

ЯДРЕНА СПЕКТРОСКОПИЯ

БЕТА-РАЗПАД. БЕТА-СПЕКТРИ

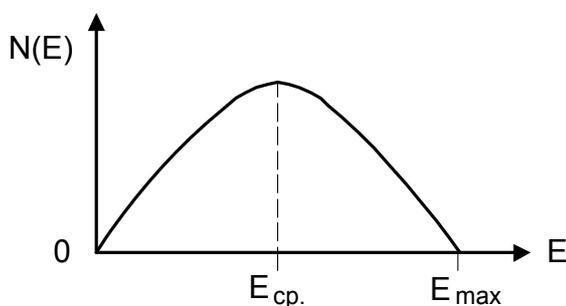
I. ХАРАКТЕРНИ ОСОБЕНОСТИ НА БЕТА-РАЗПАДА

В първата лекция вече коментирахме типовете β -разпад (β^- , β^+ , **Е.3.**) и енергетическите условия за тях. Някои нуклиди (нечетно-нечетни) могат **едновременно** да търпят и трите типа β -разпад. Енергията на β -разпада е **точно определена** (дискретна) - от разликата в масите (енергиите) на началния и краен атом:

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

Експериментални факти, довели до въвеждане на неутриното:

1. Бета-разпада е открит 1911 г. (Байер, Хан и Майтнер). Още през 1914 г. с β -спектрометри са били изследвани β -спектри и е намерено, че те са непрекъснати, т.е. срещат се β -частици с енергии от **0** до **E_m** (максимална енергия).



Фиг.115. Непрекъснат β -спектр.

$$E_{\text{max}} = E_{\beta^-}; \quad E_{\text{ср}} < E_{\beta^-}$$

Става очевидно, че при β -разпада се появява **дефицит** ("изчезване") на енергия.

Изказвани са хипотези:

- че енергията се губи при някакъв атомен процес (или взаимодействие на електроните с веществото на много къси разстояния - Л.Майтнер 1922 г.). Тази хипотеза е **опровергана** (1927 г. Елис и Вустер) чрез **калориметрично**

изследване на разпада на ^{210}Bi (RaE), $E_m = 1,05 \text{ MeV}$. В калориметъра се определя $E_{\text{ср.експ.}} \approx 0,35 \text{ MeV}$.

- че закона за запазване на енергията се нарушава. Хипотезата е отхвърлена с отвращение, като крайно неправдоподобна.

2. Известно е, че:

При A четно - основното състояние на ядрото, както и цялата система от възбудени състояния имат **цели спинове**.

При A нечетно - основното и възбудените състояния имат **полуцели спинове**.

При β -разпада $A = \text{const}$ и характера на спина не се променя, т.е. при β -разпада се отнася **целочислен** момент на количество на движение. Но пълния момент, отнасян от електрона, може да бъде само **полуцял** :

$$j = l + s$$

където: l - орбитален момент - винаги цял; s - спин на електрона - $1/2$.

Очевидно, в бета-разпада се **"губи" частица с полуцял спин**.

3. "Губещата" се частица е **неутрална**, тъй като закона за запазване на заряда не е нарушен.

В 1931 г. Паули изказва хипотезата, че в бета-разпада участва още един фермион - неутрино ν (още преди откриването на неутрона) с маса, много по-малка от тази на електрона, който отнася губещата се енергия при β -разпада и **взаимодейства много слабо** с веществото.

Е.Ферми дава името **"неутрино"** на хипотетичната частица. Според Ф.Хойл (астрофизик), Паули и Бааде (астрофизик) се обзалагат, че неутриното никога няма да бъде наблюдавано експериментално (според Паули). 25 години по-късно в експериментите на Рейнис и Коуен е регистрирано свободно $\tilde{\nu}_e$ и Паули плаща облога (каса шампанско, което било любимото му питие).

II. ЛЕПТОНИ, ЛЕПТОНЕН ЗАРЯД

Лептоните са леки частици, участващи в β -разпада и процесите, контролирани от слабото взаимодействие. Известни са три "семейства" лептони:

$$(m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}) \quad e^- (I_e = 1) \quad \tilde{\nu}_e (I_e = -1) \\ e^+ (I_e = -1) \quad \nu_e (I_e = 1) \quad (e, \nu_e)$$

$$(106 \text{ MeV}) \quad \mu^- (I_\mu = 1) \quad \tilde{\nu}_\mu (I_\mu = -1) \\ \mu^+ (I_\mu = -1) \quad \nu_\mu (I_\mu = 1) \quad (\mu, \nu_\mu)$$

$$(1,78 \text{ GeV}) \quad \tau^- (I_\tau = 1) \quad \tilde{\nu}_\tau (I_\tau = -1) \\ \tau^+ (I_\tau = -1) \quad \nu_\tau (I_\tau = 1) \quad (\tau, \nu_\tau)$$

Съществуват 3 типа лептонен заряд: I_e , I_μ , I_τ , които (засега) се съхраняват поотделно.

Разпади, съхраняващи лептонния заряд:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (I_e - \text{съхранен})$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu \quad (1) \quad (I_e \text{ и } I_\mu - \text{съхранени})$$

Последния е известния " $\pi - \mu - e$ " експеримент, който обработвате в лабораторията по Експериментална ядрена физика. Забележка: Енергетичния спектър на e^+ е непрекъснат, поради 3 частичковата кинематика и енергията на покой на μ -она се разпределя средно по равно между 3-те частици.

$$\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\tau \quad (I_e \text{ и } I_\tau - \text{съхранени})$$

$$\mu^+ + \nu_\mu + \nu_\tau \quad (I_\mu \text{ и } I_\tau - \text{съхранени})$$

Адроните (и γ -квантите) имат 0 лептонен заряд.

Ако се допусне, че $\nu_e \equiv \nu_\mu$, се появява възможност за разпади от типа:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$$

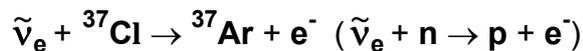
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^- \quad (2) \quad (\text{анихилация } \nu_e \text{ и } \tilde{\nu}_\mu \text{ в момента на образуването})$$

Експериментите са показали, че вероятността за тази реакция е поне $10^3 - 10^4$ пъти по-малка от същата за реакцията $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ (1).

Т.е. че $\nu_e \neq \nu_\mu$ и се съхранява не общия лептонен заряд, а именно I_e и I_μ **поотделно**. За сега ще изчакаме да видим резултатите от подготвяните експерименти за доказване на “осцилациите” на неутриното.

Експериментално доказателство, че $\tilde{\nu}_e \neq \nu_\mu$

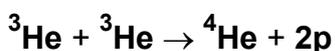
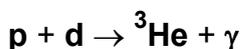
Реакцията $n + \tilde{\nu}_e \rightarrow p + e^-$ е **забранена** - несъхранение на I_e . По предложение на Б.М.Понтекорво (1946 г.) през 1955 г. (Девис) е направен опит за регистрация на **реакторни $\tilde{\nu}_e$** , като:



Облъчвани са 4000 l CCl_4 (тетрахлорметан). Образувания ${}^{37}\text{Ar}$ (радиоактивен) се увелича с **He** (газ, пропускан през обема CCl_4). **Ar** се отделя от **He** върху охладен активен въглен (**He** не се поглъща), след което се вкарва в обема на Гайгеров брояч. Оценена **горна граница** на сечението за $\tilde{\nu}_e + n$: $\sigma_{\text{експ}} \leq 0,25 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ на неутрон, което е много по-малко от разчетното сечение, ако се допусне, че $\tilde{\nu}_e \equiv \nu_e$ и реакцията не е забранена.

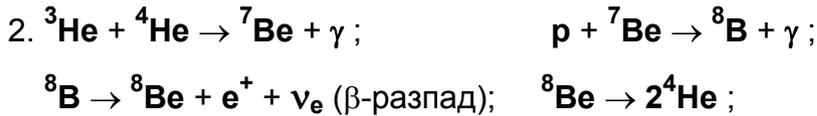
Допълнение: слънчеви електронни неутрино

Модел на Бете (1939 г.) за термоядрената енергетика на Слънцето:





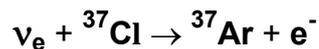
Ако ${}^4\text{He}$ е достатъчно (както е в Слънцето), вървят и реакциите:



$E_{\nu\text{max}} = 14 \text{ MeV} - 0,005\%$ от пълния неутринен поток.

Слънцето е **мощен източник** на ν_e и реакцията : $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ **не е забранена**.

Дейвис (от 1968 до 1978 г.) провежда аналогичен експеримент:



Облъчвани са 610000 \pm C_2Cl_4 (перхлоретилен) на 1,5 km под земята (методиката за отделяне на ${}^{37}\text{Ar}$ - същата). Образуват се 0,3 - 0,4 атома ${}^{37}\text{Ar}$ на ден (регистрира се борното неутрино). Експериментално получената стойност е 2 - 3 пъти **по-малка** от очакваната скорост - 0,9 ${}^{37}\text{Ar}$ на ден, като се има предвид термоядрения цикъл на Бете ("дефицита" е потвърден в много неутринни лаборатории). Възможно е "осцилациите" на неутриното (подготвят се експерименти) да оправят нещата, без да се налага да се отказваме от цикъла на Бете!

III. ПОНЯТИЕ ЗА ТЕОРИЯТА НА БЕТА-РАЗПАДА

Теория на Ферми (1934 г.): Изградена е върху предположението, че взаимодействието е **слабо "точково" (късододействащо) взаимодействие между 4 фермиона** (2 нуклона и 2 лептона).

Вероятността за бета-прехода W се получава от теорията на възмущенията:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | \hat{H}_\beta | i \rangle \right|^2 \frac{dn}{dE}$$

където $\langle \mathbf{f} | | \mathbf{i} \rangle$ - вълнови функции на крайното и началното състояние; dn/dE - плътност на крайните енергетични състояния; \hat{H}_β - хамилтониан на взаимодействието.

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \Psi_{Nf}^* \Psi_e^* \Psi_\gamma^* \hat{H}_\beta \Psi_{Ni} d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}$$

$d\tau$ - елементарен обем.

Тъй като вълновите функции са 4 - компонентни биспинори, оператора на взаимодействието представлява сложна комбинация от тях. Възможни са 256 комбинации линейно независими типове взаимодействия, но от изискването за Лоренц-инвариантност остават 5.

$$H_\beta = \sum_{i=1}^5 C_i H_i = C_S S + C_V V + C_T T + C_A A + C_P P \quad (\sum C_i = 1)$$

където трансформационните свойства на компонентите са :

	ΔP	ΔI
S – скалар	не	0
V – вектор	не	0
T – тензор	не	0, ± 1
A – аксиален вектор	не	0, ± 1
P – псевдоскалар	не	0

където ΔP - промяна на четността при β -прехода; ΔI - промяна на спина на ядрото при прехода.

Изборът на вариант на теорията е извършен при сравняване с експеримента. По настоящем е възприет **варианта (V – A)** (универсално взаимодействие на Ферми), което описва добре всички разпади, контролирани от слабото взаимодействие (включително и на μ -оните и τ -оните).

Правила за отбор за разрешените бета-преходи:

$$\Delta I = |I_f - I_i| ; \Delta P = \pi_i \pi_f$$

I_f, I_i - спинове на крайното и начално ядро; π_i, π_f - четности на началното и крайно ядрено състояние; $\Delta P = +1$ (не); $\Delta P = -1$ (да).

Поради това, че "радиуса на действие" на силите на слабото взаимодействие $\rho \ll R$ ($R \approx 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm - радиус на ядрото), в първо приближение може да се счита, че орбиталните моменти, отнасяни от неутриното и β -частицата, са нула - $I_e = I_\nu = 0$. В такъв случай ΔI се определя от спиновете (собствени моменти) на e и ν .

1. Ако двойката ($e\uparrow, \nu\downarrow$) се излъчва в **синглетно състояние** (т.е. с антипаралелни спинове – сумарен собствен момент 0):

$$\mathbf{S}_e + \mathbf{S}_\nu + \mathbf{I}_e + \mathbf{I}_\nu = \mathbf{0}, \text{ т.е. } \Delta I = 0 \quad (\text{спиновото състояние не се променя})$$

$\begin{matrix} 0 & 0 & 0 & 0 \end{matrix}$

Тези β -преходи са **Фермиевски преходи** - ΔP - не ; $0 \rightarrow 0$ преходи.

2. Ако двойката ($e\uparrow, \nu\uparrow$) се излъчва в **триплетно състояние** (паралелни спинове – сумарен собствен момент 1):

$$\mathbf{S}_e + \mathbf{S}_\nu + \mathbf{I}_e + \mathbf{I}_\nu = \mathbf{1} \quad (\text{сумарен отнасян момент})$$

$\begin{matrix} 1 & 0 & 0 \end{matrix}$

Проекцията на спина на двойката върху спина на ядрото има 3 възможни стойности : 0, +1, -1. Тези преходи са **Гамов-Телеровски преходи** - $\Delta I = 0, 1$; ΔP - не (тук не влизат преходите $0(I_i) \rightarrow 0(I_f)$, които са чисто Фермиевски). Преходите $\Delta I = 0$, когато I_f или $I_i \neq 0$ са от **смесен тип**.

Фермиевските и Гамов-Телеровските преходи се наричат "**разрешени β -преходи**" и за тях **орбиталния момент**, отнасян от двойката (e, ν) е нула.

IV. ФОРМА НА БЕТА-СПЕКТЪРА. ГРАФИК НА КЮРИ.

От теорията на разрешените β -спектри пълната вероятност за излъчване в единичен енергетичен интервал за енергиите на β -частицата и неутриното е:

$$\frac{dW(E)}{dE} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \delta(E_0 - E_e - E_\nu) 4\pi^2 \frac{dn_{e\nu}}{dE}$$

където: $|M|$ - ядрен матричен елемент на прехода (в първо приближение не зависи от енергията); δ - делта функция; E_0 - максимална енергия на β -прехода; E_e, E_ν - пълни енергии на e и ν ; $\frac{dn_{e\nu}}{dE}$ - плътност на състоянията на единица енергетичен интервал.

Показва се, че:

$$\frac{dW(E)}{dE_e} = \frac{|M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 e^4} E_e p_e E_\nu p_\nu$$

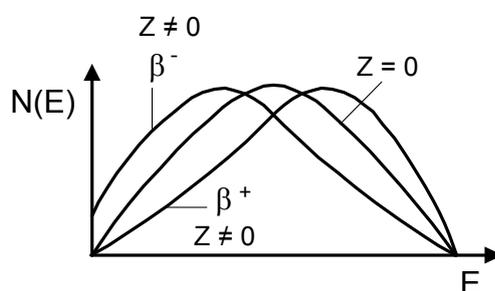
$$E_\nu = E_0 + m_e c^2 + m_\nu c^2 - E_e$$

$$p_\nu = \frac{1}{c} \sqrt{E_\nu^2 - (m_\nu c^2)^2}$$

При допускане, че $m_\nu c^2 = 0$, за енергетичния спектър N_E получаваме:

$$\begin{aligned} N_E \sim \frac{dW}{dE} &= \text{const} |M|^2 E_e p_e [E_0 - E_e + m_e c^2]^2 = \\ &= \text{const} |M|^2 E_e \sqrt{E_e^2 - (m_e c^2)^2} [E_0 - E_e + m_e c^2]^2 \end{aligned}$$

В последната формула не е отчетено влиянието на кулоновото поле на ядрото върху излитащата частица.



Фиг.116. Влияние на кулоновото поле на ядрото върху непрекъснатия β -спектър.

На горната фигура е показано влиянието на кулоновото поле на ядрото върху β -спектъра спрямо условно ядро без заряд (" $Z = 0$ "). При β^- разпада се повишава броя на нискоенергетичните електрони, при β^+ разпада се повишава броя на високоенергетичните (спектрите се отместват в различни посоки).

Чрез функцията на Ферми $F(Z,E)$, която е известна в явен вид и е табулирана, се отчита влиянието на кулоновото поле на ядрото. $F(Z,E)$ е различна за β^- и β^+ разпада. Обръщаме внимание, че Z е атомния номер на **дъщерното ядро**.

При използване на единицата $m_e c^2$ експерименталния спектър:

$$N_\varepsilon = \text{const} |M|^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 F(Z,E)$$

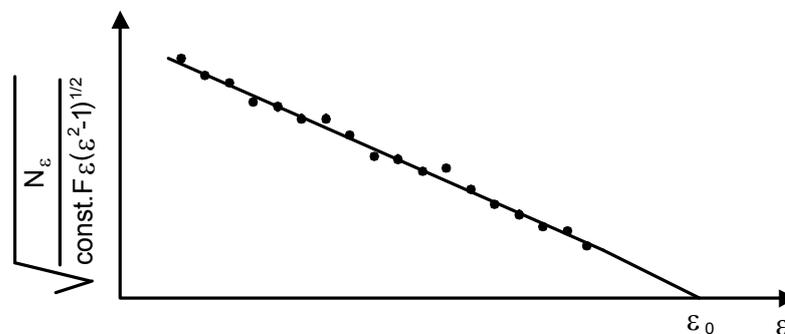
$$\varepsilon = \frac{E_e}{m_e c^2} ; \quad \varepsilon_0 = \frac{m_e c^2 + T_e^{\max}}{m_e c^2}$$

където T_e^{\max} е граничната енергия на спектъра. Конструираме функцията:

$$K(\varepsilon) = \left[\frac{N_\varepsilon}{\text{const} |M|^2 F(Z,E) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1}} \right]^{1/2} = \varepsilon_0 - \varepsilon$$

където N_ε е експерименталния спектър.

Функцията $K(\varepsilon)$ (**График на Кюри**) е **строго линейна** по ε (за разрешените преходи) и пресича абсцисата при ε_0 - граничната енергия на β -прехода т.е. $K(\varepsilon_0) =$



Фиг.117. График на Кюри.

Построяването на графика на Кюри е **единствения начин** за коректно намиране на граничната енергия (ϵ_0) на бета-спектъра от експерименталния спектър N_ϵ .

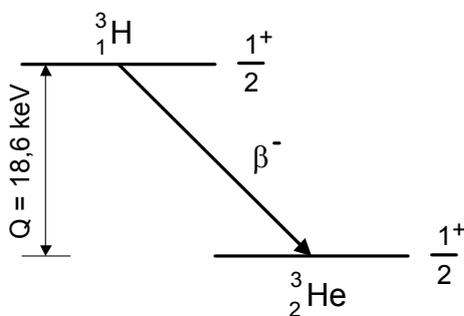
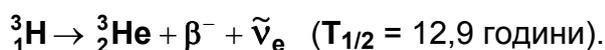
$$T_{\text{кин}}^{\text{гран}} = (\epsilon_0 - 1)m_e c^2$$

Когато бета-разпада е **забранен**, графика на Кюри **не е права**.

V. МАСА НА ПОКОЙ НА НЕУТРИНОТО

(Решаване на космологични проблеми чрез β -спектрометрия)

Независимо, че има много теоретични съображения, според които $m_\nu \equiv 0$ (например теорията на двукомпонентното неутрино), експериментите за измерване на масата на покой на неутриното продължават. Те се базират на факта, че **поведението** на графика на Кюри близо до **граничната енергия е чувствително към m_ν** . Обикновено при тези измервания се използва източник от тритий ${}^3_1\text{H}$



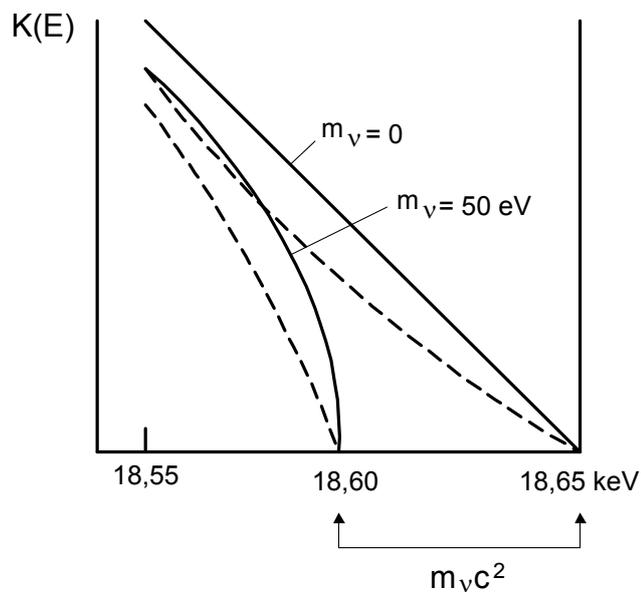
Фиг.118. Бета-разпад на ${}^3\text{H}$.

Прехода $[(1/2)^+ \rightarrow (1/2)^+]$; $\Delta I = 0$; ΔP - не; $I_i \neq 0$; свърхразрешен; смесен $\Phi + \Gamma\Gamma$; между "огледални" ядра

Целта на описваните по-надолу експерименти е да се определи масата на покой на $\tilde{\nu}_e$, ако тя въобще съществува.

Идеализирания вид на края на графика на Кюри за бета-разпада на ${}^3\text{H}$ е показан по-долу за два случая: при $m_{\nu_e} = 0$ и $m_{\nu_e} = 50 \text{ eV}$ (с плътна линия), както и обикновения бета-спектър - с пунктир. При $m_{\nu} = 0$ графика на Кюри клони към граничната енергия $E_0 - m_{\nu}c^2$ перпендикулярно на абцисата.

За съжаление, експерименталния график на Кюри е **конволюция** на "идеалния" $K(E)$ и апаратурната линия, която като правило е със сложна форма и ширина, по-голяма от "масочувствителния" интервал. Изследванията в този интервал изискват освен възможно най-висока разделителна способност, но и възможно най-нисък фон на прибора. Статистическите неопределености в края на спектъра стават също твърде големи.



Фиг.119. Поведение на края на непрекъснатия β -спектър при отсъствие и наличие на маса на покой на неутриното.

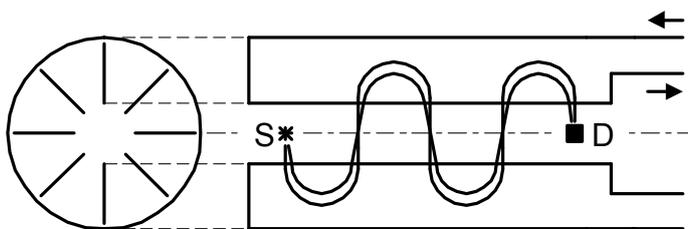
История на опитите за определяне на m_{ν} :

1949 г. Ханна, Понтекорво - с пропорционален брояч ($\Delta E = 1,8 \text{ keV}$). **Оценка $m_{\nu} < 1 \text{ keV}$.**

1969 г. - 1972 г. Беркуист – прибор: железен $\pi\sqrt{2}$ β -спектрометър; $\rho_0 = 50$ cm; $\Delta p/p = 0,11\%$ ($\Delta E = 40$ eV); входяща апертура 0,5%; фон 2,5 imp/s. **Оценка $m_\nu < 55$ eV.**

1980 г. - 1985 г. Любимов и Третьяков – прибор: тороидален безжелезен β -спектрометър с 4 фокуса. 4 кратно отклонение на 180° ; $\Delta p/p = 0,12\%$ ($\Delta E = 43$ eV); входяща апертура 0,4%; нисък фон - 0,03 - 0,1 imp/s. **Оценка 14 eV $< m_\nu < 46$ eV** (за 99% доверителен интервал!). За пръв път се привежда и долна граница за m_ν . Този резултат все още **не е потвърден** от други автори.

В експериментите освен всичко друго, се намесват и ефекти, дължащи се на химическите връзки на ^3H във веществото на източника, които изкривяват



спектъра.

Фиг.120. Схема на β -спектрометъра на Любимов и Третьяков.

Космологическо значение на експериментите

При еволюцията на звездите в много от ядрените процеси се **отделят неутрино**, които са практически ненаблюдаеми, но присъствуват във Вселената със **своята маса**.

Нашата Вселена се разширява и ако тя е "отворена", разширението ще продължава безкрай, ако е "затворена", след известно време разширението ще се прекрати и ще започне "свиване".

Въпросът за "отвореност" и "затвореност" на Вселената се решава от плътността на веществото в нея. Критичната плътност е

$$\rho_{\text{крит}} \approx 10^{-29} \text{ g/cm}^3$$

Плътноста на "видимата материя" (галактики) е оценена на $10^{-30} \div 10^{-32} \text{ g/cm}^3$ е с един порядък по-ниска от критичната (отворена Вселена). Ако $m_\nu = 10 \text{ eV}$, то общата маса на ν (скрита материя) ще е с един порядък по-голяма от видимата и е възможно $\rho \approx 10^{-29} \text{ g/cm}^3$.

VI. ПРИВЕДЕН ПЕРИОД НА ПОЛУРАЗПАД ft НА БЕТА-ПРЕХОДИТЕ. КЛАСИФИКАЦИЯ.

А. От вероятността за разпадане на единичен енергетичен интервал

$$\frac{dW(\epsilon)}{d\epsilon} = \text{const} |M|^2 F(\epsilon, Z) \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2$$

можем да получим **пълната вероятност** за разпадане в единица време (λ - константа на разпадане) чрез интегриране по енергията.

$$\lambda = \text{const} |M|^2 \int_1^{\epsilon_0} F(\epsilon, Z) \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon$$

Означаваме $f(\epsilon_0) = \int_1^{\epsilon_0} F(\epsilon, Z) \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon$

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = C' |M|^2 f(\epsilon_0) \quad ; \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{C' |M|^2 f(\epsilon_0)}$$

Функцията $f(\epsilon_0) \sim \epsilon_0^5$ за достатъчно високи гранични енергии на β -спектъра. Очевидно е, че съществува **тривиална зависимост** (и то много силна) на $T_{1/2}$ от граничната енергия на β -прехода ($T_{1/2} \sim 1/\epsilon_0^5$), на фона на която влиянието на ядрения матричен елемент на прехода

$$M = \int \Psi_{Nf}^* \Psi_{Ni} d\tau$$

не може да се забележи.

Конструира се величината:

$$ft = f(\epsilon_0) T_{1/2} = \frac{\ln 2}{C' |M|^2}$$

ft - **приведен период на полуразпадане**, който **не зависи от енергията** на β -прехода, а само от **структурата на ядрото** в начално и крайно състояние.

Качествено: Когато β -прехода се извършва **без голямо преустройство** на структурата на ядрото (има силно припокриване на вълновите функции на началното и крайно състояние) $|M|^2$ е **близко до единица** и **ft** е малко. При **голяма промяна на структурата** $|M|^2 \ll 1$ и **ft** нараства силно. Вида на $|M|^2$ зависи от възприетия вид взаимодействие.

Величината **lgft** (десетичен логаритъм от **ft**) е важна характеристика на бета-преходите, привежда се в схемите на разпад и зависи от степента на забранена прехода. Величината $T_{1/2}$ се определя експериментално, а $f(\epsilon_0)$ е табулирана.

Една илюстрация: Параметри на някои "свъръхразрешени" β -преходи:

	$I_i^{\pi_i}$	$I_f^{\pi_f}$	ΔI	ΔP	$T_{1/2}$	E_{\max} MeV	lgft	Тип
β^- $n \rightarrow p$	$1/2^+$	$1/2^+$	0	не	11,7 min	0,78	3,07	Ф+ГТ
β^- ${}^3_1\text{H}_2 \rightarrow {}^3_2\text{He}_1$	$1/2^+$	$1/2^+$	0	не	12,4 а	0,018	3,1	Ф+ГТ
β^- ${}^6_2\text{He}_4 \rightarrow {}^6_3\text{Li}_3$	0^+	1^+	1	не	0,8 s	3,22	2,9	ГТ
β^+ ${}^{11}_6\text{C}_5 \rightarrow {}^{11}_5\text{B}_6$	$3/2^-$	$3/2^-$	0	не	20,4 min	0,99	3,59	Ф+ГТ
β^+ ${}^{26}_{13}\text{Al}_{13} \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg}_{14}$	0^+	0^+	0	не	6,4 s	3,2	3,48	Ф

Независимо от огромните разлики в $T_{1/2}$ и енергиите на бета-преходите се вижда, че **lgft** \approx **const** (3 - 3,5) за цялата група.

"Свъръхразрешени" преходи се наблюдават при леките ядра с $A \leq 40$. Те се извършват без изменение на структурата на ядрото, при това особено облекчени са преходите, когато протона и неутрона, участващи в β -взаимодействието (в начално и крайно състояние) са в **едно и също квантово състояние** (слоист модел на ядрото – "пртонната" и "неутронната" ями се запълват поотделно). Очевидно това е възможно, когато $Z \approx N$ (начало на периодичната система).

За "нормално" разрешените преходи **lgft** \approx **5**. Те се наблюдават при тежките ядра, когато $N > Z$ и протона и неутрона, участващи в β -разпада не могат да се

намират в едно и също квантовомеханично състояние, тъй като "потенциалните ями" за протоните и неутроните са различно запълнени.

Б. Някои практически правила

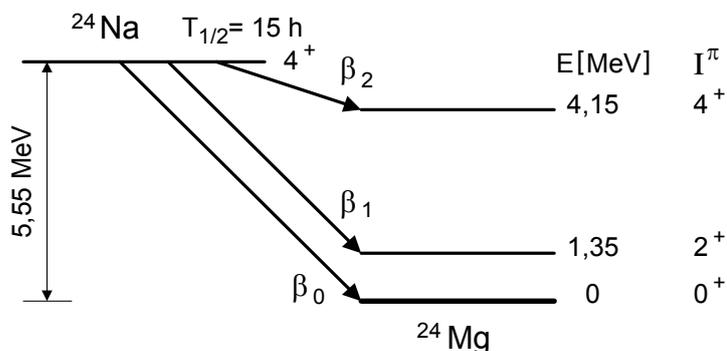
За пресмятане на $lgft$ се използва функцията $f(\epsilon_0, Z)$, която е табулирана (Джелепов и Зырянова) и периода на полуразпадане $T_{1/2}$ в секунди.

В много случаи имаме β -преходи до възбудени ядрени състояния с различни енергии (гранични) и интензитети (парциални β -спектри). В тези случаи при пресмятане на $lgft$ се използват **граничната енергия** на съответния β -преход и неговия **парциален период на полуразпадане $T_{1/2}^n$** , като:

$$T_{1/2}^n = T_{1/2} \left(\frac{I_\beta}{I_\beta^n} \right) ; \quad T_{1/2}^n = T_{1/2} \left(\frac{100}{I_\beta^n \%} \right) ; \quad (T_{1/2}^n > T_{1/2})$$

където: $T_{1/2}$ - пълен период на полуразпадане на стартовия нуклид; I_β - пълен интензитет на бета-прехода; I_β^n - интензитет на съответния бета-преход, ако I_β^n е в % на 100 разпада.

Един пример:



Фиг.121. Бета-преходи при разпада на ^{24}Na .

	E_{gp} [MeV]	I_n [%]	$T_{1/2}^n$ [s]	ΔI	ΔP	$lgft$	Тип
β_0	5,55	10^{-11}	$5,4 \cdot 10^{17}$	4	не	(20)	(забранен – 4 порядък)
β_1	4,2	10^{-3}	$5,4 \cdot 10^9$	2	не	12,7	(забранен 2 порядък – неуникален)

β_2	1,4	100	$5,4 \cdot 10^4$	0	не	6,1	(Ф+ГТ нормален – разрешен)
-----------	-----	-----	------------------	---	----	-----	----------------------------

В. Класификация на β -преходите. Степен на забрана.

Освен разрешените (и свръхразрешените) Фермиевски и Гамов-Телеровски и смесени β -преходи с вече коментираните правила за отбор $\Delta I = 0$; $\Delta I = 0, 1$; ΔP - не, съществуват β -преходи с по-голяма промяна на спина и изменение на четността, наречени (условно) "**забранени**". При забранените преходи двойката (e, ν) освен собствения си спинов момент $S_e + S_\nu$, отнася и определен **орбитален момент** : $I = I_e + I_\nu$ (цял), който определя степента (порядъка) на забрана.

За разрешените преходи $I = 0$ (Ф, ГТ)

За еднократно забранените преходи $I = 1$

За двукратно забранените преходи $I = 2$ и т.н.

Поради много малкия "радиус на действие" на бета-взаимодействието (много по-малък от размерите на ядрото), вероятността за преходи с изнасяне на $I \neq 0$ е малка и намалява с нарастване на I .

С нарастване на степента на забрана **нараства** и **lgft**, при което преходите се групират по следния начин:

	разрешени		забранени		
	свръх	нормални	1 порядък	2 порядък	3 порядък
lgft средно за групата	3,5	5	9	15	18

От горната таблица се вижда бързото нарастване на **lgft** с нарастване на порядъка на забрана (приведения период **ft** нараства средно с по 10^4).

Обща класификация на β -преходите:

забрана	$\Delta P = (-1)^n$	$\Delta I = n, n+1$	Тип	Нуклид (lgft)
разрешени $n = 0$	не	$\Delta I = 0$ ($0 \rightarrow 0$)	Ферми	^{24}Na (6,1); ^{22}Na (7,4); ^{60}Co (7,5)
		$\Delta I = 0, 1$ (без $0 \rightarrow 0$)	ГТ чисти и Смесени	
забранени 1 порядък $n = 1$	да	$\Delta I = 0, 1$	неуникални	^{137}Cs (9,6); ^{90}Sr (9,4); ^{90}Y (9,2)
		$\Delta I = 2$	уникални	
забранени 2 порядък $n = 2$	не	$\Delta I = 2$	неуникални	^{24}Na (12,7) (слаб) ^{137}Cs (12,1) (слаб)
		$\Delta I = 3$	уникални	
забранени 3 порядък $n = 3$	да	$\Delta I = 3$	неуникални	^{40}K (18,1)
		$\Delta I = 4$	уникални	

Г. Правила за отбор по изотопически спин

Въвежда се величината за нуклоните $T = 1/2$

$T_z = 1/2$ - протон; $T_z = -1/2$ - неутрон

$$T = \sum_i t_i \geq \left| \frac{2Z - A}{2} \right| \text{ - за ядро}$$

$$T = T_z \quad ; \quad T_z = \frac{2Z - A}{2} \text{ - за ядро в основно състояние}$$

За Фермиевските преходи ($0 \rightarrow 0$) $\Delta T = 0$; $\Delta T_z = \pm 1$

За Гамов-Телеровските и забранените преходи $\Delta T = 0, \pm 1$; $\Delta T_z = \pm 1$

Въвеждането на правила за отбор по изоспин се е наложило поради откриване на β -преходи от Фермиевски тип $0^+ \rightarrow 0^+$ които вместо обичайното $lgft = 3$ имат $lgft \approx 9$.

Пример: $^{170}_{71}\text{Lu} \xrightarrow{\beta^+} ^{170}_{70}\text{Yb}$; $0^+ \rightarrow 0^+$ но $\Delta T = 1$ - забранен по изоспин и поради това силно **забавен**.

При анализа на β -преходите по $lgft$ трябва да се имат предвид и тези правила за отбор, както и някои допълнителни забрани за деформираните ядра.

Трябва да се отбележи, че за **забранените "уникални"** преходи графикът на Кюри се **отличава от права линия**. Често по формата му (поправъчни коефициенти) може да се съди за порядъка на забраната.

Практически извод:

Изследването на **формата** на графика на Кюри, както и **определянето** на **типа** на β -прехода ($lgft$) носи ценна информация за **структурата** на ядрото в начално и крайно състояние.

Експерименталните β -спектри (по енергия или импулс), а от там и графика на Кюри, **винаги са конволюция** от истинското разпределение и формата на апаратурната линия ("отклика" на спектрометъра на моноенергетични електрони).

Детайли във формата на β -спектъра и неговото поведение близо до граничната енергия могат да се получат само при **добра разделителна способност** на прибора - малка полуширина на апаратурната линия. Подобряването на разделителната способност на β -спектрометрите не е самоцелно.

VII. КОНСТАНТА НА СЛАБОТО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Вече беше показано, че:

$$ft = \frac{\ln 2}{C' |M|^2}$$

Константата **C'** съдържа в себе си константата на слабото взаимодействие **G**:

$$C' = \frac{G^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} [s^{-1}]$$

За някои особено прости случаи на β -преходи, за които е известен ядрения матричен елемент $|M|^2$, C' може да се сметне точно и от там да се намери константата G .

Пример: $^{14}\text{O} \xrightarrow{\beta^+} ^{14}\text{N}$; $|M|^2 = 2$; чист $0^+ \rightarrow 0^+$ Фермиевски преход

Измерено $l g f t = 3,4$; $f t = 2500 \text{ s}$; $C' = \frac{\ln 2}{f t |M|^2} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

$$G_V = \sqrt{\frac{C' 2\pi^3 \hbar^7 (m_e c^2)^2}{(m_e c)^7 c}} = \sqrt{\frac{C' 2\pi^3 \lambda_e^7 (m_e c^2)^2}{c}}$$

където $\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c}$ - комптонова дължина на електрона.

Тогава: $G_V = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ ерг} \cdot \text{cm}^3 = 8,8 \cdot 10^{-38} \text{ eV} \cdot \text{cm}^3$. - **глобална константа на Ферми**, характеризираща слабото взаимодействие и в ядрените β -преходи, и в разпадите на лептоните (μ , τ).

Близка по стойност константа се получава и за Гамов-Телеровските β -преходи.

Безразмерната константа на слабото взаимодействие:

$$g = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \frac{1}{m_e c^2} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-3} = 2,2 \cdot 10^{-12}$$

характеризира **слабото взаимодействие** в сравнение с другите известни в природата.

Безразмерната константа на **гравитационното взаимодействие:**

$$\frac{G_N (m_p)^2}{m_p c^2} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^{-1} = 5,8 \cdot 10^{-39}$$

$G_N = 6,7 \cdot 10^{-8} [\text{cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}^2]$ - **Нютонова гравитационна константа**

$\frac{G_N m_p^2}{m_p c^2} = 1,2 \cdot 10^{-52} [\text{cm}]$ - **гравитационен радиус на нуклона**

$$\lambda_p = \frac{\hbar}{m_p c} = 2,1 \cdot 10^{-14} \text{ [cm]} - \text{комптонова дължина на вълната на нуклона}$$

Безразмерната константа на **електромагнитното взаимодействие**:

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e c^2} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-1} = 7,4 \cdot 10^{-3} = \frac{1}{137}$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ [cm]} - \text{класически електромагнитен радиус на електрона}$$

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c} = 3,8 \cdot 10^{-11} \text{ [cm]} - \text{комптонова дължина на вълната на електрона}$$

Безразмерната константа на **силното (ядрено) взаимодействие**:

$$f = \frac{g_N^2}{\hbar c} \approx 15$$

$$g_N^2 = 4,7 \cdot 10^{-16} \text{ ерг.cm} = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ eV.cm}$$

$$\hbar c = 3,15 \cdot 10^{-17} \text{ ерг.cm} = 1,97 \cdot 10^{-5} \text{ eV.cm}$$

Радиус на действие на взаимодействията: - Определя се от **масата на покой** на бозона - преносител на съответното взаимодействие, чрез неговата **комптонова дължина на вълната** (величина, която има значително по-дълбок физически смисъл отколкото се е предполагало първоначално):

Гравитационно - гравитони (безмасови) - безкраен радиус на действие

Електромагнитно – електромагнитни кванти (безмасови) - безкраен радиус на действие

Силно - π -мезони; $m_\pi c^2 = 140 \text{ MeV}$

$$R_N \approx \frac{\hbar}{m_\pi c} = \lambda_\pi = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ [cm]}$$

Слабо - W^\pm векторни бозони; $m_W c^2 = 80 \text{ GeV}$

$$R_w = \frac{\hbar}{m_w c} = \lambda_w = 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ [cm]}$$

Слабото взаимодействие е значително по-късодействащо от ядреното, (около 10^3 пъти), така че теорията за "точково" 4-фермионно взаимодействие на Е.Ферми е оправдана *post factum*.

Теория на **Вайнберг - Салам** (1967 г.) за **"електро-слабото" взаимодействие:** Въвеждат 4 калибровъчни бозони - 2 заредени W^{\pm} (слаби заредени токове) и 2 неутрални W^0 и B^0 . От тях може да се построи единна теория на слабите и електромагнитни взаимодействия с 4 бозона - γ , Z^0 , W^+ , W^- (последните три - носители на слабото взаимодействие) - Вайнберг, Глешоу, Салам - Нобелова награда за 1979 г. Това е първото **обединение** на взаимодействията, очакват се "великото обединение" (+ ядрено) и ..."теория на всичко" (+ гравитация).

1983 г. - W^{\pm} и Z^0 - открити в ЦЕРН при взаимодействие на насрещни протон-антипротонни снопове 270 GeV всеки; $m_{W^{\pm}}c^2 = 81$ GeV; $m_{Z^0} = 94$ GeV – К.Рубиа и Ван дер Меер - Нобелова награда за 1984 г. Все още сме далеч от експериментите необходими за следващите обединения!