

ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ЯДРЕНА ФИЗИКА

ОСОБЕНОСТИ НА ЕКСПЕРИМЕНТАЛНАТА РАБОТА В ЯДРЕНАТА ФИЗИКА

Литература

1. К.М.Мухин, "Экспериментальная ядерная физика", т. I "Физика атомного ядра" (курс, четен МИФИ), Атомиздат, 1983 г.
2. Гопыч и Залюбовский, "Ядерная спектроскопия", изд. Харьковски университет, 1980 г.
3. Абрамов, Казанский, Матусевич, "Основы экспериментальных методов ядерной физики", (курс МИФИ), Атомиздат, 1977 г.
4. Михайлов, Крафт, "Ядерная физика", изд. ЛГУ, 1988 г.
5. Ляпидевский, "Методы детектирования излучений", Энергоатомиздат, 1987 г.

За по-подробно запознаване с въпросите:

1. "Альфа- бета- и гамма-спектроскопия", под ред. на Кай Зигбан (превод от английски) в 4 тома, Атомиздат, 1969 г.
2. Серия от 4 тома под ред. на Люк Юан и Ву Цзян-сюн, изд. Ин.лит., 1962 - 1965 г. (превод от английски)
"Принципы и методы регистрации элементарных частиц"
"Методы измерения основных величин ядерной физики"
"Измерение характеристик ядерных реакции и пучков частиц"
"Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц"
3. "Экспериментальная ядерная физика", под ред. на Э.Сегре, I, II, III том, изд. Ин.лит., 1955 г.

Върху почти всички въпроси, които ще разглеждаме в този курс, има написани монографии, понякога и няколко. Липсата на време ще ни принуди да разглеждаме въпросите малко конспективно, а за подробности ще се отнасяте към съответната литература.

Работата с литературата (монографии, справочници, научни списания, реферативни журналы) е един от необходимите, но не и достатъчни етапи от всяко съвременно научно (а и практическо) изследване, който най-малкото ви избавя от опасността да изобретите велосипеда. Това се отнася както за експерименталните, така и за теоретичните изследвания. Въпреки че всеки експеримент е различен от другия (природата е богата), освен ако не сме си поставили за цел точното повтаряне на даден (известен) експеримент.

1. С какво е привлекателна експерименталната работа

Броят на теориите, неиздържали експерименталната проверка, е много по-голям от истинните теории. Роля на решаващия експеримент! Въобще развитието на човешкото познание се осъществява чрез тясно взаимодействие на теория и експеримент. Те не се развиват абсолютно едновременно. Има богати теории, които предлагат нови експерименти за проверка. Има и богати експерименти, които движат теоретическото познание. Струва ми се, че положението в ядрената физика е точно такова. Понастоящем структурата и параметрите на възбудените състояния на ядрата експериментално са **изучени** значително по-добре, отколкото те могат да бъдат **предсказани** от сега съществуващите ядрени модели (теория). По същество за сега все още няма истинска теория на ядрото.

2. Неприятности в експерименталната работа

Изисква скъпа и сложна апаратура. Борба за доставки и изработване.

Борба с апаратурата. Аварии и поддържане. Физикът-експериментатор трябва да е убеден, че използваната апаратура работи нормално. Тъй като съвременния експеримент не може да мине без електроника, то знания по **ядрена електроника** са жизнено необходими (ако не за поправка на апаратурата, то поне за тестове и да може да се убеди, че е изправна). Съвременния ядрено-физичен експеримент изисква работа с: радиоактивни източници, детектори, ядрена електроника, вакуум, ниски температури, магнитни полета и т.н. Ако човек не е способен да се справи с всичко, то се правят колективи, на принципа на разделение на труда.

Артефакти: При получаване на някакъв резултат - ефект, линия и т.н., експериментатора е длъжен да **провери** и **отхвърли** всички възможности ефекта

да се дължи на апаратурата (тривиални апаратурни ефекти). Пример: слаби гама-линии, дължащи се на излитане. Това спестява много разочарования (и конфузи) впоследствие, когато излязлата публикация не може да се върне назад.

Експериментатора е длъжен да има реална представа за **точността** (неопределеността) на получения от него резултат. Въпросът е не само за статистическите неопределености, чието оценяване е достатъчно лесно. Трябва да се имат предвид и систематическите грешки, които обаче са значително по-трудни за оценяване. Като правило, точността на резултатите се завишава.

Приятна черта на експерименталната работа е, че дава възможност за непосредствен допир с природата.

Цялото знание (и информация) за ядрената физика и за ядрото се получава чрез **детекторите** на ядрени лъчения, а тяхното действие се базира на **взаимодействията на ядрените лъчения с веществото**. Затова курса ще бъде построен по следния начин:

ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ТИПОВЕТЕ РАЗПАД
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ЛЪЧЕНИЕТО С ВЕЩЕСТВОТО
ДЕТЕКТОРИ НА ЯДРЕНО ЛЪЧЕНИЕ
МЕТОДИ В ЕКСПЕРИМЕНТАЛНАТА ЯДРЕНА ФИЗИКА
ЯДРЕНА СПЕКТРОСКОПИЯ
ЯДРЕНО-ФИЗИЧНИ МЕТОДИ В ДРУГИ ОБЛАСТИ НА ФИЗИКАТА

В курса ще се занимаваме с ядрената физика на сравнително ниски енергии. Известно е, че средната енергия на връзка на един нуклон в ядрото е 8 MeV. Повисоките енергии са областта на физиката на ядрените реакции, а по-нататък следва областта на физиката на елементарните частици (и свръхвисоки енергии). Задачите, които се решават в експерименталната ядрена физика са:

- **Изследване структурата на ядрото.** Това включва: тотална α -, β -, γ - и конверсионно-електронна спектроскопия.
- **Определяне** на: енергии, спинове, четности и времена на живот на възбудените състояния на ядрото; енергии и вероятности (времена на живот) при β -разпада, същото за α -разпада и деленето на ядрата; граници

на стабилност и т.н. - въобще характеристиките на радиоактивните и стабилните ядра. Със същите задачи, в теоретичен аспект, се занимава съвременната теория на ядрото.

Трябва да отбележим, че експерименталната ядрена физика се разви дотолкова, че освен за изследване на структурата на ядрата, тя създаде редица **методи** (ядрено-физични), които се прилагат вече в твърде много области на човешката дейност. Някои от тях са:

- Активационен анализ
- Ефект на Мьосбауер
- Аниhilация на позитрони
- Рентгенова спектроскопия с висока разделителна способност (рентгено-флуоресцентен анализ)
- Електронна спектроскопия с висока разделителна способност
- Метода на белязаните атоми
- Радиохронология
- Датиране с ^{14}C
- Радиоекология и радиобиология

Те се използват в много други раздели на физиката (твърдо тяло), химия, геология, биология, медицина, археология, материалознание, че дори в криминалистиката. Мое дълбоко убеждение е, че с тези методи трябва да се занимават физици с добра подготовка по експериментална ядрена физика.

Един пример в това отношение беше радиоактивното замърсяване в резултат на аварията на ЧАЕЦ (което е един радиоекологичен проблем, частен случай на проблема за опазване на околната среда). Изясняването на радиационната обстановка изискваше прилагането в съкратени срокове на **тотална ядрена спектроскопия** (α , β , γ) в лабораториите на катедра Атомна физика. Още в първите дни бяха:

- Идентифицирани радионуклидите и съотношенията между тях ("букета" на замърсяването) и повърхностната плътност на замърсяването (γ -спектроскопия).

- Беше оценена кампанията (2,5 - 3 години) на аварирания реактор.
- Бяха оценени чистите бета-излъчватели, например ^{90}Sr (β -спектроскопия).
- Бяха открити и изследвани "горещите частици". Беше доказано, че това е разпрасено до аерозолни размери гориво UO_2 (α , β , γ -спектроскопия, рентгенофлуоресцентен анализ, автордиография).
- Чрез α -спектроскопията бяха идентифицирани трансурани в горещите частици и определено съотношението им с другите радионуклиди.
- Бяха открити горещи частици със странен радионуклиден състав.

Обилието на експериментални данни позволи да се оцени "дистанционно" не само типа на ядрената авария, но дори и температурата на разрушената активна зона.

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 :

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

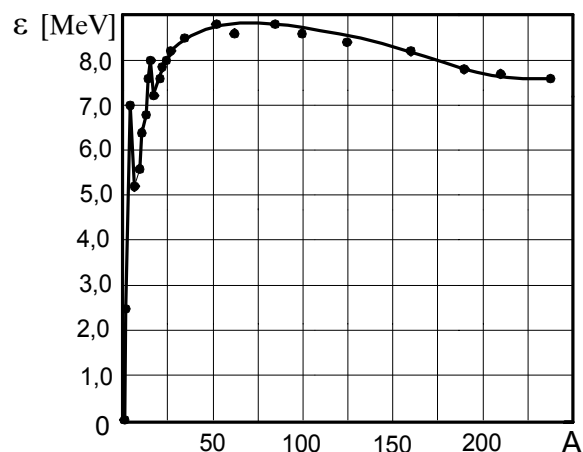
← нуклеосинтез

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) $\epsilon \approx 8 \text{ MeV}$. 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**:

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

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

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

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

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.

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

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:

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

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:

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

Стабилните (известни) ядра са:

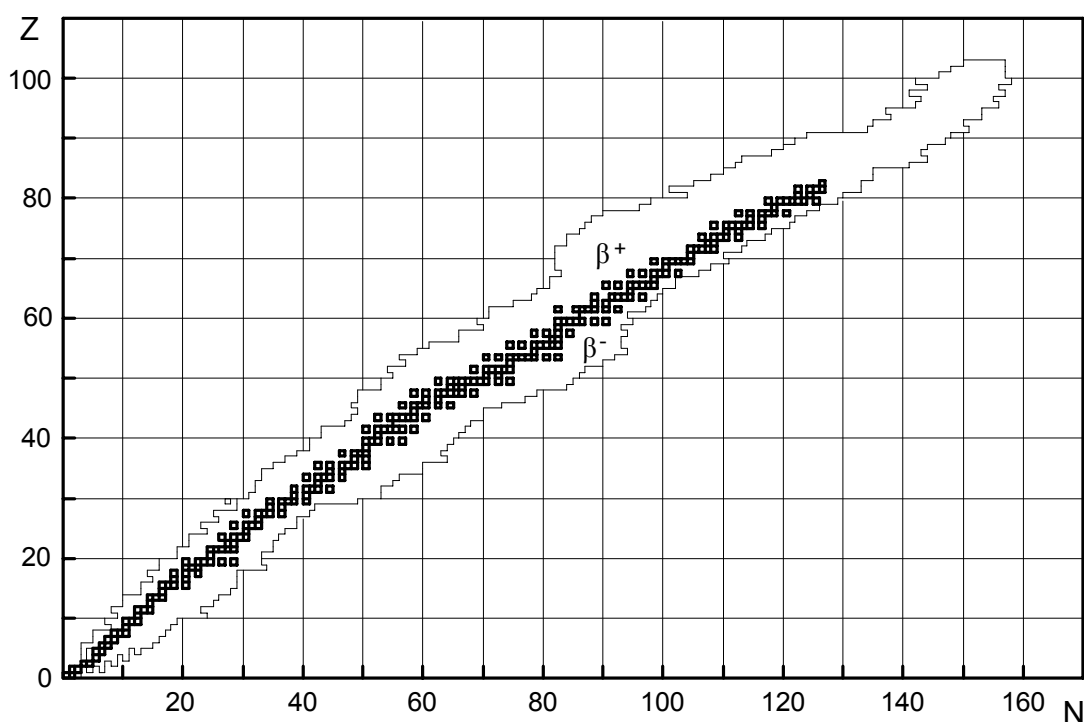
A	Z	N	число ядра
четно	четно	четно	167
нечетно	нечетно	четно	55
нечетно	четно	нечетно	53
четно	нечетно	нечетно	4

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 = const - изотопи; **N = const** - изотони; **A = const** - изобари

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

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.З.**). При β^- -разпада се излъчва и ν_e , а при β^+ и електронен захват - $\bar{\nu}_e$. Този тип разпад се дължи на възможните превръщания:

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

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

$$p + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}_e$$

Тези процеси се контролират от слабото взаимодействие. Отношенията:

силно : електромагнитно : слабо : гравитационно са

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

Условия за бета-разпад:

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

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

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

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 $m_{\nu} = m_{\bar{\nu}} = 0$ и пренебрегваме енергията на връзка за атомните електрони:

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

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

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

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 -спектр (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_1H) 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 (неутриното не се вижда).

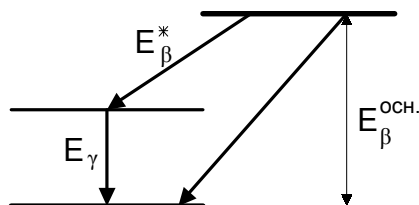
е/. **Гама-кванти** - при β -разпада често дъщерното ядро се получава във възбудено състояние. Тогава:

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

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:

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

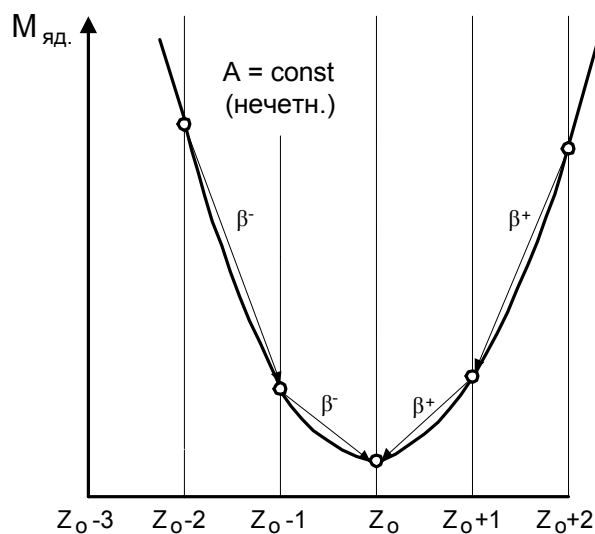
до адитивни константи. Масата на ядрата в енергетични единици се дава с формулата на Вайцзекер.

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 Вайцзекер 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 $A = \text{const}$

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



Фиг.3. Парабола на изобарите за нечетно A .

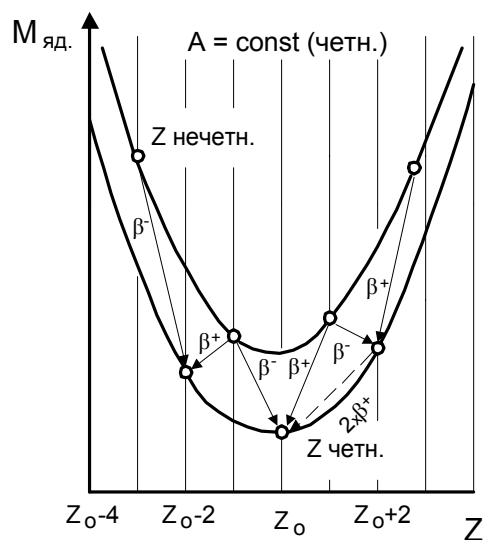
Сечението има вид на парабола - една, тъй като δ - члена = 0 По параболата са разположени **изобарите** с $A = \text{const}$

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



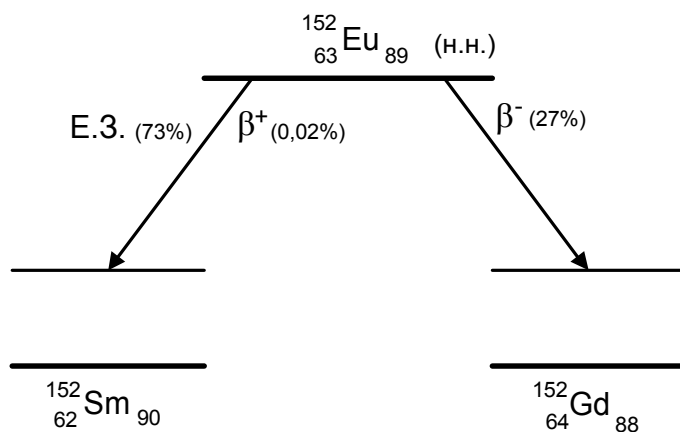
Фиг.4. Параболи на изобарите за четно **A**.

Като правило стабилни са четно-четните изобари.

Може за дадено **A = const** (четно) да има няколко стабилни изобари **Z₀ - 2**, **Z₀**, **Z₀ + 2**. Преминването от **Z₀ - 2** в **Z₀** може да стане с **двоен β-разпад**, но процеса е крайно малко вероятен (вече е наблюдаван експериментално).

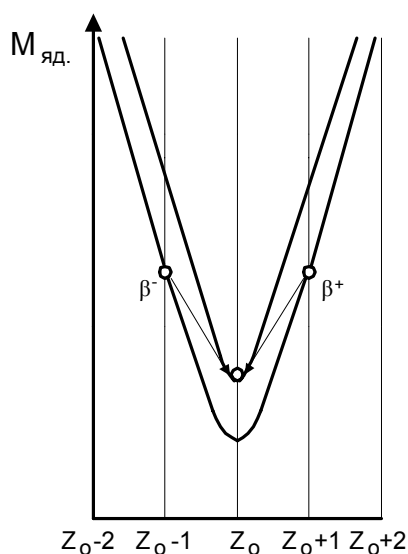
Вижда се, че нечетно-нечетните изобари често са нестабилни спрямо трите типа разпад - **β⁻**, **β⁺** и още повече **Е.З.**

Пример, с който ще се запознаете в лабораторията:



Фиг.5. Типове β-разпадане на **¹⁵²Eu**.

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 = const**:

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

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

Формулата позволява определянето на **Z** на най-стабилния изобар при дадено **A = 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:



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

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

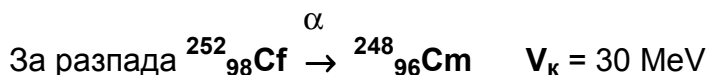
$$\Delta W(4,2) = 29,3 \text{ MeV} ; \quad \epsilon = 7,33 \text{ MeV/нуклон}$$

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

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

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.

$$V_{\kappa} \approx \frac{Z_{\text{д.я.}} Z_{\alpha}}{A^{1/3}} [\text{MeV}]$$



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: $10^{-7} \text{ s} \leq T_{1/2} \leq 10^{10} \text{ години}$

Малко изменение (повишаване) на енергията **E $_{\alpha}$** 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 $_{\alpha}$** 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_л,Z_л)** и **(A_т,Z_т)**, като:

$$A = A_{\text{л}} + A_{\text{т}} \quad Z = Z_{\text{л}} + Z_{\text{т}}$$

А. Енергетично условие за спонтанно делене

Отново: $M(A,Z) > M(A_{\text{л}},Z_{\text{л}}) + M(A_{\text{т}},Z_{\text{т}})$

Енергията, отделена при спонтанното делене е:

$$E_{\text{sf}} = [M(A,Z) - M(A_{\text{л}},Z_{\text{л}}) - M(A_{\text{т}},Z_{\text{т}})]c^2$$

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

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

Отново: $E_{\text{sf}} = -\Delta W(A,Z) + \Delta W(A_{\text{л}},Z_{\text{л}}) + \Delta W(A_{\text{т}},Z_{\text{т}})$

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

$$A_{\text{л}}/A_{\text{т}} = 0,8 = 112/140 ; Z_{\text{л}}/Z_{\text{т}} = 0,8 = 44/54$$

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

По формулата на Вайцзекер:

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

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

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

$E_{sf} = -1901 + 951 + 1163 = 213 \text{ MeV}$ - 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:

$$\bar{E}_k = 0,121 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

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:

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

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

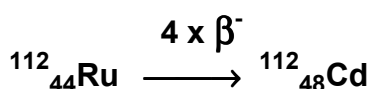
съществува **барьер на делене** (аналогично на α -разпада), чиято прозрачност нараства силно с увеличаване на параметъра Z^2/A . **Абсолютната** граница на стабилност по делене се дава от:

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

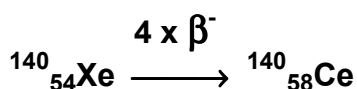
Хипотетично ядро: $A = 380$; $Z = 136$; $Z^2/A = 49$ - трябва да търпи делене за характеристично (ядрено) време 10^{-22} s.

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 $A_T = 140$ и $A_L = 110$, съдържат излишък на неутрони и са **β^- -радиоактивни** – претърпяват средно 4 разпада докато достигнат линията на β -стабилност.