

Софийски университет „Св. Климент Охридски“



Физически факултет

Специалност: Ядрена техника и ядрена енергетика

***Методи за определяне на времена на живот на възбудени
ядрени състояния базирани на Доплеровия ефект***

Дипломна работа за придобиване на образователно-
квалификационна степен "Бакалавър"

на

Петър Христов, факултетен № 9PH0730011

Научен ръководител: Гл. ас. д-р Диана Кочева

София, юли 2025

Съдържание

1. Увод	2
2. Теоретични бележки	3
2.1 Спин на ядрото.....	3
2.2 Четност.....	3
2.3 Възбудени ядрени състояния.....	4
2.4 γ -разпад.....	4
2.5 Вътрешна конверсия.....	5
2.6 Вероятности за преход.....	6
2.7 Времена на живот.....	7
3. Метод на отслабване на Доплеровото отместване (DSAM)	9
3.1. Пример от реален експеримент, използващ DSAM	12
4. Методът на откатните ядра (RDDS)	15
4.1 Метод на диференциалните криви на разпад (DDCM)	17
4.2 Пример от реален експеримент, използващ RDDS	20
5. Заключение	24

1. Увод

В съвременната ядрена физика изследването на възбудените състояния на атомните ядра е от съществено значение за разкриване на вътрешната структура и динамика на ядрената материя. Един от ключовите параметри, характеризиращи тези състояния, е времето на живот – физична величина, която дава информация за стабилността на възбуденото състояние спрямо преход към по-ниско енергетично ниво чрез излъчване на гама-квант или друг механизъм. Сред най-прецизните и широко използвани експериментални подходи за определяне на такива краткоживущи времена на живот са методите, базирани на Доплеровия ефект. Те позволяват чрез анализ на енергийното изместване и разширение на гама линиите да се изведат данни за продължителността на съществуване на дадено възбудено ядрено състояние в порядъка от пикосекунди до фемтосекунди. Настоящата дипломна работа има за цел да представи основните принципи, експериментални постановки и аналитични техники, свързани с Доплеро-базираните методи за измерване на времена на живот, както и да дискутира техните предимства, ограничения и приложение в съвременните ядрени изследвания.

2. Теоретични бележки

Ядрените състояния представляват възможните конфигурации на протоните и неутроните в ядрото. Всяко състояние има определени характеристики, като енергия на възбуждане, спин, четност и време на живот, благодарение на които може да се изучи динамиката на ядрената система.

Както беше споменато, всяко състояние има определена енергия. Най-ниското енергетично състояние се нарича основно състояние, а всички останали възбудени състояния. Основното състояние на ядрото е най-ниското енергетично състояние, при което ядрената система е стабилна и не може да премине към състояние с по-ниска енергия. Всяко друго състояние с по-висока енергия наричаме възбудено състояние. Възбудените състояния са нестабилни и обикновено преминават към по-ниско енергетично ниво, излъчвайки гама-кванти (фотони). Разликата в енергията между нивата се измерва в електронволти (eV) или по-често мегаелектронволти (MeV).

2.1 Спин на ядрото

Квантовото число спин описва общия ъглов момент на ядрото, като спинът на протона и неутрона е $1/2$. Пълният ъглов момент на отделния нуклеон е $j=l+s$, а пълният механичен момент I е сума от моментите на всички нуклеони на ядрото $I = \sum_{i=1}^A j_k$. Получава се от спиновете на отделните нуклони и орбиталното им движение в ядрото. Ядреният спин се определя главно от спина j на последния несдвоен нуклон в ядрото. Знаем, че j е полуцяло число, защото включва както орбитален, така и собствен спин (напр. $j=3/2, 5/2$ и т.н.), следователно спинът на ядрото също ще бъде полуцяло число, когато броят на нуклоните е нечетен. Когато броят на нуклоните е четен, спинът е цяло число. При ядра с четен брой както протони, така и неутрони (т.нар. четно-четни ядра), всички нуклони се сдвойват и взаимно компенсират спиновете си, поради което общият ядрен спин е равен на нула[1].

2.2 Четност

Четността описва симетрията на вълновата функция на ядрото при огледален образ.

- Положителна четност (+) → симетрична вълнова функция
- Отрицателна четност (−) → антисиметрична вълнова функция

Тя се определя от орбиталните моменти на нуклоните като $(-1)^l$. Например:

- Орбитален момент $l=0, 2, 4\ldots \rightarrow$ положителна четност
- $l=1, 3, 5\ldots \rightarrow$ отрицателна четност

2.3 Възбудени ядрени състояния

Ядреният спин и ядрената четност са характеристики на ядрото както в основното му, така и във възбудените му състояния. Съществуват два типа възбудени състояния - едночастични и колективни.

Едночастичните възбудени състояния възникват, когато един нуклон (протон или неутрон) премине към състояние с по-висока енергия. Този вид възбуждания могат да се опишат в рамките на слоестия модел, който разглежда ядрото като система от независими частици, където всеки нуклон се движи в среден потенциал, създаден от останалите. Промяната в конфигурацията на даден нуклон води до ново квантово състояние с различна енергия, спин и четност.

Колективните възбудени състояния се пораждат от корелирано движение на голям брой нуклони. Такива движения могат да бъдат вибрационни (осцилиране на формата на ядрото) или ротационни (въртене на деформираното ядро около ос). Тези състояния се моделират добре чрез колективни модели като модела на въртящо се капкообразно ядро или вибрационен модел. Колективните състояния често се наблюдават при по-тежки ядра и се характеризират с характерни енергетични разстояния между нивата, специфични преходи между тях и ниска енергия на възбуждане обикновено под 2-3 MeV.

Когато възбуденото състояние на ядрото сменя възбуждането си, то преминава към по-ниско енергетично състояние, като излъчва енергия под форма на електромагнитно излъчване. Основните механизми на разпад включват гама разпад и вътрешна конверсия.

2.4 γ -разпад

Гама-излъчването може да е от електричен или магнитен тип в зависимост от това какъв вид преустройство се извършва в ядрото при преминаването му в състояние с по-ниска енергия. При преразпределение на зарядите имаме електрични преходи, а при преразпределение на магнитните моменти, което е свързано с промяна в посоката на спинове и орбитални моменти на нуклеоните имаме магнитни преходи.

При гама разпад енергията на ядреното състояние се понижава чрез излъчване на гама-квант. Излъчената енергия е равна на разликата в енергия между началното (възбудено) и крайното състояние (с малка корекция за енергията на откат на ядрото, която обикновено се пренебрегва). Гама преходите се класифицират според мултиполността на електромагнитното излъчване – дипол (E1 или M1), квадрупол (E2 или M2) и т.н. Първата буква обозначава типа на прехода – електричен (E) или магнитен (M), а цифрата – мултиполността L[1].

Правилата на подбор определят кои преходи са позволени:

- За промяна в спина между началното I_i и крайно I_f състояние възможните позволени стойности за мултиполността на прехода са:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f, L = \Delta I, \Delta I + 1, \dots, \text{но } I_i = I_f = 0 \text{ не е позволено}$$

- За четност: тя се променя при електрични преходи с нечетна мултиполност (E1, E3...) и при магнитни с четна, не се променя при магнитни преходи с нечетна мултиполност (M1, M3...) или електрични с четна (E2, E4...).

$$\frac{\pi_i}{\pi_f} = \pi_\gamma = \begin{cases} \sigma = E & \pi_\gamma = (-1)^L \\ \sigma = M & \pi_\gamma = (-1)^{L+1} \end{cases} \quad (2.1)$$

Когато две мултиполности са разрешени от правилата на подбор, преходът може да протича чрез смес от тях, например E2/M1. Това се описва чрез коефициент на мултиполно смесване δ , който показва относителния принос на различните компоненти.

2.5 Вътрешна конверсия

Вътрешната конверсия е конкурентен процес на гама разпада, при който енергията на прехода не се излъчва под формата на фотон, а се предава директно на електрон от вътрешната електронна обвивка, който напуска атома. Обикновено тя се предава на електрон от по-вътрешните слоеве. Когато електрон получи тази енергия, йонизираният атом остава с ваканция на този слой. Тази ваканция се запълва от електрон от по-горен слой, като разликата в енергиите на двете нива се излъчва под формата на рентгеново лъчение или Оже-електрон[2]. Вероятността за този процес зависи силно от атомния номер и енергията на прехода и мултиполността. Пълният коефициент на вътрешна конверсия е равен на:

$$\alpha = \frac{I_{ce}}{I_\gamma} \quad (2.2)$$

Където I_{ce} е сумата от интензитетите на всички конверсионни линии на прехода, а I_γ е интензитета на γ -квантите.

2.6 Вероятности за преход

Пълната вероятност за преход λ описва скоростта, с която възбуденото състояние се разпада, и се изчислява чрез:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2.3)$$

където $T_{1/2}$ е периодът на полуразпад на състоянието.

Приведените вероятности за преход, означаваме с $B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)$, те носят информация за вълновите функции на началното и крайното състояние. Приведената вероятност за преход се дефинира по следния начин:

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || \hat{T}^{(\sigma L)} || I_i \rangle|^2 \quad (2.4)$$

където:

- σ обозначава типа на прехода (Е – електричен, М – магнитен),
- L е мултиполността на прехода,
- $\langle I_f || \hat{T}^{(\sigma L)} || I_i \rangle$ е редуцираният матричен елемент на оператора на прехода $\hat{T}^{(\sigma L)}$,
- $\frac{1}{2I_i + 1}$ е фактор на нормализация, свързан със статистическите тегла на началното състояние.

Пълната вероятност за преход λ е свързана с приведената вероятност чрез израз от следния вид[3]:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{8\sigma(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \frac{E_\gamma^{2L+1}}{\hbar} \cdot \frac{1}{\hbar c^{2L}} \cdot B(\sigma L) \quad (2.5)$$

където:

- E_γ е енергията на гама-фотона в MeV,
- $\hbar$ и c са съответно константата на Планк и скоростта на светлината.

Като ориентир при анализ на преходите често се използват едночастичните оценки за преход. Те представляват теоретично изчислени стойности за

приведените вероятности, базирани на модел, при който само един нуклон извършва преход между две орбитали. Сравнението на реалните приведени вероятности с тези оценки позволява да се направи заключение дали преходът има колективен характер или е предимно едночастичен.

2.7 Времена на живот

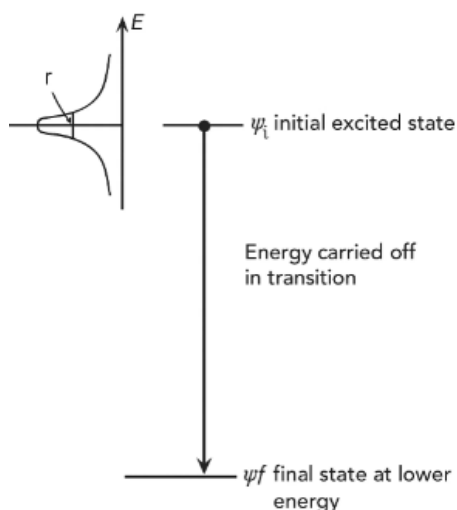
Основен начин за експерименталното определяне на приведените вероятности за преход е измерването на времената на живот на възбудени ядрени състояния. За да бъде измерено времето на живот на дадено възбудено състояние, то трябва първо да бъде заселено чрез ядрена реакция, подбрана така, че да осигури оптимални условия за прецизно измерване. Веднъж възбудено, състоянието оцелява за някакво средно време на живот τ , което е свързано с естествената ширина на линията Γ чрез уравнението:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (2.6)$$

Тъй като това е възбудено състояние, съществува крайна вероятност за преход към състояние с по-ниска енергия (Фигура 1). Тази вероятност е пропорционална на Γ и се определя от матричния елемент, описващ механизма на разпад, който свързва началното и крайното състояние[4]:

$$\Gamma \propto |\langle \psi_f | \hat{O}_{decay} | \psi_i \rangle|^2 \quad (2.7)$$

където ψ_i и ψ_f представляват ядрените вълнови функции на съответните състояния, а $\hat{O}_{decay}$ е квантовомеханичният оператор, описващ прехода.



Фигура 1: Схематична диаграма на разпада на възбудено ядро[4]

Ако има повече от един възможен канал за разпад, тогава общата ширина Γ_{total} се състои от сумата на парциалните ширини Γ_j :

$$\Gamma_{total} = \sum_j \Gamma_j \quad (2.8)$$

За да се получи детайлна информация за матричните елементи е необходимо измерените данни да бъдат сравнени с предсказанията на ядрените модели. За целта най-подходящи са матричните елементи, при които операторът $\hat{O}_{decay}$ е добре известен, за да бъде сведен до минимум делът на неопределеностите в изчисленията. Най-добре изучени са операторите, свързани с електромагнитните взаимодействия, поради което повечето изследвания се фокусират върху електромагнитни разпади.

Различните експериментални техники за измерване на времената на живот на възбудени ядрени състояния обхващат различни времеви диапазони, като основно методите са разделени на:

- Директни – такива, които измерват самото време на живот τ .
- Индиректни - основават се на измерване на ширината на нивото Γ , от която впоследствие се изчислява времето на живот.

Разработени са различни методи за измерване на времена на живот на възбудени ядрени състояния, тъй като те могат да заемат стойности от около 10^{-18} секунди до години (в случаите на изомерните състояния).

През последните години голям обем от данни е събран чрез техники, базирани на Доплеровото отместване на енергията на γ -лъчите. Тези методи се основават на факта, че след ядрена реакция, ядрото има скорост и ако излъчи γ -квант по време на полет, то енергията ще бъде измерена като отместена компонента в следствие на Доплеровия ефект. Ако γ -квантът се излъчи, когато ядрото се намира в покой, то ще се регистрира оригиналната му енергия. Прямо интензитетите на тези линии може да бъде определено времето на живот.

В следващата част на дипломната работа са разгледани методи за определяне на краткоживущи ядрени състояния, а именно метода на отслабване на Доплеровото отместване (DSAM) и методът на откатните ядра (RDDS).

3. Метод на отслабване на Доплеровото отместване

Методът е базиран изцяло на Доплеровя ефект, за измерване на краткоживущи ядрени състояния, наречен DSAM (Doppler-Shift Attenuation Method). Когато едно възбудено ядро се движи със скорост $\beta=v/c$, излъчваното електромагнитно лъчение претърпява Доплерово отместване[5]:

$$E_{\gamma} = E_0 \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cos(\theta)} \quad (3.1)$$

където E_{γ} е отместената енергията на излъчения фотон, E_0 е енергията на покой, а θ е ъгълът между посоката на движение на ядрото и излъчването на фотона. За малки скорости уравнение 3.1, се описва по следния начин:

$$E_{\gamma} = E_0(1 + \beta \cos \theta) \quad (3.2)$$

За образуване на ядра във възбудени състояния, често се използват реакции от вида $A(a,b)B$, където мишената A е бомбардирана от сноп a с енергия E , като резултат се образува възбудено ядро B и се излъчва частица b . При реакции от вида (p, γ) или (α, γ) скоростта на отката на крайното ядро зависи главно от импулса на входящата частица. Реакциите (p, p') , (p, n) и (α, n) също са удобни за този метод, защото крайното ядро обикновено се движи в тесен ъглов конус, което улеснява измерванията на Доплеровото изместване.

Скоростта на откат се определя от формулата:

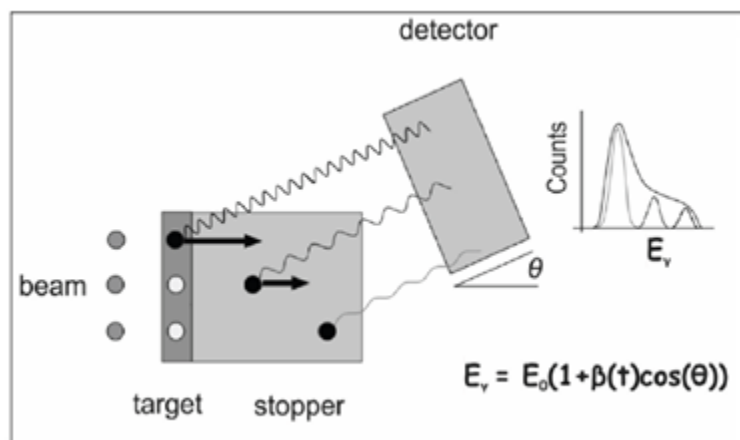
$$\beta_z = \beta_{CM} + C \cos \theta_R \quad (3.3)$$

където β_{CM} е скоростта на центъра на масите, а C е параметър, зависещ от кинематиката на реакцията.

Доплерово отместените компоненти се измерват чрез разлики в спектрите на γ -лъчите при различни ъгли. Гама-лъчите се детектират посредством Ge(Li) или свръхчисти германиеви детектори HPGe, които имат разделителна способност $\Delta E/E \approx 0,02$, което позволява директно измерване на пълното Доплерово отместване с точност до 2%.

DSAM сравнява времето на живот на възбуденото състояние с времето, необходимо за забавяне на ядрото в материалната среда. Основната същност на метода се състои в това, че при дадена ядрена реакция $A(a,b)B$, ядрото B получава начална скорост v_0 . Докато се забавя в мишената (стопера), то излъчва γ -фотон, чиято средна

енергия зависи от скоростта v в момента на емисията (фигура 2). Тъй като скоростта е намаляваща функция, се наблюдава спектър с непрекъснато разпределение на енергиите от E_0 , където $v = 0$, до $E_{\gamma max}$ при $v = v_0$



Фигура 2: Схематично представяне на DSAM метода [6]

При загубата на енергия от тежки йони спирачната сила е резултат от два отделни процеса: (i) електронно спиране, характеризиращо се със сблъсъци на дълги разстояния и малки енергийни трансфери и отклонения, и (ii) ядрено спиране, при което има сблъсъци между атоми, характерни с големи загуби на енергия и промени в посоката. В теорията на Линдхард спирачната сила се определя от гледна точка на безразмерната енергия и параметрите на обхвата ε и ϱ [7]:

$$\frac{d\varepsilon}{d\varrho} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\right)_e + \left(\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\right)_n \quad (3.4)$$

$$\varepsilon = E \frac{aM_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} \quad (3.5)$$

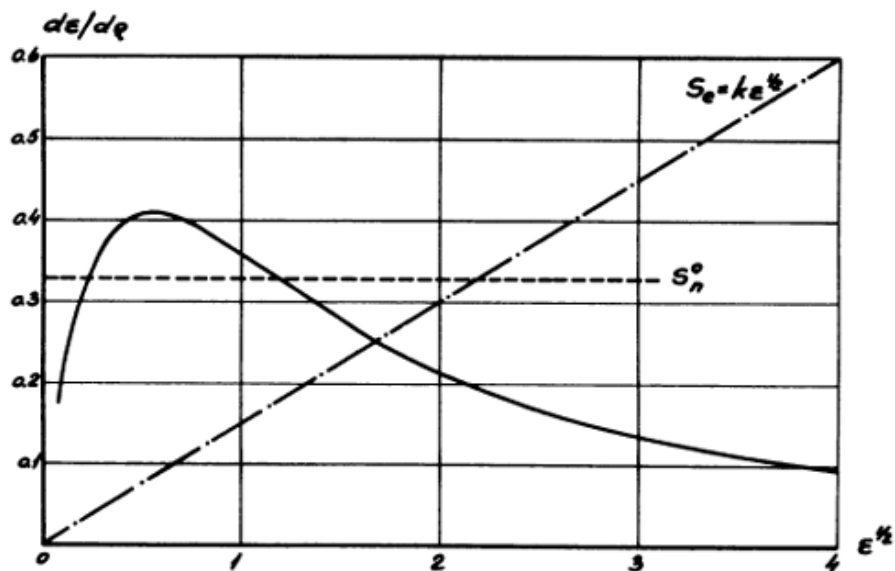
$$\varrho = RN M_2 4\pi a^2 \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2} \quad (3.6)$$

където E е йонната кинетична енергия, Z_1 и M_1 са атомният номер и масата на движещия се йон, Z_2 и M_2 са атомният номер и масата на стопера, N е броят на спиращите атоми, a е параметър. За $v/v_0 \leq Z_1^{2/3}$ спирачната сила на електроните може да бъде представена като: $-\left(\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\right)_e = k\varepsilon^{1/2}$ тоест линейна зависимост от скоростта, с $k=0.1-0.2$ и $Z_1 \geq Z_2 \Rightarrow$

$$k = \xi_e \frac{0,0793 Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{1/2}} \quad (3.7)$$

Ядрената спирачна сила, $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$, е получена от Линдхард от числени решения на уравнението на Томас-Ферми. Фигура 3 показва теоретичното спирачно напречно сечение на ядрото в променливите ε и ρ . Аналитичен израз, който отговаря на решението за напречното сечение на ядреното спиране, е даден от Уинтърбон като [8]:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{9}{8\varepsilon} [\ln(X + r) - X/r] \quad (3.8)$$



Фигура 3. Теоретично напречно сечение на ядреното спиране в $\rho - \varepsilon$ променливи.[8]

Единият подход за определяне на времето на живот посредством DSAM метода е да се използва така наречения фактор на отслабване F :

$$F = \frac{v}{v_0}, \quad 1 > F > 0 \quad (3.9)$$

Центроидът на γ -линията се анализира в зависимост от ъгъла на наблюдение θ , като се използва зависимостта:

$$E_\gamma(\theta) = E_0(1 + F\beta\cos\theta) \quad (3.10)$$

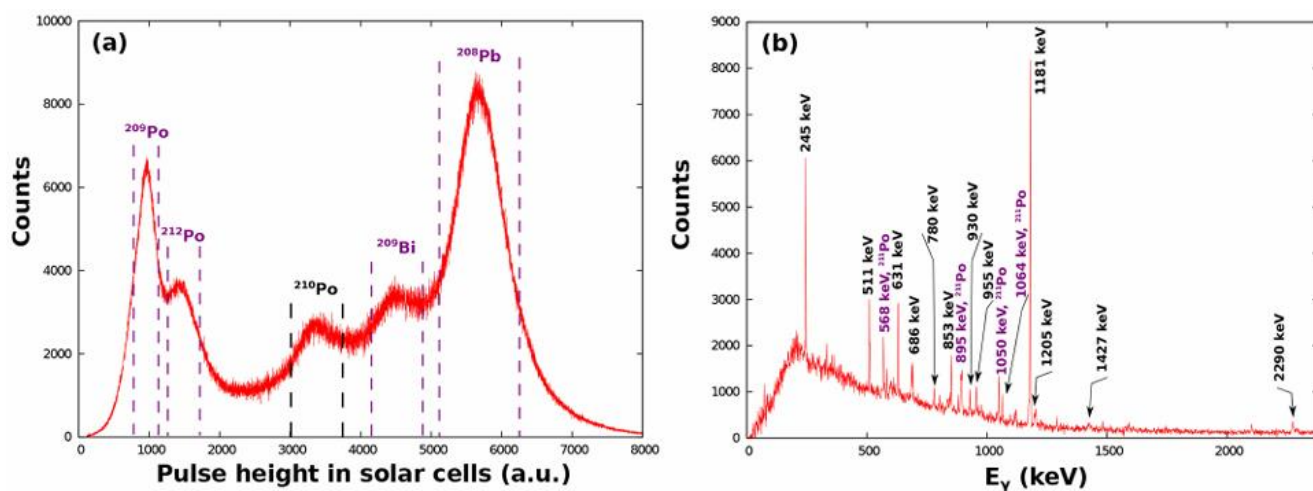
където F се сравнява с теоретично изчислените стойности.

Другият вариант е да се направят симулации, при които се отчитат: кинематиката на реакцията, ядрените и електронните спиращи сили на получените ядра в материала на стопера, геометрията на експеримента и историята на захранване на изследваното ниво. След това получените симулации се сравняват с експерименталните данни и с помощта на минимизираща процедура се определя търсеното време на живот. Именно на този подход е определено времето на живот в следващия пример.

3.1. Пример от реален експеримент, използващ DSAM

Сега ще разгледаме експеримент базиран на DSAM метода, който е описан в статия с референция [9]. Експериментът е проведен на тандемния ускорител на Университета в Кьолн. Възбудените състояния на ядрото ^{210}Po са получени чрез реакцията $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{210}\text{Po}$, като се използва сноп от въглеродни йони с енергия 62 MeV. Мишената е съставена от оловно фолио с дебелина 10 mg/cm^2 , което е обогатено на 99% с изотопа ^{208}Pb . Реакцията се осъществява в реакционната камера на плунжерната установка в Кьолн.

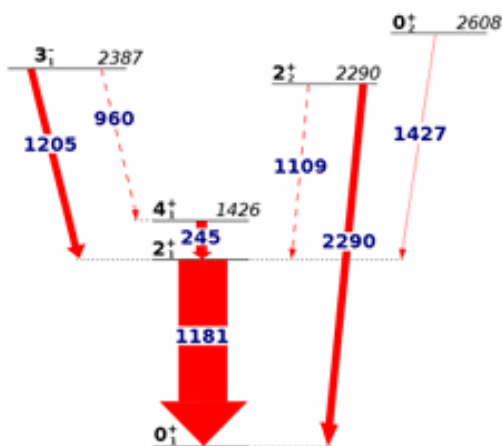
За детектиране на леките продукти от реакцията са използвани соларни клетки с размери $10\times 10\text{ mm}$, разположени на около 15 mm от мишената, покривайки пространствен ъгъл от 116.8° до 167.2° . Излъчените γ -лъчи се регистрират от 11 HPGe детектора, разположени извън камерата в два пръстена, пет от детекторите са позиционирани на 142.3° спрямо посоката на снопа, а останалите образуват пръстен на 35° . Събирането на данни се осъществява при съвпадения между соларната клетка и γ -детектор, или между γ - γ съвпадения.



Фигура 4 (а) Проекцията на матрицата частица- γ , получена чрез откритие на съвпадение на заредени частици при полярен ъгъл 142° . (б) Спектърът на γ -лъчите в съвпадение с групата частици, обозначена като " ^{210}Po " на панел (а). [9]

Данните от съвпадения частица- γ са сортирани в матрици според ъгъла на γ -детектиране. От спектъра, получен при съвпадения за ^{210}Po , се виждат ясно изразени преходи от 1181 keV и 245 keV, съответстващи на разпадите на първите две възбудени състояния на ядрото, виж фигура 4. Освен малки замърсявания от ^{211}Po , останалите γ -линии са идентифицирани като преходи от възбудени състояния на ^{210}Po .

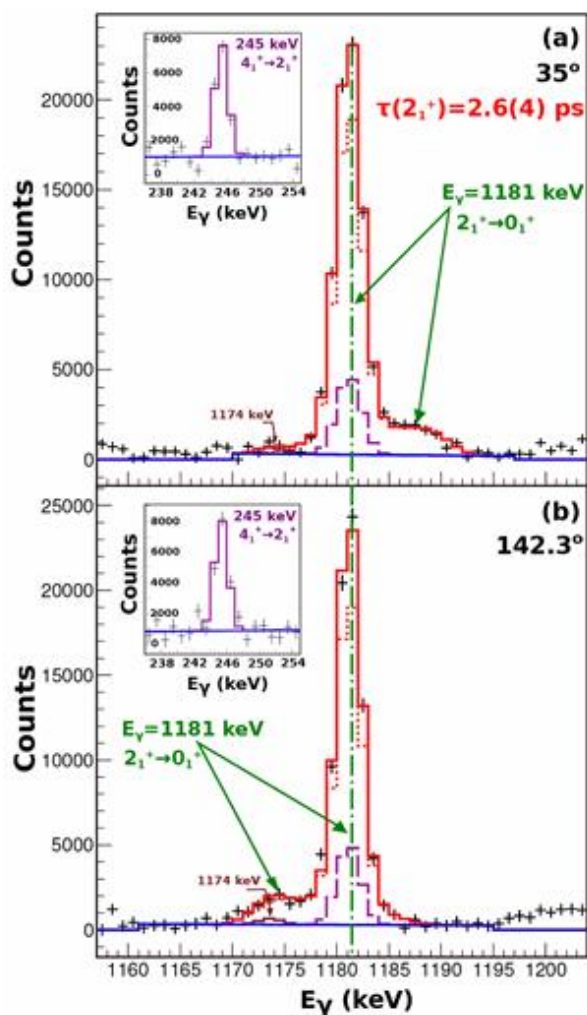
В разгледания пример анализът е извършен чрез програмата APCAD[10], която използва GEANT4[11] за симулация на забавянето на ядрата в спирачното фолио. Включени са и данни за електронното и ядрено спиране, както и геометрията на експеримента и ефективността на детекторите. Ъгловото разсейване поради ядрени сблъсъци се моделира с Монте Карло симулация.



Фигура 5. Частична схема на нивата на ^{210}Po , показваща възбудените състояния, които директно захранват първото 2^+ състояние [9]

За определяне на времето на живот на 2_1^+ състоянието трябва да се отчетат преходите, които го заселват директно, на фигура 5 е показана схемата на нивата. Времената на живот на състоянията 2_2^+ и 3_1^- са определени по време на анализа и са отчетени при определянето на времето на живот на 2_1^+ . За прехода от 1181 keV (състояние 2_1^+) е отчетено влиянието на по-дълго живеещи състояния като това, даващо 245 keV γ -линия, която винаги се излъчва от ядро в покой. За да се извлече коректно времето на живот на 2_1^+ състоянието чрез метода на Доплеровото отслабване, приносът на напълно спрени преходи трябва да бъде изваден от общия сигнал. Това се извършва автоматично чрез едновременно отчитане на линиите от 1181 и 245 keV в APCAD.

Накрая, като се вземат предвид и минимални други приноси, финалната стойност на времето на живот на състоянието 2_1^+ е получена чрез едновременно фитиране на формата на линията при различни ъгли на наблюдение. Резултатите са показани на фигура 6.

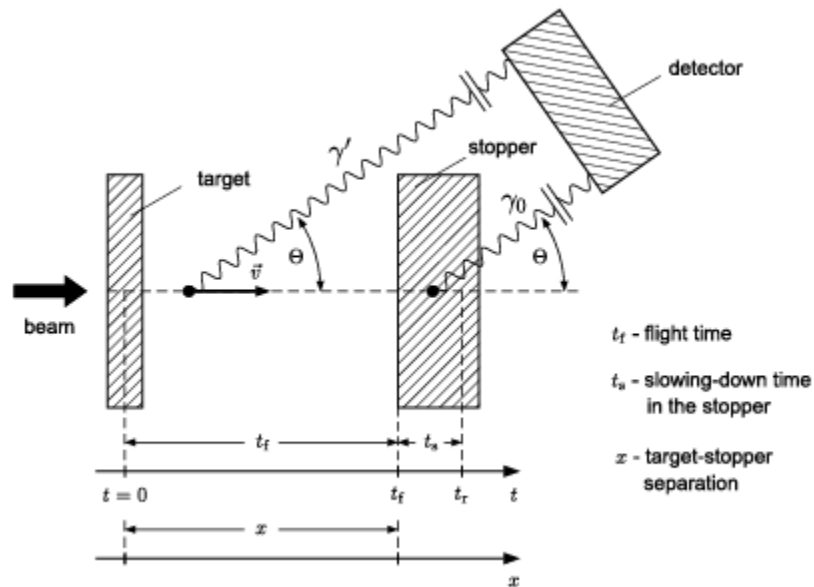


Фигура 6. Фитове на формата на линията за прехода 1181 keV, наблюдаван при предни (а) и задни (б) ъгли. Червената линия представлява пълната апроксимация на експерименталните данни. Линията 1181 keV е коригирана с линията 245 keV [9]

4. Методът на откатните ядра

Методът на откатните ядра се използва за определяне на времената на живот на възбудени ядрени състояния, които са от порядъка на няколко пикосекунди.

Опитната постановка се състои от мишена, стопер и детектор. Мишената и стопера са фолия, които могат да бъдат с различна дебелина и от различен материал. Получаваме възбуденото ядрено състояние чрез фокусиране на сноп йони в тънката мишена (фигура 7). Възбуденото ядро напуска мишената с определена скорост v и спира след точно определено време, $t_f = x/v$, в стопера, където x е разстоянието между стопера и мишената. В зависимост от дълбочината, в която са се образували откатните ядра в мишената, скоростта им варира. Преминването на ядрото от възбудено към основно състояние, е съпроводено с излъчване на гама-кванти с определена енергия. Ако гама-квантът е бил излъчен в полет, можем да засечем с детектор доплерово-отместената му енергия аналогично на разглеждането 3.1. Тогава ще имаме доплерово-отместена и неотместена компонента на гама-линията, с интензитети, съответстващи на вероятността за разпад по време на полет и вероятността за разпад при неподвижно ядро.



Фигура 7: Схематично описание на опитната постановка [12]

При анализа на данни от този вид експерименти се дефинира функцията на разпад (или крива на затихване), която има вида:

$$R(t) = \frac{I_U}{I_S + I_U} \quad (4.1)$$

където I_U представлява интензитета на неотместената компонента, а I_S – на отместената.

В най-опростен вид имаме директно заселване на изследваното ниво, времето на живот може да се определи от:

$$R(t) \sim e^{\frac{-t}{\tau}} \quad (4.2)$$

където τ е времето на живот на нивото.

В реалния случай са включени повече нива (фиг.8) и анализът за определяне на времето на живот се извършва чрез решаване на система диференциални - уравнения на Бейтман. За да опишем тези уравнения ще номерираме различните нива с числото $j > 0$. Нека имаме $a > b > c$ и индекс a описва нивата захранващи нивото b , а индекс c , разреждащите го. В общия случай за диференциалното уравнение за ниво b получаваме[12]:

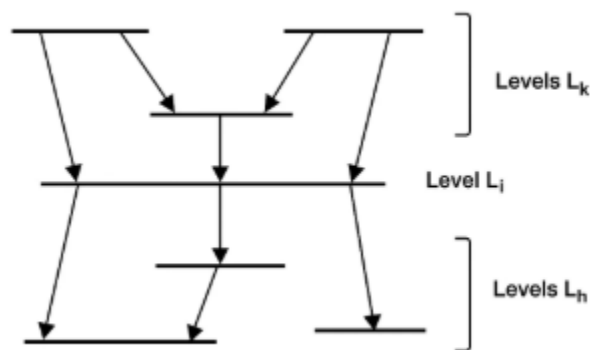
$$\frac{d}{dt} n_b(t) = -\lambda_b \cdot n_b(t) + \sum_{a=b+1}^N \lambda_a \cdot n_a(t) \cdot b_{ab} \quad (4.3)$$

Където N е номера на най-високото разглеждано заселено ниво, $n_b(t)$ и $n_a(t)$ са броят ядра в състояния b и a в момента t . Константите на разпад на нивата са означени с λ_j .

$-\lambda_b \cdot n_b(t)$ се описва понижаването на броя ядра в изследваното състояние поради преминаването им към състояния с по-ниска енергия. Със сумата описваме нарастването на броя ядра в изследваното състояние.

Ако за всяко състояние b запишем уравнението на Бейтман, ще получим свързана система диференциални уравнения. Можем експериментално да определим стойностите на функцията на разпад при различни дистанции и да ги апроксимираме с очаквания вид на кривата на разпад, която всъщност е решението на системата от уравнения на Бейтман за всяко състояние.

Когато имаме захранване от страничните нива, интензивността може да бъде определена по баланс на разглежданите захранващи и разреждащи нива. В такива случай се предпочита метода на диференциалните криви на разпад.

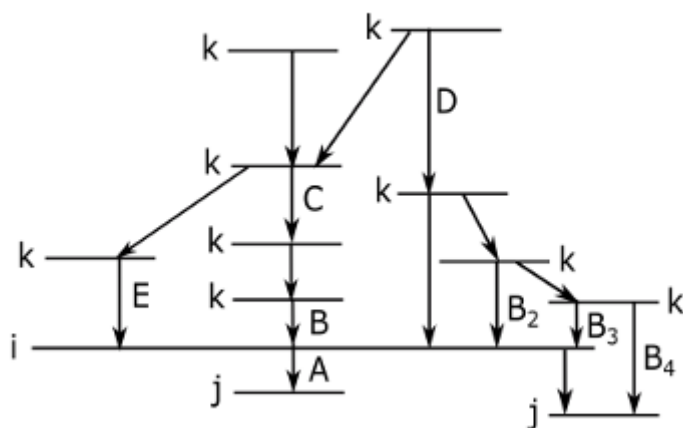


Фигура 8: Схематичен енергиен спектър [12]

4.1 Метод на диференциалните криви на разпад (DDCM)

Предимството на този вид метод спрямо стандартния се изразява в това, че:

- Могат да бъдат идентифицирани някои видове систематични грешки.
- Използват се само експериментално достъпни стойности.
- Изискват се само относителни времена на прелитане, които могат да бъдат измерени лесно с висока точност. За стандартния метод трябва да се знаят абсолютните времена на прелитане, които имат значително по-голяма неопределеност.



Фигура 9: Примерна схема на сложен разпад [12]

На фигура 9 е представена примерна схема на сложен разпад. Нека разгледаме нивото i . То бива захранено по сложен път, ако приложим условие за съвпадение на някое от нивата захранващи i , ще дефинираме специфичен захранващ път. В случай, когато сме избрали условие (C,A) този път е единствен, тъй като има само един

захранващ път захранващ С и разреждащ до А. Така всички преходи от този вид, произлизат от разпада на едно ядро. За (D,A) имаме повече от един начин на захранване, например В2 и В3. За условия (E,A), (C,A) и (B,A) е в сила:

$$\frac{d}{dt}n_i^{CA}(t) = -\lambda_i n_i^{CA}(t) + \lambda_k n_k^{CA}(t) \quad (4.4)$$

където n_i е броя на ядрата намиращи се на ниво i във време t . Получаваме времето на живот, като интегрираме (4.4) в граници от момента на спиране на ядрото до безкрайност[12]:

$$N_i = \int_{t_f}^{\infty} \lambda_i n_i(t) dt$$

$$N_i = \int_{t_f}^{\infty} \lambda_k n_k(t) dt \quad (4.5)$$

$$\Rightarrow -n_i(t) = -N_i(t) + \sum_k b_{ki} N_k(t)$$

От това, че:

$$\frac{d}{dt}N_i(t) = \lambda_i [n_i(\infty) - n_i(t)], n_i(\infty) = 0 \quad (4.6)$$

За времето на живот на ниво i получаваме:

$$\tau_i = \frac{-N_i^{CA}(t) + N_k^{CA}(t)}{\frac{d}{dt}N_i^{CA}(t)} \quad (4.7)$$

където N_i^{CA} и N_k^{CA} са брой разпади от съответното ниво от момента на спиране до безкрайност за (C,A) и са пропорционални на експериментално определяемите криви на разпад

$$R_i(t) = N_i(t)/a_i, \quad R_k(t) = N_k(t)/a_k \quad (4.8)$$

където α_i е коефициент, определен от ефективността на детекторите за регистриране на енергията на прехода и ъгловото разпределение на гама-квантите.

Нека дефинираме две интензивности в съвпадение X и Y, които са наблюдавани едновременно и принадлежат на едно и също ядро. Времевият ред на преходите е включен в тази дефиниция като пишем първо по-рано настъпилия преход на първо място.

Интензитетите в съвпадение трябва да отразяват информация за времето, в което настъпва съвпадението. В разглеждания случай става дума за съвпадения, при които преходите се осъществяват в определени времеви интервали – $[t_1, t_2]$ за Y и $[t_3, t_4]$ за X. Тази времева зависимост е включена в дефиницията на интензитетите чрез интегралоподобна нотация: $\{Y_{t1}^{t2}, X_{t5}^{t4}\}$. Времеви интервали могат да бъдат разделени на няколко подинтервала, което позволява прилагането на полезно правило за сумиране на интензитетите в съвпадение, формулирано на база границите на тези времеви интервали[12]:

$$\{Y, X\} = \{Y_0^\infty, X_0^\infty\} = \{Y_0^t, X_0^t\} + \{Y_0^t, X_t^\infty\} + \{Y_t^\infty, X_0^t\} + \{Y_t^\infty, X_t^\infty\} \quad (4.9)$$

Поради времеви ред на преходите, следващият интензитет е равен на нула

$$\{Y_t^\infty, X_0^t\} = 0 \quad (4.10)$$

Необходими са ни производните на интензивностите в съвпадение, от това че $\{Y_0^\infty, X_0^\infty\}$ няма зависимост от t, получаваме:

$$-\frac{d}{dt}\{Y_0^t, X_0^t\} = \frac{d}{dt}(\{Y_0^t, X_t^\infty\} + \{Y_t^\infty, X_t^\infty\}) = \frac{d}{dt}\{Y_0^t, X_t^\infty\} \quad (4.11)$$

Нека означим $N_i^{CA}(t) = N_A^{CA}(t)c\{C, A_t^\infty\}$ и $N_B^{CA}(t) = N_k^{CA}(t)c\{C, B_t^\infty\}$ и така за τ получаваме:

$$\tau_i = \frac{-\{C, A_u\}_{ob} + \{C, B_u\}_{ob}}{\frac{d}{dt}\{C, A_u\}_{ob}} \quad (4.12)$$

Често наблюдаваните в експеримента интензитети не са тези абсолютни стойности $\{Y_{t1}^{t2}, X_{t5}^{t4}\}$. Измерваме интензивности, които са пропорционални на абсолютните стойности, $\{Y_{t1}^{t2}, X_{t5}^{t4}\}_{ob} = k(x, y)\{Y_{t1}^{t2}, X_{t5}^{t4}\}$. $k(x, y)$ зависи от ефективностите, за засичане на преходите X и Y. От тук получаваме:

$$\tau_i = \frac{-\{C, A_u\}_{ob} + \{C, B_u\}_{ob} \frac{\{C, A\}_{ob}}{\{C, B\}_{ob}}}{\frac{d}{dt}\{C, A_u\}_{ob}} \quad (4.13)$$

От това, че $\{Y, X_u\} = \{Y_s, X_u\} + \{Y_u, X_u\}$ и $\{Z_u, X_u\} = \{Z_u, Y_u\} = \{Y_u, X_u\}$ за времето на живот получаваме:

$$\tau_i = \frac{-\{B, A_u\}_{ob} + \{B_u, A\}_{ob}}{\frac{d}{dt}\{B, A_s\}_{ob}} \quad (4.14)$$

За числителя записваме $-\{B_s, A_u\}_{ob} - \{B_u, A_u\}_{ob} + \{B_u, A_u\}_{ob} + \{B_u, A_s\}_{ob} = -\{B_s, A_u\}_{ob}$, защото $\{B_u, A_s\}_{ob} = 0$, използвайки (4.11) за знаменателя получаваме:

$$\frac{d}{dt}\{B, A_u\}_{ob} = \frac{d}{dt}(\{B_u, A_u\}_{ob} + \{B_s, A_u\}_{ob}) = -\frac{d}{dt}\{B_s, A_s\}_{ob} \quad (4.15)$$

От където накрая за τ получаваме:

$$\tau_i = \frac{\{B_s, A_u\}_{ob}}{\frac{d}{dt}\{B_s, A_s\}_{ob}} \quad (4.16)$$

При този тип експерименти, когато е налице директно захранване, е необходимо да се направи спектрален разрез на отместената компонента на захранващия преход, както и да се определят площите на пиковете както на отместената, така и на неотместената компонента на прехода от интерес. За целите на практическото приложение на анализа при измервания, извършени чрез метода на откатните ядра, уравненията (4.16) и (4.13) се преобразуват в следния вид:

$$\tau(x) = \frac{\{C_s, A_u\}(x) - \alpha\{C_s, B_u\}(x)}{\frac{d}{dx}\{C_s, A_s\}(x)} \cdot \frac{1}{v} \quad (4.17)$$

за разрез на индиректно захранване.

За разрез на директно захранване имаме:

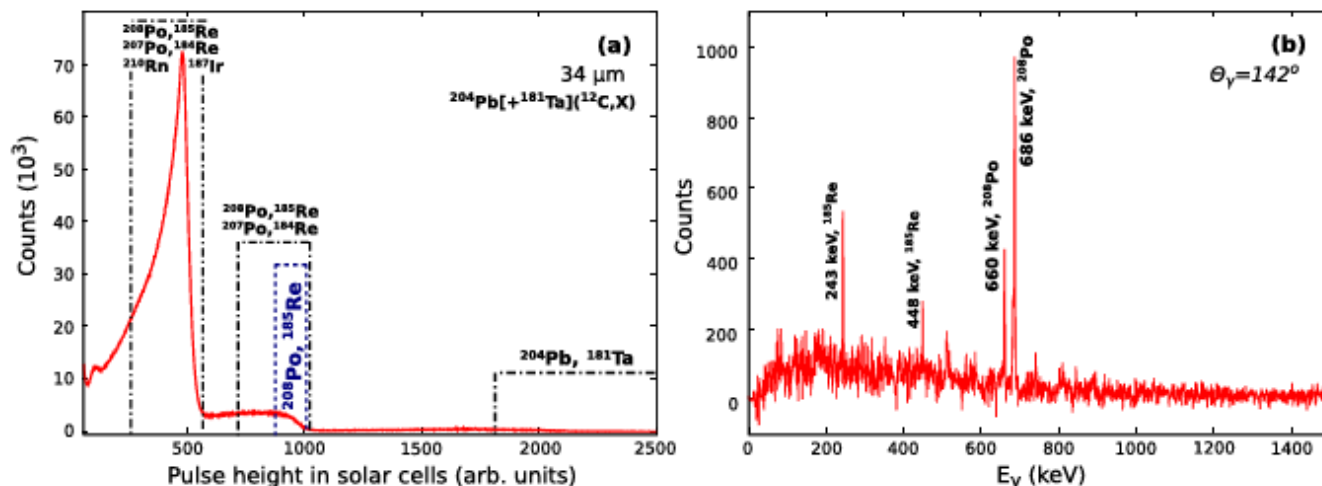
$$\tau(x) = \frac{\{B_s, A_u\}(x)}{\frac{d}{dx}\{B_s, A_s\}(x)} \cdot \frac{1}{v} \quad (4.18)$$

където v е скоростта на откатното ядро.

4.2 Пример от реален експеримент, използващ RDDS

Нека разгледаме реален опит базиран на RDDS метода, експериментът и анализът на данните са описани в статия [13]. Експериментът е проведен в тандемния ускорител на Университета в Кьолн, като се измерва средното време на живот на $2+$ състояние на ^{208}Po . Възбудените състояния на ^{208}Po са заселени чрез реакцията на α -трансфер $^{204}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{208}\text{Po}$ при енергия на снопа от 62 MeV. Мишената се състои от тънък слой от 0.6 mg/cm^2 ^{204}Pb изпарен на 1.5 mg/cm^2 Ta подложка, като е поставена с Ta фолиото обърнато към снопа. Стоперът е 5.8 mg/cm^2 Ta фолио. Данните са измерени на седем разстояния между мишената и стопера: 19, 34, 57, 91, 115, 208 и 309 μm . Реакцията е осъществена в камерата на устройството за плунжер, в която е монтиран пръстен от соларни клетки, които са поставени на задни ъгли спрямо посоката на снопа. Соларните клетки се използват за измерване на леките фрагменти от реакцията. ^8Be се разпада незабавно след реакцията на две α -частици. За да се регистрират тези α частици, докато се спират по-тежките фрагменти от други канали на трансферната реакция, между мишената и соларните клетки е поставено Al фолио с дебелина 80 μm . γ -лъчите от разпада на възбудените състояния на ^{208}Po се регистрират от единадесет свръхчисти

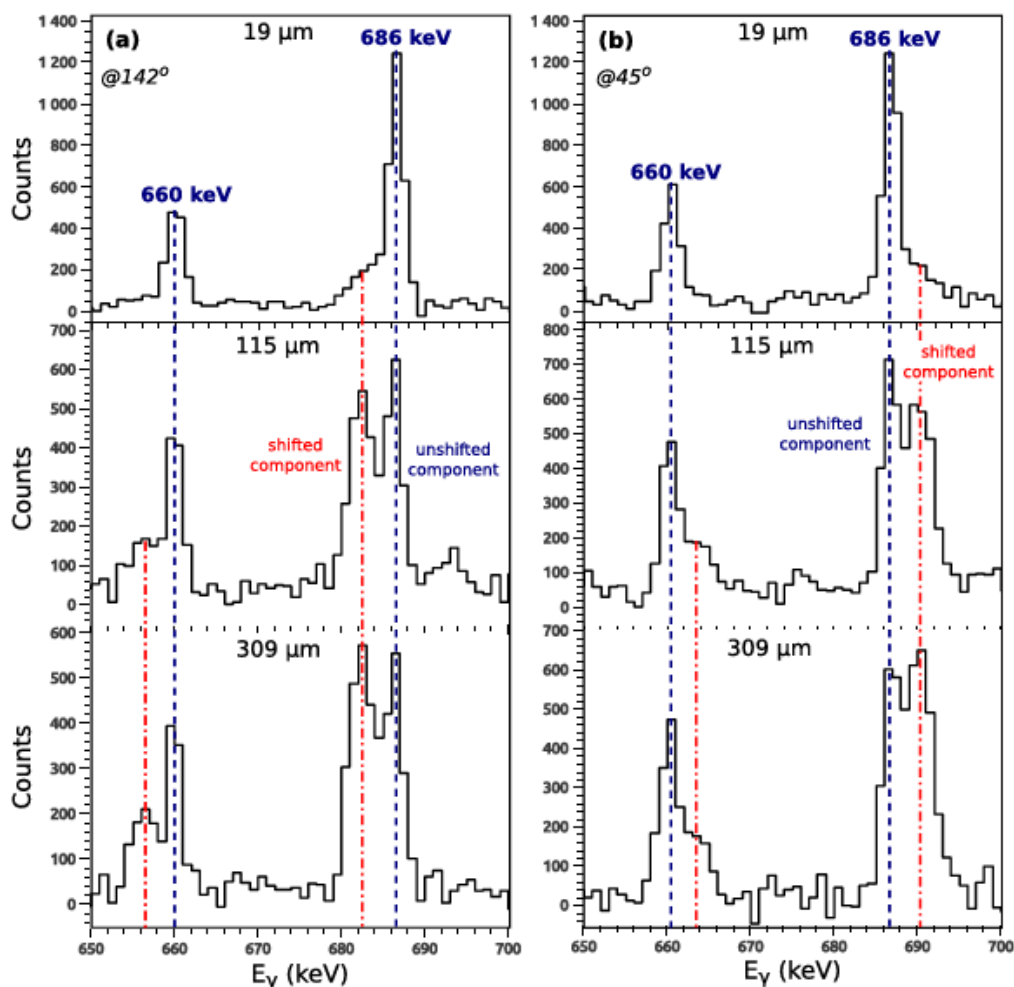
германиеви детектора (HPGe), монтирани извън камерата на плунжера в два пръстена. Пет от детекторите са позиционирани под 142° спрямо посоката на снопа, а останалите шест детектора са поставени под 45° спрямо посоката на снопа.



Фигура 10. а) Проекцията на матрицата частица- γ , получена при разстояние на плунжера ($D = 34 \mu\text{m}$) чрез съвпадение на заредени частици в масива от соларни клетки и γ лъчи под полярен ъгъл $\gamma = 142^\circ$. Означените диапазони представляват части от спектъра на частиците, установени в съвпадение с γ -квантите от посочените ядра. б) Гама-спектър на ядрото на ²⁰⁸Po [13]

Получения гама-спектър за ядрото ²⁰⁸Po е показан на фигура 10. Ясно се виждат преходите с енергии 686 и 660 keV, които отговарят на преходи, разреждащи първите две възбудени състояния на ²⁰⁸Po. Важното тук е, че двата прехода имат отчетливо изразени компоненти от Доплерово отместване, които се променят в зависимост от разстоянието до стопера. Пример за промяната на интензитетите на линиите е показан на фигура 11. Увеличаването на интензивността на изместените компоненти с нарастващо разстояние от мишената до стопера позволява определянето на времето на живот на състоянията 2^+ и 4^+ на ²⁰⁸Po. Анализът на времето на живот е извършен с метода на диференциалната крива на разпадане (DDCM). Според този метод интензивностите на изместените (I_{sh}) и неизместените (I_{un}) компоненти трябва да са измерени от спектри в съвпадение с доплерово отместените компоненти на преходите, които директно захранват интересувашото ни ниво. След това стойността на τ_i може да бъде изчислена чрез:

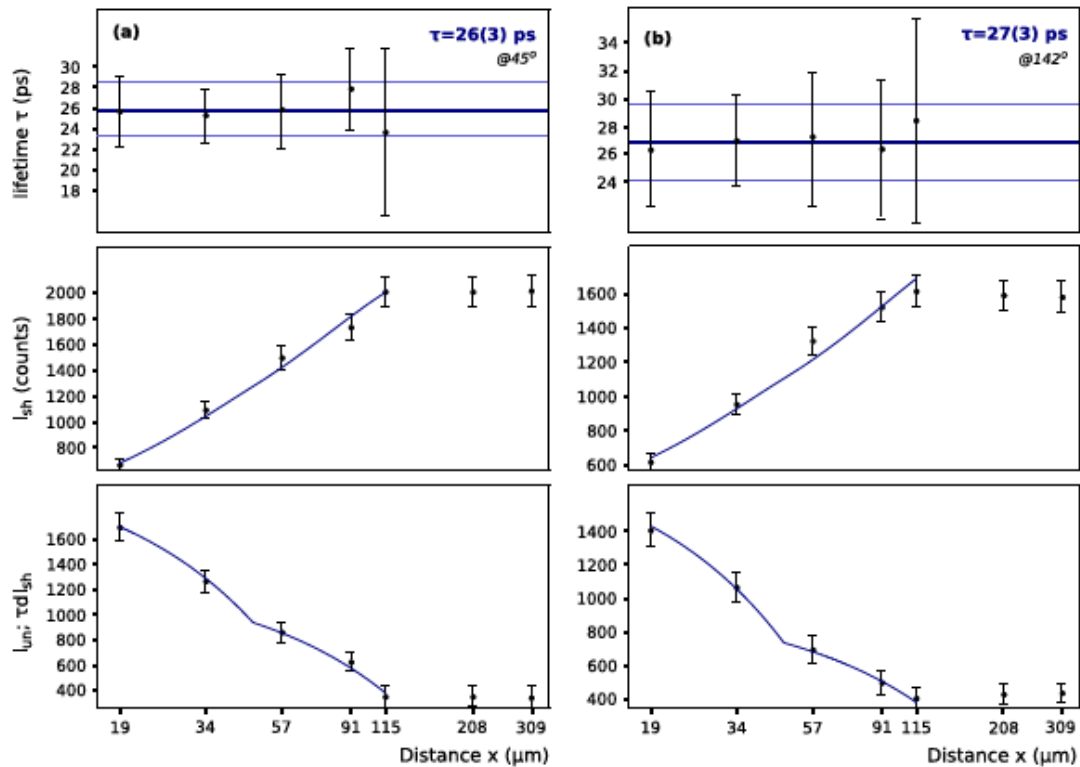
$$\tau_i(x) = \frac{I_{un}(x)}{(v) \frac{d}{dx} I_{sh}(x)} \quad (4.19)$$



Фигура. 11. Примери за еволюцията на интензитетите на доплеровите пикове при 686-keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) и 660-keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) преходи, наблюдавани за три различни разстояния между мишената и стопера. Пунктирните редове (червени) представляват позициите на доплерово отместения пик, а пунктирните редове (сини) представляват позициите на неизместените пикове [13]

Определянето на времето на живо чрез уравнението по-горе е получено от програмата NAPATAU[14], която отчита интензивността на изместените компоненти и изчислява производната по времето на тази крива в отделни интервали. Трендът на производната по времето се адаптира към тренда на интензивностите на неотместените компоненти.

Тъй като еволюцията на интензивностите на компонентите трябва да бъде сравнявана на всяко разстояние между мишената и стопера, е необходимо те да се отнасят до същия брой откатни ядра, произведени в реакцията. Нормализиращите коефициенти за всяко разстояние се определят от общия брой импулси на I_{sh} и I_{un} компонентите на прехода. Следваща стъпка в анализа на данни е определянето на средната скорост на откатните ядра - v . Тази стойност се определя експериментално от центроидите на отместените и неотместените компоненти на прехода от 686 keV, което отговаря на $v = 0.75(7)\%$. Анализът на DDCM за времето на живот на 2^+ състояние, извлечен с процедурата, описана по-горе, е представен на фиг. 12. Средната стойност между двата резултата дава стойността от 27(2) ps за времето на живот на 2^+ състояние на ^{208}Po .



Фигура 12. Анализ на времето на живот на 2^+ състояние на ^{208}Po , определен на ъгъл 142° и 45° . В средния панел са представени отместените интензитети при различни разстояния на плунджера, а в областта на чувствителност на метода са нанесени непрекъснати криви, за да се изчисли производната. В долния панел криви, представляващи производеното между времевите производни на отместените интензитети и времето на живот на интересувачото ни състояние, се сравняват с експерименталните неотместени интензитети. В горния панел е показано времето на живот, отговарящо на всяко разстояние и средно притеглената крайна стойност[13].

5. Заключение

В настоящата дипломна работа бяха разгледани основните теоретични понятия, свързани със структурата на ядрото, като спин, четност, γ -разпад и вътрешна конверсия, които изграждат основата за разбиране на поведението на възбудените ядрени състояния.

Особено внимание беше отделено на два от най-широко използваните експериментални методи за определяне на времена на живот на възбудени състояния – методът на отслабване на Доплеровото отместване (DSAM) и методът на откатните ядра (RDDS). Чрез примери от реални експериментални резултати, включващи конкретни нуклиди и условия, бяха илюстрирани специфичните подходи за анализ на γ -спектри и извличане на времена на живот чрез методите DSAM и RDDS. Разглеждането на диференциалните криви на разпад (DDCM) в рамките на RDDS допълва разбирането за техниките, използвани при измерване на времена на живот в обхвата на пикосекундите.

Референции:

[1] Ани Минкова, Ядрена физика, 2008

[2] Ани Минкова, Борис Манушев, Васил Груев, Екатерина Добрева, Практикум по атомна и ядрена физика, 2008

[3] Борислав Славов, Увод в теоретичната ядрена физика. Университетско издателство "Св. Климент Охридски", 2009.

[4] P. J. Nolan and J. F. Sharpey-Schafer, *The measurement of the lifetimes of excited nuclear states*, 1979.

[5] L.D. Landau & E.M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, 1994

[6] Александрина Янева, Изследване на състояние кандидат за състояние със смесена симетрия в ядрото ^{208}Po , дипломна работа магистър, 2020

[7] A. Z. SCHWARZSCHILD AND E. K. Warburton, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York2, "THE MEASUREMENT OF SHORT NUCLEAR LIFETIMES!", 1968

[8] T. K. Alexander, B. j. Allen, A. R. de L. Musgrove, J. S. Forster, R. M. Lieder, H. Ryde, *ADVANCES IN NUCLEAR PHYSICS*, 1978

[9] D. Kocheva, G. Rainovski, J. Jolie, N. Pietralla, A. Blazhev, A.Astier, R. Altenkirch, S.Ansari, Th. Braunroth, M.L. Cort' es, A.Dewald, F.Diel, M. Djongolov, C. Fransen, K.Gladnishki, A. Hennig, V. Karayonchev, J.M. Keatings, E.Kluge, J. Litzinger, C.Muller-Gatermann, P.Petkov, M. Rudigier, M. Scheck, Ph. Scholz, P. Spagnoletti, M. Spieker, C. Stahl, R. Stegmann, M.Stoyanova, P.Toile, N.Warr, V. Werner, W. Witt, D.Wolk, K.O.Zell, P. Van Isacker, and V.Yu. Ponomarev, A revised $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ value in the semi-magic nucleus ^{210}Po , 2017

[10] C. Stahl, J. Leske, M. Lettmann, N. Pietralla, *Comput. Phys. Commun.* 214, 174, 2017

[11] S. Agostinelli et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 506, 250, 2003

[12] A. Dewald, O. Möllerb, P. Petkovc, "Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states", 2012

[13] D. Kalaydjieva, D. Kocheva, G. Rainovski, V. Karayonchev, J. Jolie, N. Pietralla, M. Beckers, A. Blazhev, A. Dewald, M. Djongolov, A. Esmaylzadeh, C. Fransen, K. A. Gladnishki, A. Goldkuhle, C. Henrich, I. Homm, K. E. Ide, P. R. John, R. Kern, J. Kleemann, Th. Kröll, C. Müller-Gatermann, M. Scheck, P. Spagnoletti, M. Stoyanova, K. Stoychev, V. Werner, A. Yaneva, S. S. Dimitrova, G. De Gregorio, H. Naïdja, and A. Gargano, *Microscopic structure of the one-phonon 2^+ states of ^{208}Po* , 2021

[14] B. Saha, *Bestimmung der Lebensdauern kollektiver Kernanregungen in ^{124}Xe und Entwicklung von entsprechender Analysesoftware*, Ph.D. thesis, Universität zu Köln, 2004 (unpublished).