$.

III. ТИПОВЕ РАЗПАД. ГРАНИЦИ НА СТАБИЛНОСТ.

1. Карта на изотопите

Предполага се, че знаете какво е α -, β -разпад, спонтанно делене и излъчване на γ -кванти (обща представа). Всички нуклиди, стабилни и радиоактивни, се представят като точки в една (Z,N) диаграма:



Фиг.2. Карта на радионуклидите.

$Z = \text{const}$ - изотопи; $N = \text{const}$ - изотони; $A = \text{const}$ - изобари

Стабилните нуклиди образуват т.н. **линия на стабилност (бета)**. Елементите ($Z = \text{const}$) имат понякога няколко стабилни изотопа. Някои елементи нямат стабилни изотопи - **Po, At, Rn** и трансураниите.

Кога един нуклид е **радиоактивен** ?

когато: $M(A,Z) > \sum M_{\text{прод}}$

в енергия: $M(A,Z)c^2 > \sum M_{\text{прод}}c^2$

ако получаването на продуктите не е забранено от други закони на съхранение. При радиоактивния разпад се отделя енергия Q (природата се стреми към най-ниските възможни енергетични състояния):

$$M(A,Z)c^2 = \sum M_{\text{прод}}c^2 + Q$$

2. Бета-разпад - излъчване от ядрото на електрон (β^-), позитрон (β^+) или електронен захват (**Е.3.**). При β^- -разпада се излъчва и $\tilde{\nu}_e$, а при β^+ и електронен захват - ν_e . Този тип разпад се дължи на възможните превръщания:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \tilde{\nu}_e$$

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

Тези процеси се контролират от слабото взаимодействие. Отношенията:

силно : електромагнитно : слабо : гравитационно са

$$1 : 10^{-2} : 10^{-14} : 10^{-39}$$

Условия за бета-разпад:

$$\beta^- : M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e + m_{\tilde{\nu}}$$

$$\beta^+ : M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e + m_{\nu}$$

$$\text{Е.3.} : M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1) + m_{\nu} \quad (\text{няма } \beta\text{-частица})$$

Минаваме към маса на атомите, тъй като в крайна сметка в резултат получаваме неутрални атоми:

$$M_{\text{ат}}(A,Z) = M(A,Z) + Zm_e$$

Допускаме, че $m_{\nu} = m_{\tilde{\nu}} = 0$ и пренебрегваме енергията на връзка за атомните електрони:

$$\beta^- : M_{\text{ат}}(A,Z) > M_{\text{ат}}(A,Z+1)$$

$$\beta^+ : M_{\text{ат}}(A,Z) > M_{\text{ат}}(A,Z-1) + 2m_e$$

$$\text{Е.3.} : M_{\text{ат}}(A,Z) > M_{\text{ат}}(A,Z-1)$$

Ако условието за β^+ разпад е изпълнено, то условието за **Е.З.** е вярно винаги.

Енергията на β -разпад (отделяна) е положителна:

$$E_{\beta^-} = [M_{\text{ат}}(A,Z) - M_{\text{ат}}(A,Z+1)]c^2$$

$$E_{\beta^+} = [M_{\text{ат}}(A,Z) - M_{\text{ат}}(A,Z-1)]c^2 - 2m_e c^2$$

$$E_{\text{ЕЗ}} = [M_{\text{ат}}(A,Z) - M_{\text{ат}}(A,Z-1)]c^2$$

Характерни особености:

а/. Енергията на β -разпада се определя от масите (енергия на покой) на началното и крайното ядра.

б/. При β -разпада в крайно състояние имаме 3 частици - **ядро**, β^- (или β^+) и ν_e (3 частичкова кинематика), поради това разпределенията по енергии и импулси са **непрекъснати** - непрекъснат β -спектър (това, че не виждаме спектъра на ν_e не променя нещата). Граничната (максималната) енергия на β -спектъра съответства на енергията на разпад. Изключение - при електронен захват (**Е.З.**) се излъчват моноенергетични ν_e .

в/. Процеса на β -разпада се контролира от слабото взаимодействие.

Характерни времена (зависят от енергията и забраната): $T_{1/2} \rightarrow$ от 10^{-2} s до $2 \cdot 10^{15}$ години

Енергии на β -разпад: $E_{\text{max}} \rightarrow$ от 18 keV (${}^3_1\text{H}$) до 16,6 MeV (${}^{12}_7\text{N}$)

г/. При β -разпада **$A = \text{const}$** , т.е. получават се изобари.

д/. β^+ разпада и **Е.З.** са конкуриращи се процеси, като **Е.З.** е енергетически по-изгоден - може да имаме **Е.З.**, но β^+ -разпада да е забранен. Ако имаме електронен захват до основно състояние, той се регистрира само по рентгеновото излъчване (неутрино не се вижда).

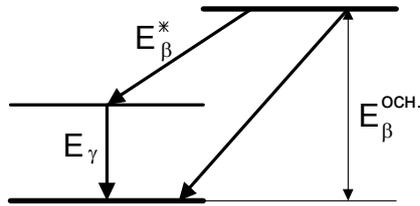
е/. **Гама-кванти** - при β -разпада често дъщерното ядро се получава във възбудено състояние. Тогава:

$$E_{\beta^*} = [M(A,Z) - M^*(A,Z+1)]c^2,$$

след което:

$$M^*(A,Z+1)c^2 \rightarrow M(A,Z+1)c^2 + E_\gamma$$

$$E_{\beta^*} = E_{\beta^{\text{осн}}} - E_\gamma$$



Очевидно е, че енергията на γ -квантите (след β -разпад) е по-малка от енергията на β -прехода от основно до основно състояние. Схемите на разпад (система от възбудени състояния) могат да бъдат много сложни.

Енергетичен диапазон: $E_\gamma \rightarrow$ от 10 keV до 5 MeV

Трябва да се отбележи, че E_γ на възбуденото състояние трябва да е по-малко от енергията на връзка на отделните нуклони в ядрото. В противен случай ядрото във възбудено състояние е нестабилно относно излъчване на неутрон или протон. Гама-преходите в ядрата се контролират от електромагнитното взаимодействие.

Характерни времена на живот на възбудените ядрени състояния (зависят от енергията, типа и мултиполността): от 10^{-16} s до $3 \cdot 10^6$ години (изомери)

А. Енергия на β -разпада и енергия на връзка

Енергията на β -разпада може да се изрази чрез разликата между енергиите на връзка на началното и крайното ядра:

$$E_\beta = [M(A,Z) - M(A,Z+1) - m_e]c^2 = (m_n - m_p - m_e)c^2 + \Delta W(A,Z+1) - \Delta W(A,Z)$$

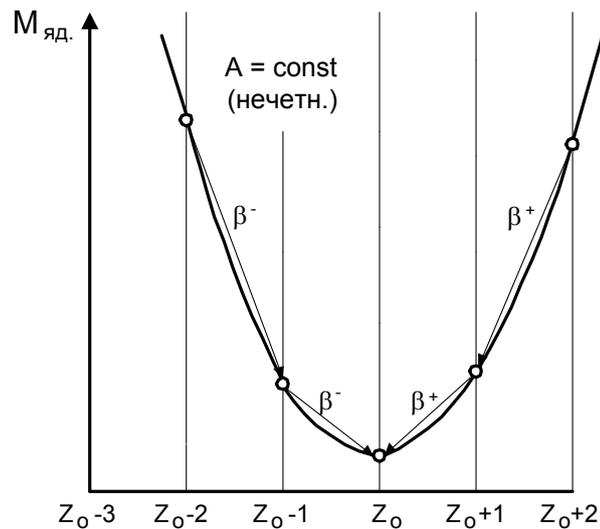
до адитивни константи. Масата на ядрата в енергетични единици се дава с формулата на Вайцекер.

Картата на изотопите (Z,N) може да се превърне в 3-мерна диаграма, ако се добави координатата M : $M(Z,N)$. В тези координати формулата на Вайцекер определя една повърхнина

$$M_{\text{я}}(A,Z)c^2 = [ZM_p + (A-Z)M_n]c^2 - \Delta W(A,Z)$$

Тази повърхнина има минимум ("дол"), чиято проекция в равнината (Z,N) представлява линията на β -стабилност. Да изследваме тази повърхнина при $A = \text{const}$

a/. $A = \text{const}$ (нечетно) - нечетно-четни и четно-нечетни ядра. Сечението на повърхнината с равнината $A = \text{const}$:



Фиг.3. Парабола на изобарите за нечетно A .

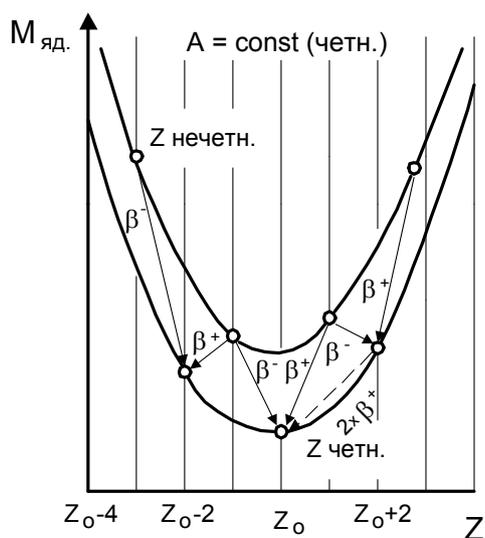
Сечението има вид на параболата - една, тъй като δ - члена = 0 По параболата са разположени **изобарите** с $A = \text{const}$

За A нечетно обикновено имаме един стабилен нуклид с Z_0 . Нуклидите със $Z \neq Z_0$ са β -нестабилни и с последователни разпади стигат до дъното на параболата Z_0 .

б/. $A = \text{const}$ (четно) - функцията е двузначна, като δ - члена:

$$\delta = \begin{cases} + \delta - \text{четно-четни} \\ - \delta - \text{нечетно-нечетни} \end{cases}$$

Преходи $Z = \text{const}$ са забранени



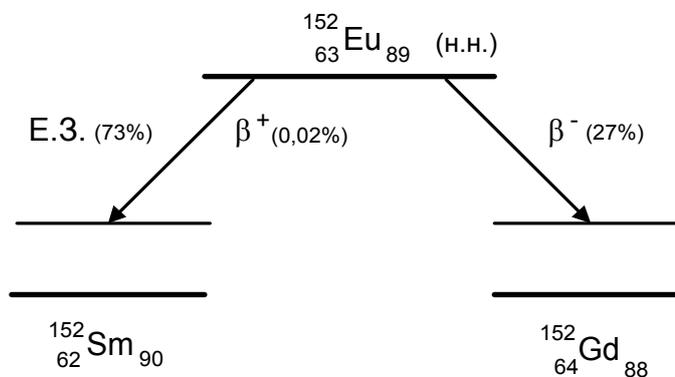
Фиг.4. Параболи на изобарите за четно A .

Като правило стабилни са четно-четните изобари.

Може за дадено $A = \text{const}$ (четно) да има няколко стабилни изобари $Z_0 - 2$, Z_0 , $Z_0 + 2$. Преминването от $Z_0 - 2$ в Z_0 може да стане с **двоен β -разпад**, но процеса е крайно малко вероятен (вече е наблюдаван експериментално).

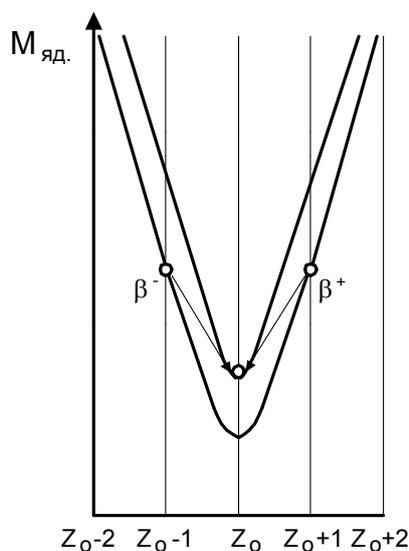
Вижда се, че нечетно-нечетните изобари често са нестабилни спрямо трите типа разпад - β^- , β^+ и още повече **Е.З.**

Пример, с който ще се запознаете в лабораторията:



Фиг.5. Типове β -разпадане на ${}^{152}\text{Eu}$.

Макар и много рядко, се случва и така:



Фиг.6. Параболи на изобарите за четно A – възможност за съществуване на стабилни нечетно-нечетни ядра.

Параболите са много "тесни". Известни са само 4 стабилни нечетно-нечетни ядра.

Б. Аналитичен вид на линията на стабилност

Намираме производната по Z на $\Delta W(A, Z)$ при $A = \text{const}$:

$$\frac{\partial \Delta(A, Z)}{\partial Z} = -a_k A^{-1/3} 2Z + 4a_{\text{сим}} - a_{\text{сим}} \frac{8Z}{A} = 0$$

$$Z = \frac{A}{\frac{a_k}{2a_{\text{сим}}} A^{2/3} + 2} = \frac{A}{0,015A^{2/3} + 2}$$

Формулата позволява определянето на Z на най-стабилния изобар при дадено $A = \text{const}$. Трябва да се отбележи, че върху β -стабилността най-силно влияят членовете, отчитащи (N, Z) - симетрията и кулоновата енергия. Само за най-леките ядра условието за β -стабилност е $N = Z$ ($Z = A/2$). За по-тежките ядра стабилни са тези с излишък на неутрони. За края на линията на β -стабилност $N/Z = 154/96 = 1,6$ ($A = 250$). При големи отклонения от линията на β -стабилност могат да се наблюдават **неутронна** (за неутронно-излишните нуклиди) и **протонна** (за

неутронно-дефицитните нуклиди) активност - когато $B_n = 0$ или $B_p = 0$, т.е. енергията на връзка на неутрона или протона стане нула.

3. Алфа-разпад

Кой процес ограничава масовото число A в картата на изотопите? Защо няма стабилни изотопи с $A = 500$?

Един от процесите е **алфа-разпада** - излъчване от ядрата на α -частици. Алфа-частицата е **силно свързана система** от 2 протона и 2 неутрона - ядро на ${}^4_2\text{He}$. Енергията на връзка $W(2,4) = 7,3$ MeV на нуклон (по формулата на Вайцзекер) - в действителност - 7,1 MeV (Мухин). Алфа-частичните ядра са най-стабилни - ${}^{12}_6\text{C}$; ${}^{16}_8\text{O}$; ${}^{20}_{10}\text{Ne}$.

А. Условие за α -разпад

Енергетично:

$$M(A,Z) > M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He})$$

Енергията, отделяна при α -разпада:

$$E_\alpha = [M(A,Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})]c^2$$

Енергията на α -разпада се разпределя като кинетична енергия на α -частиците (T_α) и дъщерното ядро ($T_\text{я}$). От закона за запазване на енергията: $E_\alpha = T_\alpha + T_\text{я}$ и закона за запазване на импулса: $|P_\alpha| = |P_\text{я}|$, откъдето $T_\text{я}/T_\alpha = M_\alpha/M_\text{я}$, $T_\text{я}/T_\alpha \approx 0,02$, тъй като $M_\text{я} \gg M_\alpha$, практически $T_\alpha \approx E_\alpha$.

Б. Оценка на енергиите E_α

Знаем, че:

$$M(A,Z) = [ZM_p + (A-Z)M_n]c^2 - \Delta W(A,Z)$$

тогава:

$$E_\alpha = [M(A,Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})]c^2 = -\Delta W(A,Z) + \Delta W(A-4, Z-2) + \Delta W({}^4_2\text{He})$$

Пресметнато по Вайцзекер за:



$$\Delta W(252,98) = 1901 \text{ MeV} ; \quad \varepsilon = 7,54 \text{ MeV/нуклон} ;$$

$$\Delta W(248,96) = 1879 \text{ MeV} ; \quad \varepsilon = 7,58 \text{ MeV/нуклон} ;$$

$$\Delta W(4,2) = 29,3 \text{ MeV} ; \quad \varepsilon = 7,33 \text{ MeV/нуклон}$$

$$E_{\alpha} = -1901 + 1879 + 29,3 = 7,3 \text{ MeV}$$

$$T_{\alpha} = E_{\alpha} \frac{248}{248 + 4} = 7,2 \text{ MeV}$$

В. Анализът показва, че за $Z > 73$ (**Ta**); $A > 181$ ($Z = 73$ по β -стабилност); енергията $E_{\alpha} > 0$, но α -разпада се проявява силно след $Z = 82$ (**Pb**); $A = 207$, защото при α -разпада α -частицата трябва да преодолее посредством тунелен ефект значителен кулоновски бариер.

$$V_k \approx \frac{Z_{\text{д.я}} Z_{\alpha}}{A^{1/3}} \text{ MeV}$$

$$\text{За разпада } {}^{252}_{98}\text{Cf} \xrightarrow{\alpha} {}^{248}_{96}\text{Cm} \quad V_k = 30 \text{ MeV}$$

Енергиите при α -разпада са в границите: $4 \text{ MeV} \leq E_{\alpha} \leq 9 \text{ MeV}$

Периодите на полуразпад по α са в границите: $10^{-7} \text{ s} \leq T_{1/2} \leq 10^{10}$ години

Малко изменение (повишаване) на енергията E_{α} води до голямо нарастване на прозрачността на бариера и силно намаляване на $T_{1/2}$ (нарастване на вероятността за α -разпад). Връзката на $T_{1/2}$ с E_{α} е позната като закон на Гайгер-Нетъл още от началото на миналия век.

Именно α -разпада ограничава нарастването на A (оловото **Pb** е последния елемент, който има α -стабилни изотопи). След ${}^{238}_{92}\text{U}$ не се срещат естествени елементи, поради късите периоди на полуразпадане по α -разпад. **Трансураните** са синтезирани изкуствено и като правило са α -активни.

Често при α -разпада се получава дъщерно ядро във **възбудено състояние**, което се разрежда чрез излъчване на γ -кванти. При това се наблюдава фина структура на α -линията (няколко α -прехода).

4. Спонтанно делене

Тежките елементи по линията на β -стабилност освен от α -разпад, са застрашени и от друг тип разпад. Ядрата **самопроизволно** се разпадат на два (неравни) фрагмента, които съответстват на ядра от средата на периодичната система.

Нека означим фрагментите на изходното ядро (A, Z) с (A_L, Z_L) и (A_T, Z_T) , като:

$$A = A_L + A_T \quad Z = Z_L + Z_T$$

А. Енергетично условие за спонтанно делене

Отново:
$$M(A, Z) > M(A_L, Z_L) + M(A_T, Z_T)$$

Енергията, отделена при спонтанното делене е:

$$E_{sf} = [M(A, Z) - M(A_L, Z_L) - M(A_T, Z_T)]c^2$$

Когато $E_{sf} > 0$, може да се наблюдава спонтанно делене.

Б. Оценка на енергията, отделяна при делене на ядрата.

Отново:
$$E_{sf} = -\Delta W(A, Z) + \Delta W(A_L, Z_L) + \Delta W(A_T, Z_T)$$

Известно е, че $^{252}_{98}\text{Cf}_{154}$ се дели на два фрагмента, като:

$$A_L/A_T = 0,8 = 112/140 ; Z_L/Z_T = 0,8 = 44/54$$

т.е., получават се изотопите (приблизително) $^{112}_{44}\text{Ru}$ и $^{140}_{54}\text{Xe}$

По формулата на Вайцзекер:

$$\Delta W(^{252}_{98}\text{Cf}) = 1901 \text{ MeV} ; \varepsilon = 7,54 \text{ MeV/нуклон}$$

$$\Delta W(^{112}_{44}\text{Ru}) = 951 \text{ MeV} ; \varepsilon = 8,49 \text{ MeV/нуклон}$$

$$\Delta W(^{140}_{54}\text{Xe}) = 1163 \text{ MeV} ; \varepsilon = 8,31 \text{ MeV/нуклон}$$

$E_{sf} = -1901 + 951 + 1163 = 213 \text{ MeV}$ - това е колосална енергия! В момента на деленето се излъчват около 4 неутрона (мигновени), които отнасят $4 \times 7,54 = 30 \text{ MeV}$. Тогава $E_{sf} = 183 \text{ MeV}$, която се разпределя като кинетична енергия на фрагментите. Една проста формула за средната кинетична енергия на фрагментите (в MeV) е:

$$\overline{E_k} = 0,121 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

която включва известния кулонов фактор от формулата на Вайцзекер. По нея $E_{sf} = 184 \text{ MeV}$.

$E_{sf} = E_{к.л} + E_{к.т}$ от условието за импулсите $P_l = P_t$. Следва, че:

$$\frac{E_{к.л}}{E_{к.т}} = \frac{M_t}{M_l} ; E_{к.л} = \frac{M_t}{M_l + M_t} E_{sf}$$

$$E_{к.л} = 102 \text{ MeV} ; E_{к.т} = 82 \text{ MeV}$$

В. Граници на стабилност по делене

Анализът на формулата на Вайцзекер показва, че $E_{sf} > 0$, когато:

$$\frac{W_k}{W_{пов}} = \frac{\frac{a_k Z^2}{A^{1/3}}}{a_{пов} A^{2/3}} = \frac{a_k}{a_{пов}} \frac{Z^2}{A} > 0,7 \quad \text{т.е.} \quad \frac{Z^2}{A} > 17$$

Z^2/A - параметър на делене.

Интересно е, че това условие е изпълнено за нуклиди с $A > 99$, $Z > 39$, например $^{89}_{39}\text{Y}$, но със забележима вероятност спонтанно делене се наблюдава едва при $^{238}_{92}\text{U}$:

$$\text{за } ^{238}_{92}\text{U} : Z^2/A = 35,6 ; T_{1/2sf} = 8 \cdot 10^{15} \text{ г.} ; T_{1/2\alpha} = 4 \cdot 10^9 \text{ г.}$$

$$\text{за } ^{252}_{98}\text{Cf} : Z^2/A = 38 ; T_{1/2sf} = 85,5 \text{ г.} ; T_{1/2\alpha} = 2,6 \text{ г.}$$

Като правило, вероятността за α -разпад е по-голяма от вероятността за спонтанно делене за един и същ нуклид. Нещата се обясняват с това, че

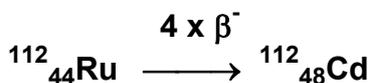
съществува **барьер на делене** (аналогично на α -разпада), чиято прозрачност нараства силно с увеличаване на параметъра Z^2/A . **Абсолютната** граница на стабилност по делене се дава от:

$$Z^2/A = 49, \text{ когато } 2W_{\text{пов}} - W_{\text{к}} = 0$$

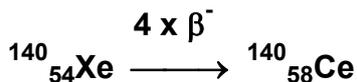
Хипотетично ядро: $A = 380$; $Z = 136$; $Z^2/A = 49$ - трябва да търпи делене за характеристично (ядрено) време 10^{-22} s.

Г. Какво става с фрагментите - за ^{252}Cf :

за $^{112}_{44}\text{Ru}$: при изобари $A = 112$; по $Z = A/(0,015A^{2/3}+2)$, $Z = 48$



за $^{140}_{54}\text{Xe}$: $A = 140$; β -стабилен - $Z = 58$



Продуктите на делене са групирани около $A_{\text{T}} = 140$ и $A_{\text{Л}} = 110$, съдържат излишък на неутрони и са β^- -радиоактивни – претърпяват средно 4 разпада докато достигнат линията на β -стабилност.