

ИЗМЕРВАНЕ НА ВРЕМЕНА В ЯДРЕНАТА ФИЗИКА

I. ЗАКОН ЗА РАДИОАКТИВНОТО РАЗПАДАНЕ

1. Някои добре известни закони

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

Скоростта на разпадане dN/dt е пропорционална на броя неразпаднали се ядра N (в момента) и константата на разпадане λ . Константата на разпадане λ има смисъл на вероятност за разпадане за единица време. Решението на диференциалното уравнение дава известния закон за радиоактивното разпадане:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$$

където $N(t)$ - брой на неразпадналите се ядра (състояния) след време t ; N_0 - брой на неразпаднали се ядра в момента $t = 0$.

Друг запис:

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

τ - средно време на живот - времето за намаляване на началния брой ядра N_0 е пъти - $\tau = 1/\lambda$.

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}\right)$$

$T_{1/2}$ - период на полуразпадане – $T_{1/2} = \ln 2 \cdot \tau = 0,693\tau$.

Експоненциалния закон за радиоактивното разпадане е в сила за всякакви ядрени системи, било то радиоактивни ядра или възбудени ядрени състояния (γ -излъчване). τ (или λ) практически не могат да бъдат повлияни от никакви външни условия. Има сведения за съвсем малки ефекти (влияние), ако в ядрения процес участвуват **атомни електрони** (например електронен захват и вътрешна конверсия), при което поради химична връзка може да се измени тяхната плътност в областта на ядрото. Върху времето на живот на възбуденото ядрено

състояние би могло да повлияе **индуцираното излъчване**, но гама-лазера е все още хипотетичен прибор.

2. Естествена ширина на линията

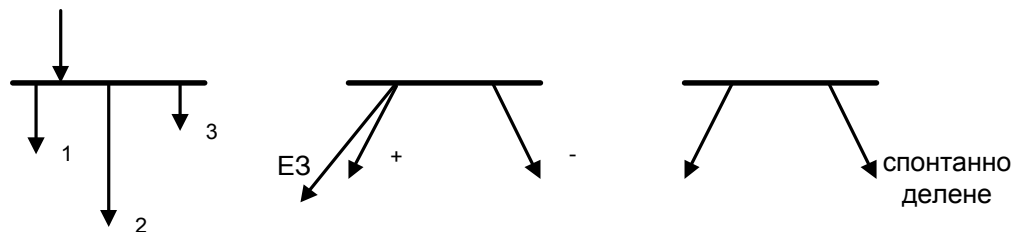
Между естествената (енергетична) ширина на дадено ниво Γ и времето на живот съществува простото съотношение:

$$\Gamma \cdot \tau = h$$

Γ зависи само от τ (а не от енергията на прехода). Апаратурната ширина на γ -линията при γ -спектрометрията е на много порядъци по-голяма от естествената ширина Γ . Единствено ефекта на Мьосбауер дава възможност да се наблюдава естествената ширина на линията.

3. Парциален период на полуразпадане

Често дадено ядро или възбудено ядрено състояние може да се разпада по няколко начина (канала):



Фиг.89. Паралелни типове на разпадане.

Вероятността за разпадане λ е:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots$$

("или" логика - сума от вероятностите за отделните канали). Съответно:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots; \quad \frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{T'_{1/2}} + \frac{1}{T''_{1/2}} + \dots$$

τ_1, τ_2, \dots и $T'_{1/2}, T''_{1/2}, \dots$ - парциални времена на живот.

Фактически парциалните времена на живот (и $T_{1/2}$) са ненаблюдаеми. Нивото има едно време на живот (и един период на полуразпадане), също една константа на разпадане λ , но константите $\lambda_1, \lambda_2 \dots$ (парциални) могат да бъдат определени експериментално чрез **сравняване на интензитетите на паралелните канали** (съответните парциални времена могат да се сметнат).

Вече бяха дадени характерните времена на различните типове разпад:

- **алфа:** $10^{-7} \text{ s} \leq T_{1/2} \leq 10^{10} \text{ a}$
- **бета:** $10^{-2} \text{ s} \leq T_{1/2} \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ a}$
- **гама:** $10^{-16} \text{ s} \leq T_{1/2} \leq 3 \cdot 10^6 \text{ a}$
- **спонтанно делене**
естествен уран $\approx 10^{16} - 10^{17} \text{ a}$

Естествено, при такъв огромен диапазон (10^{32}) от времена, се прилагат различни методи за измерването им.

4. Права и обратна задачи

а/. Прави задачи: Измерване времена на живот на възбудени ядрени състояния - важна спектроскопическа характеристика (вероятност за преход - задачата е ориентирана към изследване структурата на ядрото); Измерване на периоди на полуразпад за алфа-, спонтанно делене, бета-разпад (определяне на $\log ft$ – тип и степен на забрана на бета-прехода). $T_{1/2}$ е една от най-важните характеристики на всеки радионуклид.

б/. Обратни задачи: Радиоактивните ядра (**естествените радионуклиди**), включени в даден обект са своего рода "**ядрен часовник**". При известен период на полуразпадане $T_{1/2}$, чрез измерване на **активността в настоящия момент** или на количеството на **дъщерните продукти** може да се определи възрастта на обекта.

На практика се осъществяват: археологично датиране - ^{14}C ; геологично датиране (геохронология) - ^{40}K - ^{40}Ar и ^{238}U – следи от спонтанно делене.

II. МЕТОДИ ЗА ИЗМЕРВАНЕ НА ДЪЛГИ ВРЕМЕНА НА ЖИВОТ

1. Метод на специфичната (тегловната) активност

Използва се закона за радиоактивното разпадане в диференциална форма:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N ; \frac{dN}{dt} = -A \text{ [Bq]}$$

A - активност на пробата; **N** - брой неразпаднали се ядра в пробата

$$N = \frac{N_a}{A_{at}} W$$

$N_A = 6.10^{23}$ - число на Авогадро; A_{at} - атомно тегло на елемента; **W** - тегло на пробата [g] (измерва се точно).

$$= \frac{A}{N} = \frac{A}{\frac{N_a}{A_{at}} W}$$

$\frac{A}{W}$ - специфична активност на пробата [Bq/g]

$\frac{N_a}{A_{at}}$ - брой ядра /g

Пример: спонтанно делене на ^{238}U :

Да се определи парциалния период на полуразпадане $T_{1/2}$ на ^{238}U (99,3%), ако експериментално е измерено, че в 200 g уран скоростта на разпадане е 1 делене/s:

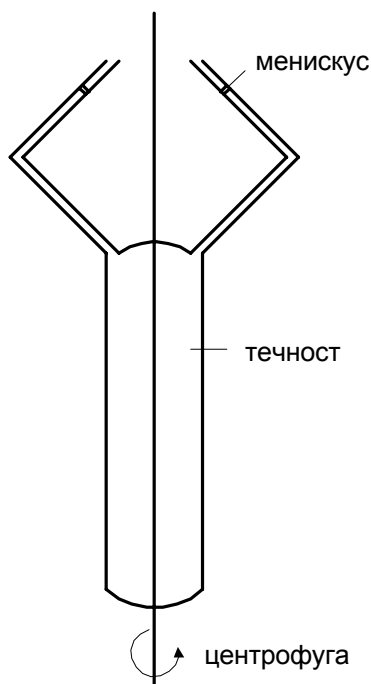
$$= \frac{1}{200} \frac{238}{6.10^{23}} = 0,2.10^{-23} [\text{s}^{-1}]; T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 3,5.10^{23} \text{ s}; 1 \text{ a} = 3,15.10^7 \text{ s}; T_{1/2} = 1,1.10^{16} \text{ a.}$$

И действително, в 1 kg естествен уран стават около 5,5 спонтанни деления в секунда. Спонтанното делене на ^{238}U е открито през 1940 г. (опити на Пьотржак и Фльоров) и е измерен периода на полуразпадане.

Експериментални трудности: За регистрация на фрагменти на делене (енергия около 100 MeV) пробата трябва да е във вид на много тънък слой, поради твърде

малкия пробег на фрагментите на делене (няколко μm). Те трябва да излязат от слоя и да попаднат в работния обем на детектора. Използвани са пропорционални броячи и импулсни йонизационни камери с голяма работна повърхност - квадратни метри (Г.Н.Фльоров). В такъв род измервания фона трябва да бъде нисък, а ефективността за регистрация – голяма. Друг проблем - за урана вероятността за α -разпадане е около $2,5 \cdot 10^6$ пъти по-голяма, отколкото за спонтанно делене, т.е. 1 фрагмент трябва да се регистрира на фона на $2,5 \cdot 10^6$ α -частици. Наслагването на импулси от α -частиците може да имитира импулс от спонтанно делене.

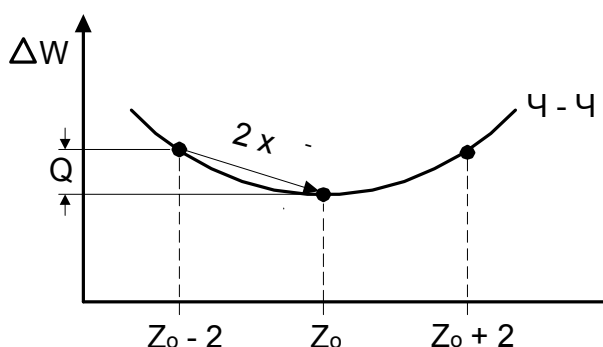


Фиг.90. Схема на "спинера" на фон Гунтен.

Единствения детектор на спонтанно делене, който е **обемен**, е "**спинера**" на **фон Гунтен**. Принцип на действие: В съда се намира течност – разтвор на U сол. При привеждане в бързо въртене, течността се намира при отрицателно налягане (разтягане). При спонтанно делене в твърде малък обем се отделя енергия около 200 MeV и течността локално се разкъсва (кавитация). Регистрация на събитието – оптично и по звук (пукане).

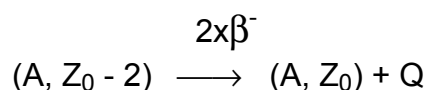
2. Други фундаментални въпроси, които се решават с този метод - време на живот на някои четно-четни ядра относно **двоен безнеутринен β -разпад** (още не е наблюдаван).

От формулата на Вайцзекер за четни изобари ($A_{\text{ч}} = \text{const}$) си спомняме, че понякога е възможно съществуването на 3 "стабилни" четно-четни ядра на "дъното" на потенциалната яма.



Фиг.91. Към двойния β -разпад.

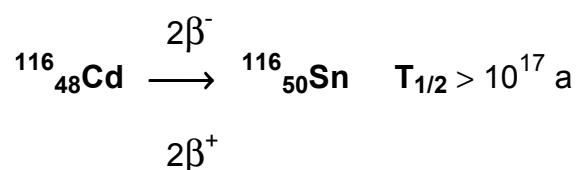
Процесът:

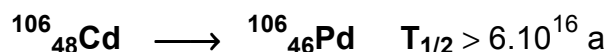


не е забранен, но е от втори порядък по константата на слабото взаимодействие. Теоретично е оценено, че вероятността му е много малка, което съответствува на твърде дълги периоди на полуразпадане – $T_{1/2} \sim 10^{15}$ години и повече (случай Майорана). За горния случай 2 β^- -частици отнасят цялата енергия

$$Q = M(A, Z_0 - 2)c^2 - M(A, Z_0)c^2$$

Първи експерименти по наблюдаване на такъв β^- -разпад са с $^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{48}_{22}\text{Ti}$. Оценено е, че $T_{1/2}^{2\beta^-} > 7 \cdot 10^{18}$ а. Долните граници за двоен безнеутринен β -разпад са оценени експериментално за някои други ядра:

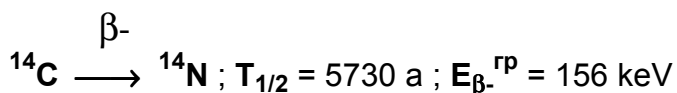




Има огромно поле за действие по конструиране на детектори, снижаване на фона и повишаване на чувствителността. Следва да отбележим, че **двойния β -разпад** (не безнеутринен) вече е наблюдаван с използването на т.н. време-проекционни камери.

3. Радиовъглероден метод за археологично датироване (обратна задача) – За разработката му У.Либи получава Нобелова награда за 1960 година.

Радиоактивния ${}^{14}\text{C}$ се образува в атмосферата под действие на неутронната (вторична) компонента на космичните лъчи:



Скоростта на образуване и разпадане на ${}^{14}\text{C}$ е постоянна и поради това в атмосферата имаме **равновесна концентрация** под формата на CO_2 в атмосферата, вода и почва. Активността на **естествения въглерод**, поради наличие на ${}^{14}\text{C}$ е:

$$A_0 = 0,25 \frac{\text{Bq}({}^{14}\text{C})}{\text{g}(\text{ест.С})} \left[\frac{\text{разп.}}{\text{g.s}} \right]$$

Живите организми са в **равновесие** с околната среда и имат същата специфична активност по ${}^{14}\text{C}$. След смъртта обмена се прекратява и се включва "радиоактивния часовник" - специфичната активност по ${}^{14}\text{C}$ намалява с $T_{1/2} = 5730 \text{ a}$.

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{0,693}{T_{1/2}} t\right); \quad t = \frac{T_{1/2}}{0,693} \left(-\ln \frac{A(t)}{A_0}\right)$$

t - време от смъртта до настоящия момент; $A(t)$ в [Bq/g] - специфичната активност на пробата по ${}^{14}\text{C}$ в настоящия момент, която се определя експериментално.

Пример: обект - дърво от древна постройка: Определена специфична активност

$$A(t) = 0,15 \pm 0,01 \text{ [Bq/g } ^{14}\text{C]}$$

$$t = \frac{5730}{0,693} \left(- \ln \frac{0,15}{0,25} \right) = 4200_{-530}^{+570} \text{ години}$$

Проблеми:

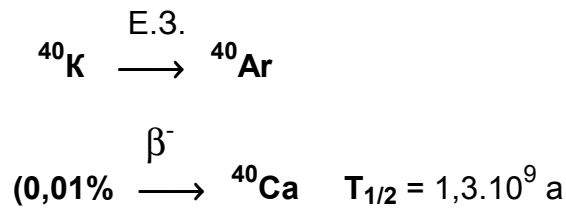
а/. Обикновено за определяне на специфичната активност на проби по ^{14}C се използват пропорционални броячи и течни сцинтилатори. Пробата, обработена по подходящ начин (**радиохимия**), например под формата на газ CO_2 , се вкарва в чувствителния обем на самия детектор. Теглото на пробата е 2 - 3 g, долна граница 0,5 - 1 g. Определянето на големи възрасти (малки специфични активности) се ограничава от $T_{1/2}$ на ^{14}C и фона на апаратурата. Използува се нискофонов апаратура (от чисти вещества) с възможно най-добра защита.

б/. Обикновено като **репер за равновесната активност** се използват проби със 100 годишна възраст, защото напоследък човечеството започна да върши безобразия с околната среда: горят се много въглища и нефт (не съдържат ^{14}C) и атмосферата се обогатява на стабилен ^{12}C (под формата на CO_2). Атомните електроцентрали от своя страна отделят ^{14}C и въобще понастоящем равновесната специфична активност по ^{14}C варира.

Радиовъглеродния метод за археологично датиране (до около 30000 г.) се счита за **абсолютен** (арбитражен) и понякога това води до конфузи. Преди известно време се вдигна много шум около реликвата "Торинската плащеница". Чрез радиовъглеродния метод беше доказано в няколко независими лаборатории, че тя е изработена около 13 - 14 век и няма отношение към историята с Исус Христос, Иуда Искарот и Пилат Понтий (описана в Евангелие от Матей).

4. Други методи на датиране на големи възрасти по натрупването на дъщерни продукти от радиоактивното разпадане (геохронология).

а/. Калий-аргонов метод:



Предполага се, че при образуване на скалата (магма) стартовото количество на ${}^{40}\text{Ar}$ (благороден газ, който е стабилен) е нула. В пробите ${}^{40}\text{Ar}$ се определя с **мас-спектрометър** и по отношението ${}^{40}\text{Ar}/\text{K}$ се определя възрастта на скалата.

б/. По следи от спонтанно делене на ${}^{238}\text{U}$ ($T_{1/2} = 10^{16}$ а.) в подходящи минерали - например слюда. Някои минерали са своего рода **твърдотелни детектори**. Броя на следите от парчетата на делене към общото количество уран в пробата, определя възрастта. Общото количество уран в пробата се определя допълнително при облъчване с неутрони на реактор - по следите от принуденото делене.

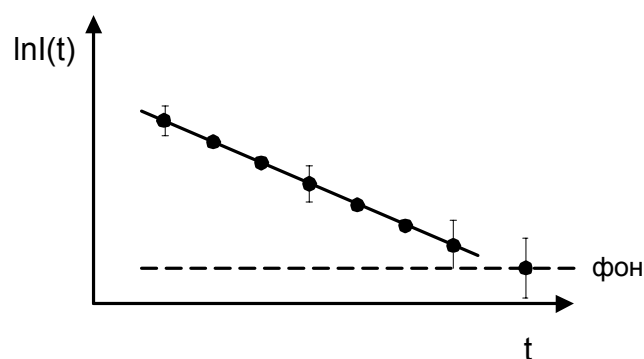
В края на тази част си струва да се отбележи, че описваните измервания са позволили за пръв път да бъдат получени **реалистични оценки на възрастта на Земята и Слънчевата система**.

III. МЕТОДИ ЗА ОПРЕДЕЛЯНЕ НА "СРЕДНИ" ВРЕМЕНА НА ЖИВОТ

А. Измерване на $T_{1/2}$ от порядъка на части от секундата до няколко години.

В този диапазон основно лежат периодите на полуразпадане на β^- **радиоактивните нуклиди**. Методите се базират на непосредствено регистриране на спадането на активността с времето (закон за радиоактивното разпадане). В лабораторията по Атомна и ядрена физика сте правили такива експерименти.

Зависимостта $\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t$ е линейна по t . Същия закон се отнася и за интензитета (скоростта на броене) $\ln I(t) = \ln I_0 - \lambda t$

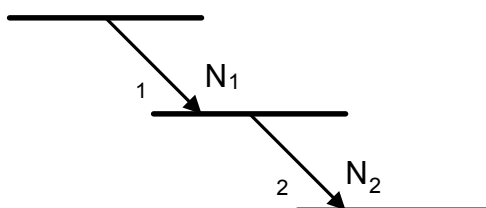


Фиг.92. Експоненциален разпад в полулогаритмичен мащаб.

Очевидни изисквания:

1. Проследяването на спадането на интензитета трябва да бъде по възможност по-дълго - няколко $T_{1/2}$.
2. В края на графиката статистическите грешки нарастват и трябва да се отчита фона на измерителната установка.
3. Ако имаме смес от нуклиди и регистрацията е неспектрометрична, могат едновременно да се наблюдават повече от един период на полуразпадане. Многокомпонентните временни разпределения могат да бъдат разделени (къде по-трудно, къде по-лесно) на компоненти.

Б. Свързани разпади



Фиг.93. Свързани разпади.

Интересува ни **активността** - скоростта на разпадане на N_2 .

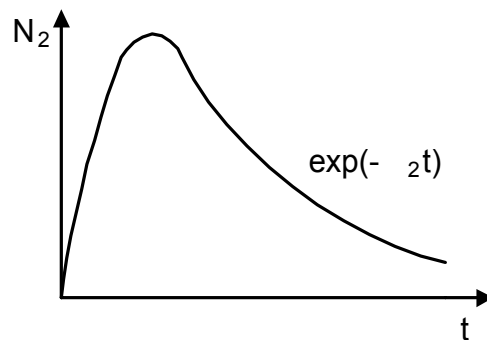
$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 ; N_1(t) = N_{1,0} \exp(-\lambda_1 t)$$

Начално условие: $N_2 = 0$; $t = 0$. Решение:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{1,0} \exp(-\lambda_1 t) - \lambda_2 N_2$$

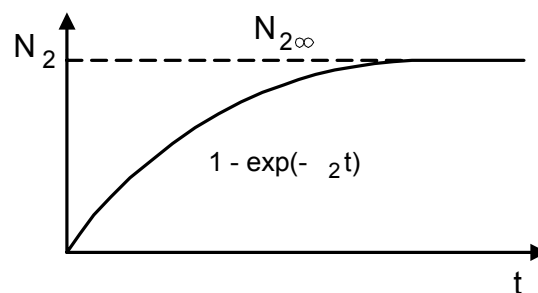
Случаи:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1,0} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]$$



Фиг.94. Поведение на активността на втория радионуклид (в началния момент той отсъства – радиохимично разделяне) при $\lambda_1 \gg \lambda_2$

$\lambda_1 \gg \lambda_2$ ($T_{1/2}' \ll T_{1/2}''$): за $t = 0$, $N_2 = 0$; $N_2(t) \approx N_{1,0} \exp(-\lambda_2 t)$



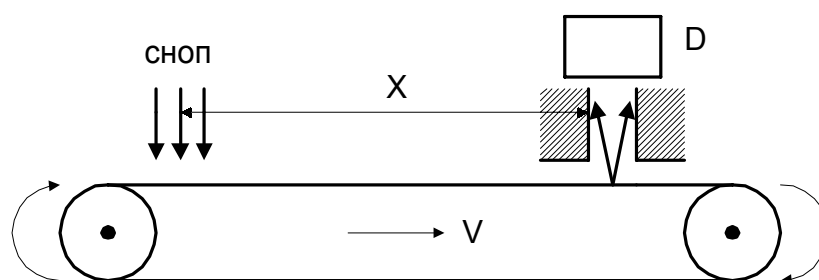
Фиг.95. Поведение на активността на втория радионуклид при $\lambda_1 \ll \lambda_2$ – настъпване на “веково равновесие”.

$\lambda_1 \ll \lambda_2$ ($T_{1/2}' \gg T_{1/2}''$): $N_2(t) \approx (\lambda_1/\lambda_2) N_{1,0} e^{-\lambda_1 t} (1 - e^{-\lambda_2 t})$

Достига се равновесие, като скоростите на разпадане (активностите) $I_2 = I_1$. Времето за достигане на равновесие се определя от $T_{1/2}''$ - члена $[1 - \exp(-\lambda_2 t)]$ и е от порядъка на $5 \cdot T_{1/2}''$. Типични случаи: равновесие $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, радиоактивните семейства в природата (U, Th).

Долната граница на $T_{1/2}$, които се мерят по описаните до тук начини, е около 1 минута.

В. Движеща се мишена (измерване въвн от снопа)



Фиг.96. Схема на постановка за измерване на времена на живот с движеща се мишена.

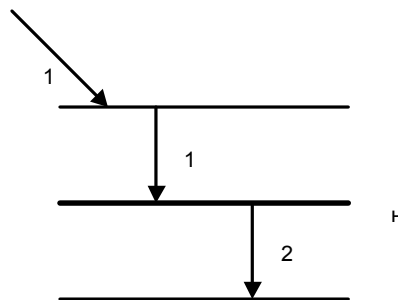
Ядрата, които ще бъдат изследвани (получавани на ускорител) се “набиват” в мишената. Конструктивно мишените могат да бъдат движеща се лента, диск или газова струя. Разстоянието X и скоростта на движение на мишената V определят най-късото време на началото на измерването след образуване на активността - $t = X/V$.

Временното разпределение се строи (скорост на броене), като се променя разстоянието X или скоростта на движение на мишената V . При високи скорости на движение на мишената могат да се измерват доста къси периоди на полуразпадане - долна граница $10^{-3} \div 10^{-4}$ s – определя се от механиката. Този метод покрива един много труден диапазон от времена на живот.

IV. КЪСИ ВРЕМЕНА НА ЖИВОТ. МЕТОД НА ЗАКЪСНЕЛИТЕ СЪВПАДЕНИЯ

Метод за измерване на времена на живот на възбудени ядрени състояния ($10^{-4} \div 10^{-10}$ s). Необходими са два детектора за регистрация на частиците в сл. γ_1 и γ_2 .

Каскад от гама-кванти



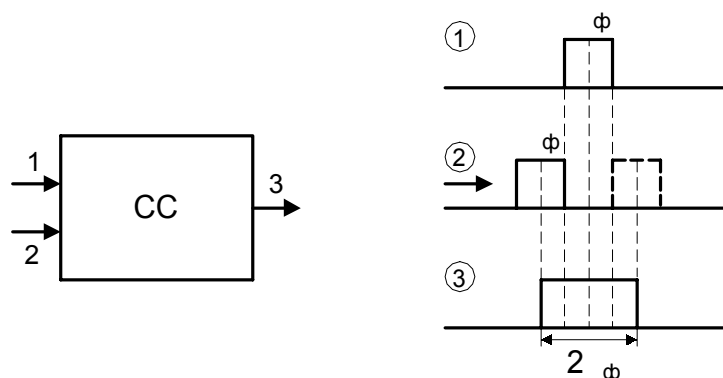
Фиг.97. Каскадни γ -кванти.

Времето на живот на възбуденото състояние τ_n е важна характеристика на ядреното състояние - реципрочна величина на **вероятността за преход**, която зависи от типа и мултиполността на прехода γ_2 .

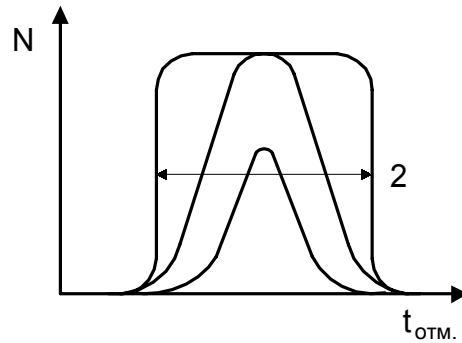
А. Прости двойни съвпадения. Основни понятия.

Схема на съвпадения (двойни) - два входа, един изход. Работи с логически нива-формирани импулси.

Разделително време (2τ) - най-големия временен интервал между импулсите на двата входа, при който все още се регистрира съвпадение - импулс на изхода.



Фиг.98. Към разделително време на схема на съвпадения.



Фиг.99. Крива на съвпаденията.

Крива на съвпаденията - правоъгълна. (Долните криви - при формиране на импулси, по-къси от τ , при което се получава загуба в скорост на броене.)

Истински съвпадения - съвпадения от генетически свързани γ -кванти, излъчени от едно и също ядро. Интензитет:

$$I_{\text{ист}}^{1,2} = A\varepsilon_1\Omega_1\varepsilon_2\Omega_2$$

където: **A** - активност на източника (квантовите добиви на γ_1 и γ_2 не са включени);
 ε - ефективности на детекторите; **Ω** - пространствени ъгли на регистрация.

Случайни съвпадения - случайно съвпадане на два **несвързани** генетически γ -кванта в границите на 2τ . Няма електронни методи за отделяне на истинските от случайните съвпадения. Случайните съвпадения са **фон**. Интензитет:

$$I_{\text{сл}}^{1,2} = 2\tau I_1 I_2 = 2\tau A^2 \varepsilon_1 \Omega_1 \varepsilon_2 \Omega_2$$

където **$I_1 = A\varepsilon_1\Omega_1$** ; **$I_2 = A\varepsilon_2\Omega_2$** (при условие, че времето на живот на междинното състояние е много по-малко от разделителното време).

Отношение на случайните към истинските съвпадения:

$$R = \frac{I_{\text{сл}}^{1,2}}{I_{\text{ист}}^{1,2}} = 2 \quad A$$

Отношението **R** може да бъде намалено с намаляване на разделителното време **2τ**. Намаляването на активността на източника **A** удължава времето на измерване за достигане на зададена статистическа точност. Може да се определи **оптимална активност** за условията на експеримента (**2τ**, време на измерване, статистическа точност).

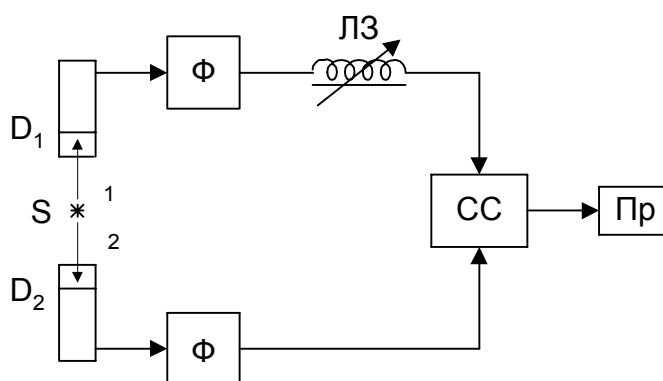
На практика винаги се измерва величината:

$$N_{1,2} = (I_{\text{ист}}^{1,2} + I_{\text{сл}}^{1,2})t$$

и трябва да се прави поправка за случайните съвпадения

$$N_{\text{ист}}^{1,2} = N_{1,2} - N_{\text{сл}}^{1,2}$$

Б. Закъсняващи съвпадения



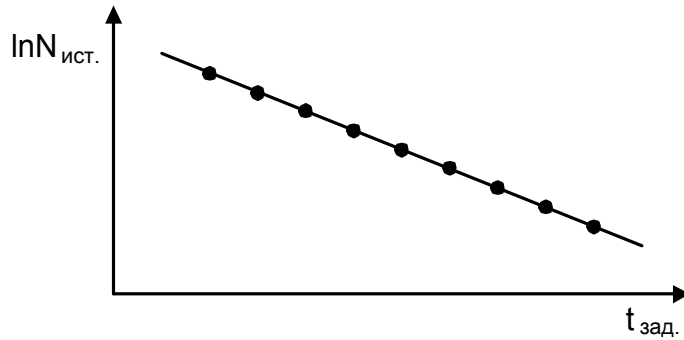
Фиг.100. Блок-схема на прост "едноканален" временен анализатор.

Регистрацията на γ_1 дава момента на получаване (t_1) на възбуденото състояние с време на живот τ_n . Регистрацията на γ_2 - момента на разпадане (t_2). Вероятността за "оживяване" на състоянието до момент t_2 е

$$\exp\left(-\frac{t_2 - t_1}{\tau_n}\right)$$

Измерването се свежда до намиране на **разпределението на временните интервали** [$t_2 - t_1$] (временен спектър). Въвеждането на променливо закъснение

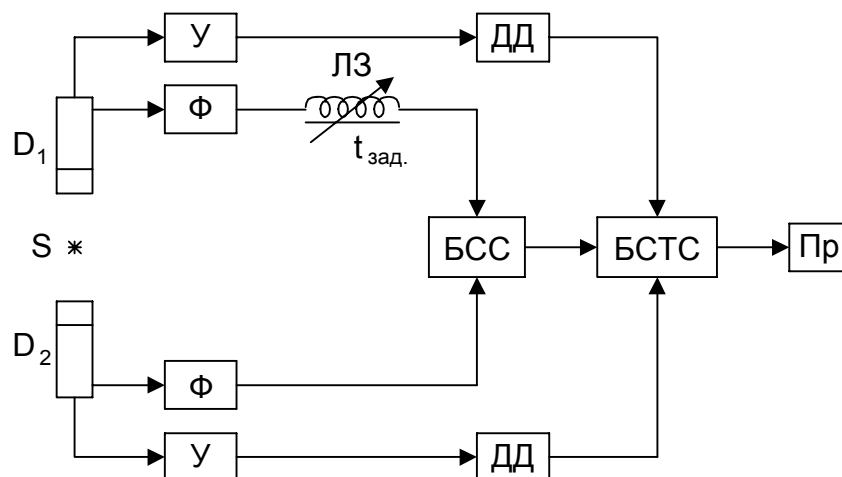
на γ_1 относно γ_2 (чрез ЛЗ) довежда до закъсняващи съвпадения, които означават, че нивото се е разпаднало след време $t_{\text{зад}}$ след момента на орбазуването. Измерва се зависимостта $N_{\text{ист}}^{1,2}$ от $t_{\text{зад}}$ при условие, че разделителното време 2τ е много по-малко от времето на живот на междинното състояние τ_n .



Фиг.101. Временен спектър в полулогаритмичен мащаб.

От графиката (в полулогаритмичен мащаб) по традиционния начин се намира времето на живот на възбуденото състояние. Очевидно описания метод е "едноканален", като ширината на временния канал (стъпката за изменение на $t_{\text{зад}}$ чрез ЛЗ) е равна на разделителното време на схемата на съвпадения 2τ .

В. Закъсняващи съвпадения с отбор по амплитуда (бързо-бавни схеми).



Фиг.102. Блок-схема на едноканален временен анализатор с отбор по амплитуда:

Ф - формиране; **ЛЗ** - променливо закъснение; **БСС** - бърза схема за съвпадения; **У** - усилвател; **ДД** - диференциален дискриминатор (едноканален амплитуден анализатор); **БСТС** - бавна схема за тройни съвпадения; **Пр** - преброител.

Разделителното време на **БСС** е по-малко от 1 ns. Сигнала за амплитудата (енергия на γ -кванта) се сема обикновено от предпоследния динод на фотоумножителя. Усилвателя **У** и диференциалния анализатор **ДД** са "бавни" устройства. Разделителното време на **БСТС** е от порядъка на 1 μ s.

Предимства:

1. С **ДД₁** и **ДД₂** може да се избере (прозорец) енергията на изследваните кванти γ_1 и γ_2 , което е важно при изследване на сложни схеми на разпад.
2. Въвеждането на схема за **тройни** съвпадения (**БСТС**) намалява фона от случайните съвпадения.

С такива постановки могат да се измерват времена на живот до $10^{-9} \div 10^{-10}$ s.

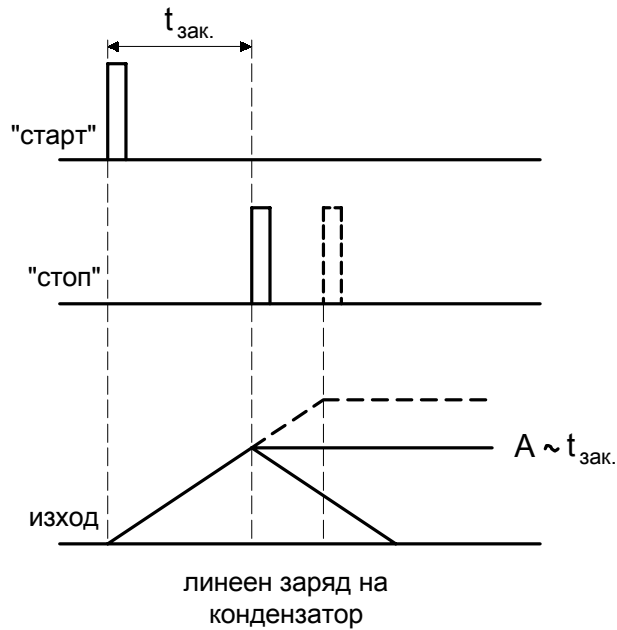
Г. Многоканални временни анализатори с преобразователи време-амплитуда (ВАП)

ВАП - устройство с два входа - "старт" и "стоп", което изработва на изхода си импулс, чиято **амплитуда е пропорционална на дължината на временния интервал между "старт" и "стоп" - импулсите.**

Принцип на действие на ВАП:

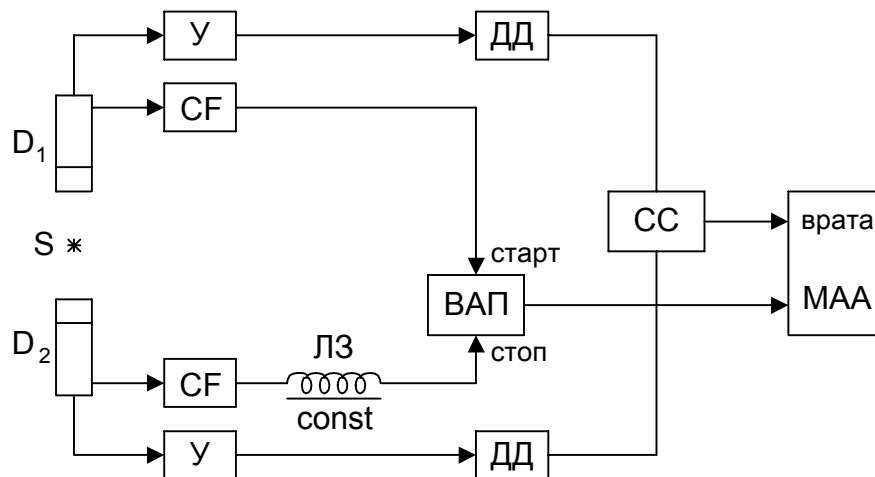
Стартовия импулс (γ_1 "раждането" на възбуденото състояние) запуска линейно зареждане на кондензатор. Стоповия импулс (γ_2) спира зареждането до някаква амплитудна стойност. Очевидно, амплитудата на изходящия импулс ще е пропорционална на дължината на временния интервал между старта и стопа.

Импулсите от изхода на **ВАП** се подават на входа на многоканален амплитуден анализатор **МАА**, при което устройството се превръща в **многоканален временен анализатор.**



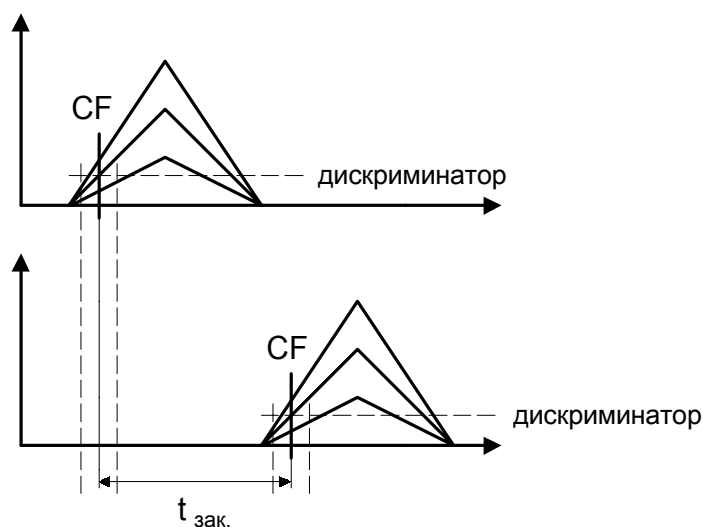
Фиг.103. Към принципа на действие на време-амплитуден преобразовател от старт-стопов тип.

Пълна схема на многоканален временен анализатор:



Фиг.104. Блок-схема на многоканален временен анализатор с отбор по амплитуди: **D** – детектори, **У** – усилватели, **CF**–“констант фракшън”-дискриминатори за привързване по време, **ДД** – диференциални дискриминатори, **СС** – схема на съвпадения, **МАО** – многоканален амплитуден анализатор. Линията на задръжка **ЛЗ** е **постоянна** по време на измерване, въвежда се в “стоп”-канала за удобство при настройката (само “отмества” временния спектър).

Блокове за привързване по време:



Фиг.105. Роля на "CF"-блоковете за привързване по време.

Реалните импулси от детекторите имат разхвърляне по амплитудата. Ако като формирова̀тел се използва **обикновен дискриминатор**, то при фиксиран праг на дискриминация би се получила неопределеност на $t_{\text{зак}}$ (пунктира на фигурата горе). При **"CF"-дискриминаторите** - таймерния импулс се привързва към определена точка (постоянна част) от предния фронт, с което се елиминира неопределеността, дължаща се на разхвърлянето по амплитуди.

С многоканалните временни анализатори се измерват времена на живот $> 10^{-11}$ s.

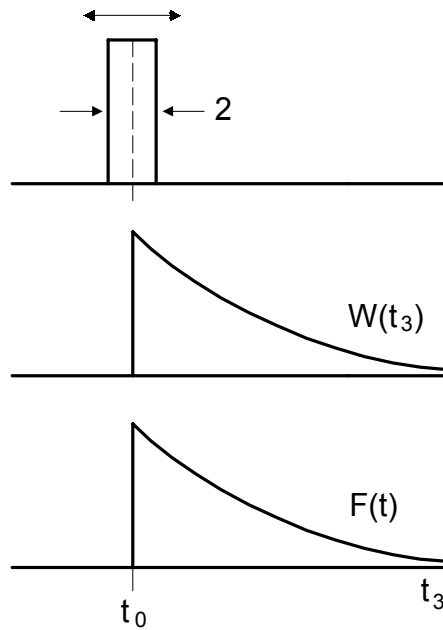
Проблеми: Ограниченията идват от физическите принципи на детекторите (напр. сцинтилационните детектори), като време на изсветване на сцинтилатора и време на прелитане на електронната лавина през ФЕУ.

Д. Обработка на временен спектър, при различни характерни времена на изследвания процес (τ_n) и на разделителното време (2τ) на временния анализатор.

Временния спектър е едно (статистическо) **разпределение на дължините на временните интервали между раждането и разпадането на изследваното състояние** (по оста Y – брой на събитията; по оста X – време). Константата на

временния анализатор се дава напр. в [ns/канал]. Експерименталния временен спектър винаги е **конволюция** между функцията на изследвания процес и апаратурната функция (кривата на мигновените съвпадения на временния анализатор).

a/. Когато $2\tau \ll \tau_n$ и апаратурната функция (мигновените съвпадения) е правоъгълна:



Фиг.106. Към формата на експерименталния временен спектър при $2\tau \ll \tau_n$

P(t) - апаратурна функция ("крива" на мигновените съвпадения);

W(t₃) - функция на разпада на нивото

$$W(t_3) = \frac{1}{\tau_n} \exp\left(-\frac{t_3}{\tau_n}\right)$$

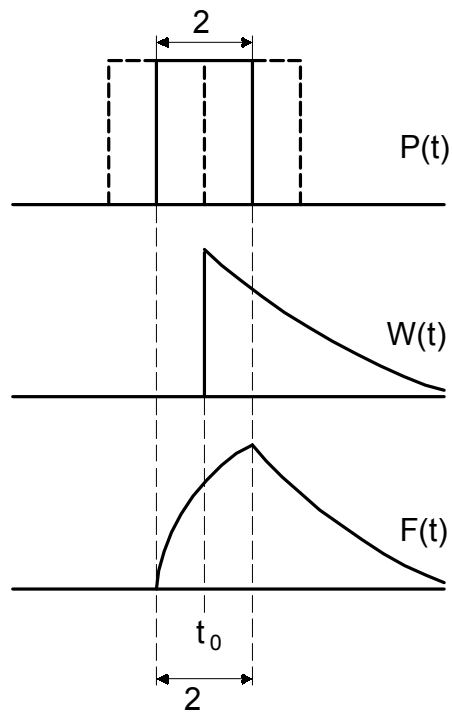
Нормирана: $\int W(t_3) dt_3 = 1$

F(t) - крива на задържаните съвпадения (експериментален спектър)

За теоретичния случай когато $2\tau \ll \tau_n$ и 2τ клони към 0, то $F(t_3) \equiv W(t_3)$

За получаване на τ_n , експоненциалната част на **F(t)** се обработва както при закона за радиоактивния разпад.

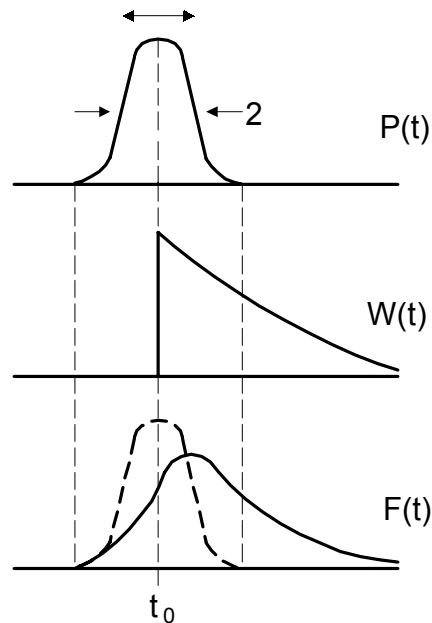
б/. За 2τ сравнимо с τ_H и правоъгълна апаратурна функция (крива на мигновените съвпадения).



Фиг.107. Към формата на експерименталния временен стектър при 2τ сравнимо с τ_H

За време $t_3 > t_0 + \tau$ се наблюдава експоненциален участък, в който може да се мери коректно τ_H по обикновения начин.

в/.За 2τ сравнимо с τ_H и апаратурната функция е Гаусиан



Фиг. 108. Към формата на експерименталния временен стекър при 2τ сравнимо с τ_H и апаратурната функция - Гаусиан

$P(t)$ - крива на мигновените съвпадения (експериментално се построява с източник ^{22}Na – съвпадения на аниhilационните кванти)

$$F(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(t_3) P(T - t_3) dt_3$$

$F(T)$ - конволюция на $P(t)$ с $W(t)$.

Може да се покаже, че когато $P(t)$ и $F(T)$ са нормирани, т.е.

$$\int P(t) dt = \int F(T) dT = 1$$

функцията $P(t)$ пресича $F(T)$ в максимума.

Момент от n -ти порядък на едно разпределение $F(t)$ се дефинира като:

$$M_n(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} t^n F(t) dt$$

За спекър, състоящ се от дискретни канали (квазинепрекъснат)

$$M_n = \sum_i F_i i^n \text{ (сумиране в границите на спектъра)}$$

където: M_0 - площ на разпределението; M_1 - център на тежестта на разпределението; M_2 - ширина на разпределението; M_3 - асиметрия на разпределението.

Нормализирани моменти:

$$M'_1 = \frac{M_1}{M_0}; M'_2 = \frac{M_2}{M_0}; M'_3 = \frac{M_3}{M_0}$$

Доказва се, че (метод на отместване на центровете на тежестта):

$$\tau_n = M'_1(F) - M'_1(P)$$

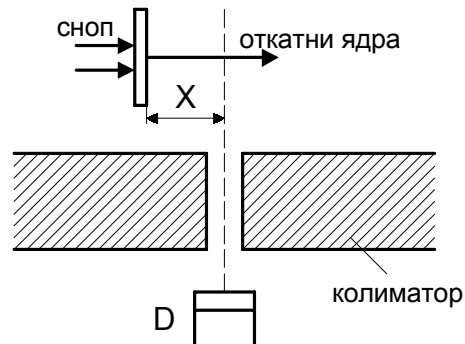
т.е. времето на живот на състоянието τ_n е **разликата между центровете на тежестта** на кривата на закъсняващите съвпадения $F(t)$ (експериментална) и кривата на мигновените съвпадения $P(t)$ (експериментална) когато площите са нормирани. Понякога се използват връзки на τ_n и с моменти от по-висок порядък. Метода работи, дори когато $\tau_n < 2\tau$.

Границите на електронните методи за измерване на времена (като правило със сцинтилационни детектори) са от порядъка на $\tau_n - 10^{-10} \div 10^{-11}$ s поради физическите ограничения за сцинтилатора и ФЕУ. Освен че последните трябва да бъдат “бързи”, трябва да бъде използвана и “**бърза**” **електроника** (блокове) с редица специфични изисквания. Коаксиалните кабели трябва да бъдат натоварени в краищата си със съпротивления (съответстващи на вълновото съпротивление) за избягване на отражения.

Изследваните възбудени ядрени състояния могат да бъдат получени освен чрез излъчване на гама-квант (каскад γ - γ съвпадения), но и след алфа- или бета-разпадане (α - γ и β - γ съвпадения). В много случаи, с подходящ избор на сцинтилаторите може да бъде постигнато пълно **физическо разделяне** (без амплитуден отбор) на стартовия и стоповия канали.

V. ФИЗИЧЕСКИ МЕТОДИ ЗА ИЗМЕРВАНЕ НА КЪСИ ВРЕМЕНА НА ЖИВОТ

A. Метод на откатните ядра - време на прелитане



Фиг.109. Схема на постановка за измерване на времето на живот в сноп откатни ядра.

Идеята на метода е до някъде аналогична с "движещата се мишена". Откатните ядра (възбудени, съставни), които ще се изследват се получават (и **избиват**) при бомбардировка на мишена със сноп ускорени частици. Те се движат по посока на снопа и имат точно определен импулс (и скорост $V_{я}$). Времето за прелитане от мишената до колиматора е $t = X/V_{я}$.

Интензитетата:

$$I(X) = I_0 \exp\left(-\frac{X}{V_{я} \tau_H}\right)$$

При изменение на X се строи функцията $I(X)$, от която директно се определя τ_H . При $V_{я} \sim 3 \cdot 10^9$ [cm/s] и разрешение по разстояние $X = 10^{-3}$ cm, се определят $\tau_H \sim 10^{-13}$ s.

Условия: Бомбардиращите частици да са моноенергетични. Мишената трябва да е **тънка**, за да имаме точно дефинирана скорост на откатните ядра $V_{я}$. Снопа откатни ядра се движи във вакуум.

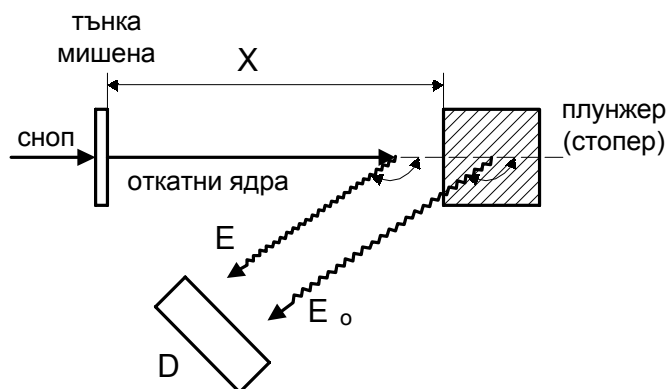
Метода на откатните ядра е универсален - няма ограничения за типа на ядрото и характера на прехода (тип, мултиполност).

Б. Доплерово отместване на енергията на гама-квантите. Метод на плунжера.

Ако откатното ядро излъчва в движение, то излъчената гама-линия е с променена енергия в следствие на Ефект на Доплер от първи порядък при θ различно от $\pi/2$:

$$E = E_0 \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta \right)$$

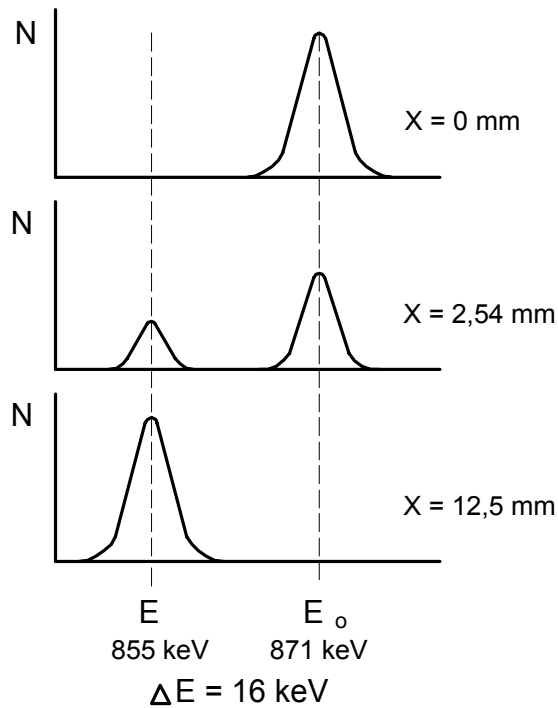
където V - скорост на откатното ядро; θ - ъгъл между скоростта на откатното ядро и посоката на наблюдение - детектора; $E_{\gamma 0}$ - енергия при откатно ядро в покой (неотместена); E_{γ} - доплерово отместена линия – откатно ядро в полет.



Фиг.110. Схема на постановка за измерване времето на живот по метода на стопера (плунжера):

Областта между мишената и стопера се "наблюдава" от детектор с висока разделителна способност по енергии, под ъгъл θ спрямо посоката на снопа откатни ядра. В общия случай, в **амплитудния спектър** от тази област ще се наблюдават две линии: E_{γ} - от ядра в полет (отместена) и $E_{\gamma 0}$ – от ядра спрели в стопера (неотместена). По съотношението на **интензивностите** на двете линии може да се определи времето на живот на възбуденото състояние. За случая показан на по-горната фигура $E_{\gamma} < E_{\gamma 0}$, тъй като $\theta > \pi/2$ – "червено" доплерово отместване.

Пример: реакция $D(^{16}\text{O},p)^{17*}\text{O}$; $\theta = 122^\circ$; $E(^{16}\text{O}) = 20 \text{ MeV}$; Сумата от интензитетите на отместената и неотместената линии се запазва - $I_\gamma + I_{\gamma_0} = \text{const}$
 Времето за прелитане на разстоянието мишена – стопер е $t = X/V$



Фиг.111. Спектри на линията 871 keV (неотместена) при различни разстояния X между мишената и стопера

Неотместена линия:

$$I_{\gamma_0} \sim \exp\left(-\frac{X}{V_H}\right)$$

(неразпаднали се след време $t = X/V$) - I_{γ_0} – интензитет на линията от спрели ядра.

Отместена линия:

$$I \sim 1 - \exp\left(-\frac{X}{V_H}\right)$$

I_γ - интензитет на линията от ядра в полет.

Отношението на интензитетите (плочите) на неотместената компонента към сумата от двете:

$$r(X) = \frac{I_0}{I_0 + I} = \exp\left(-\frac{X}{V_H}\right)$$

Експериментално се построява $r(X)$ в зависимост от разстоянието X и от там се определя τ_n . За нивото 871 keV ^{17}O е определено $\tau = (2,33 \pm 0,26) \cdot 10^{-10}$ s.

Необходими условия:

1. Детектор с висока разделителна способност по енергии (разделяне на отместената и неотместената линии).
2. Добре дефиниран (и голям) импулс на откатното ядро т.е. тънки мишени и висока моноенергетичност на снопа (ускорител Ван де Граф, тандеми, реакции с тежки йони). Областта мишена-стопер - във вакуум.

Граница на метода от порядъка на 10^{-12} s.

В. Метод на отслабване на доплеровото отместване

Качествено - сравняване времето на живот на възбуденото състояние τ_n с времето на забавяне на откатното ядро t_r в подложката на мишената или в средата, в която протича реакцията. Времето за забавяне в твърдо тяло на леки ядра е от порядъка $10^{-12} \div 10^{-13}$ s. Във формулата за доплеровото отместване

$$\bar{E} = E_0 \left(1 + \frac{V_0}{c} F \cos \theta\right)$$

се въвежда фактора на отслабване

$$F = \frac{V}{V_0}$$

който е свързан с времето на забавяне на откатното ядро t_r като:

$$F = \frac{\frac{t_r}{h}}{1 + \frac{t_r}{h}}$$

$t_r \approx R/V_0$, където R е пробега на откатното ядро, а V_0 - начална скорост.

Наличието на доплерово отместване се отразява върху формата на линията с енергия E_0 :

$$\overline{E} = E_0 \frac{V_0}{c} F \cos \theta \quad (\text{уширение})$$

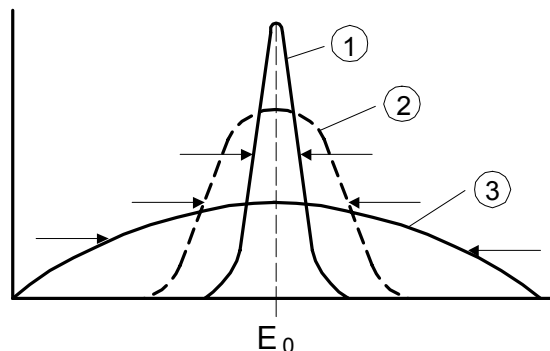
При **изотропно** разпределение на скоростите V_0 , фактора $\cos \theta = 1$ и ΔE е просто допълнително уширение на линията. Ако има анизотропия на V_0 - в линията се появяват "опашки" (в зависимост от ъгъла на наблюдение) - асиметрия на линията. От уширението (допълнително) или асиметрията на линията се **определя експериментално F**. Очевидно, метода работи най-добре, когато $t_r/\tau_n \approx 1$.

а/. Когато $t_r \ll \tau_n$, $F \rightarrow 0$ - ще се наблюдава излъчването на ядрата в покой, т.е. линията E_0 ще има апаратурната ширина.

б/. Когато $t_r \gg \tau_n$, $F \rightarrow 1$ и винаги ще се наблюдава излъчване в полет и от там максимално уширение на линията:

$$\overline{E}_{\max} = E_0 \frac{V_0}{c} \cos \theta$$

И в двата гранични случая отсъства информация за τ_n .



Фиг.112. Доплерово уширение на апаратурната линия при различни спирачни способности на матрицата: **1.** апаратурна линия $t_r \ll \tau_n$ ($F = 0$); **2.** $0 < F < 1$; **3.** $t_r \gg \tau_n$ ($F = 1$).

На практика метода се прилага, като се избират няколко вещества (матрици) с различна спираща способност (dE/dx) - използва се ефекта на плътността ρ .

Граница на метода - около 10^{-14} s.

Пример: $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li} + Q$ (екзотермична) - реакция с топлинни неутрони; ^7Li - в 95% от случаите се получава във възбудено състояние; $Q = 2,3$ MeV. Кинетичната енергия на възбуденото ядро ^7Li е:

$$E_{\text{Li}} = \frac{M Q}{M + M_{\text{Li}}} = 0,84 \text{ MeV} ; \frac{V_0}{c} = \sqrt{\frac{2T_{\text{Li}}}{M_{\text{Li}} c^2}} = 0,016$$

Разпределението на V_0 е изотропно. Възбуденото ядро излъчва γ -квант с енергия 0,480 MeV $^7\text{Li} \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma (0,480 \text{ MeV})$. Максималното уширение може да бъде:

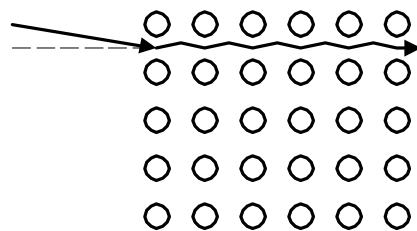
$$2 \overline{E}_{\text{max}} = 2,0,48 \frac{V_0}{c} = 0,015 \text{ MeV} = 15 \text{ keV}$$

За същата енергия апаратурната полуширина на линията на **Ge-детектор** е 1,5 keV, т.е. 10 пъти по-малка. С описвания метод е определено $\tau_{\text{H}}(480 \text{ keV } ^7\text{Li}) = 7,5 \cdot 10^{-14}$ s.

Г. Ефект на сенките.

Ефект на каналиране (1963 г.)

При определен ъгъл на падане, заредената частица се "захваща" и се движи в канала (междувъзлията) на кристалната решетка. Енергетичните загуби намаляват, а се увеличава силно пробегът.

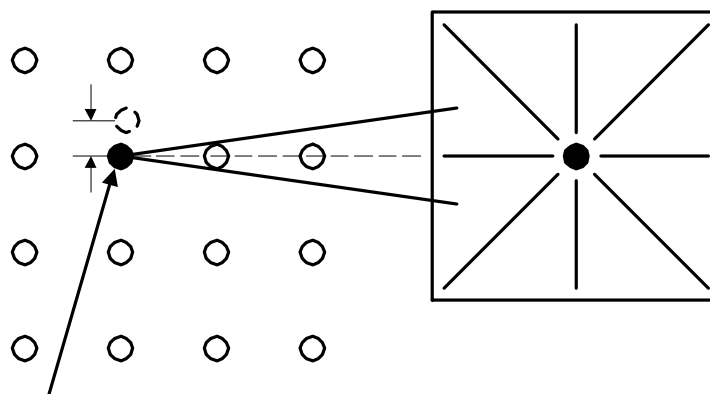


Фиг.113. Към ефекта на каналиране на частици в монокристали.

Ефект на сенките (Тулинов 1965 г.) - обратен на каналирането.

Ако ядро излъчва заредени частици във възела на кристална решетка, се наблюдава **засенчване** на лъчението от атомите, разположени в кристалографската плоскост.

Наблюдава се макроскопична картина (на фотоплака), свързана с кристалографските оси. Ширината и дълбочината (профила) на сянката зависи от това, дали излъчващото ядро е в равновесно състояние или е отклонено (перпендикулярно) от кристалната плоскост.



Фиг.114. Към ефекта на сенките в монокристали, когато изследваната реакция се извършва в ядра в кристалната решетка.

Отклонението:

$$X = V_{0\perp} \tau_H$$

$V_{0\perp}$ - скорост на отклонение на съставното ядро; τ_H - време на живот на съставното ядро.

Граници на влиянието: $5 \cdot 10^{-10} \text{ cm} \leq V_{\perp} \tau_H \leq 10^{-8} \text{ cm}$, където 10^{-8} cm - разстояние между кристалните плоскости. Гранични $\tau_H - 10^{-15} \div 10^{-18} \text{ s}$.