



Софийски университет „Св. Климент Охридски“
Физически факултет

Специалност: Физика на ядрото и елементарните частици

Дипломна работа

за придобиване на ОКС „Магистър“

**Измерване на времена на живот на възбудени ядрени
състояния в ядрото ^{162}Er чрез метода на откатните ядра**

Дияна Христова
Факултетен № 4PH3100045

Научен ръководител:
доц. д-р Диана Кочева

София, март 2026

Съдържание

1	Увод	3
2	Теоретична част	4
2.1	Слоест модел	4
2.2	Едночастични и колективни състояния	5
2.3	Колективен модел на Бор и Мотелсон	5
2.4	Пълна и редуцирана вероятност за преход	9
2.5	Едночастични оценки	12
3	Метод на откатните ядра	13
3.1	Основи на метода на откатните ядра	13
3.2	Метод на съвпаденията	16
3.3	Метод на диференциалните криви на разпад	20
4	Експериментална част	25
4.1	Съставни части на експерименталната установка	25
4.2	Детекторна система	26
4.3	Плънджерно устройство	27
4.4	Очаквани реакции	27
4.5	Анализ на експерименталните данни	28
4.6	Особености при анализа	31
4.7	Определяне на времето на живот	34
5	Заключение	39
6	Използвана литература	40

1. Увод

Атомното ядро представлява сложна квантовомеханична система, чиято вътрешна структура и динамика са обект на дългогодишни изследвания. Една от основните задачи на ядрената физика е описанието на поведението на силно взаимодействащи нуклони и закономерностите, определящи свойствата на ядрата. Поради своята сложност, ядрените характеристики се интерпретират чрез различни теоретични модели, сред които водещо място заемат слоестият и колективният модел.

Слоестият модел разглежда нуклоните като квазинеzависими частици, движещи се в така наречения среден потенциал и заемащи дискретни енергетични нива, аналогично на електронните обвивки в атомите. Той успешно обяснява спина и четността на основното състояние, електромагнитните моменти и структурата на нисколежащите възбудени състояния при ядра в близост до магичните числа. Колективните модели, от своя страна, третираат ядрото като единен квантов обект, в който доминират съгласувани вибрационни и ротационни движения на голям брой нуклони. На практика двата подхода често се използват съвместно, като колективните описания са особено приложими за ядра далеч от магическите числа.

Съществена информация за ядрената структура може да се получи чрез изследване на възбудените състояния и техните времена на живот, така като те са пряко свързани с вероятностите за електромагнитните преходи и предоставят възможност за проверка и уточняване на теоретичните модели.

В настоящата дипломна работа се изследва ядрото ^{162}Er , като фокусът е върху първите възбудени състояния: 6_1^+ , 8_1^+ , 10_1^+ и 12_1^+ . За определяне на времената им на живот е приложен методът на откатните ядра, подходящ за измерване на кратки времеви интервали в пикосекундния диапазон.

2. Теоретична част

2.1. Слоест модел

Основна задача на теоретичната ядрена физика е създаването на модел, описващ поведението на системи, състоящи се от голям, но краен брой силно-взаимодействащи помежду си нуклеони. Поради невъзможността тази задача да бъде решена точно, описанието на ядрените системи се извършва чрез различни приближени модели. Едно от основните допускания е, че сумата от взаимодействията на даден нуклон с останалите в системата може да бъде представена чрез едно ефективно, независимо от времето средно поле. Моделът, в който нуклоните се разглеждат като движещи се квазинезависимо в рамките на такъв среден потенциал, се нарича слоест модел на ядрото.

Въпреки естествената аналогия между атомния и ядрения слоест модел, между тях съществуват съществени различия. При атомите външният потенциал се определя от силното кулоново поле на ядрото, докато при ядрата такъв външен източник липсва и потенциалът се поражда от взаимодействието между самите нуклони. Обикновено се приема, че многочастичните взаимодействия могат да се апроксимират като сума от двунуклонни взаимодействия, но това опростяване не е достатъчно за точното решаване на уравнението на Шрьодингер. Поради това се въвежда допускането за съществуване на среден едночастичен потенциал от вида

$$\sum_{i < j}^A V(i, j) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \left\{ \sum_{j \neq i}^A V(i, j) \right\} = \sum_{i=1}^A V(i). \quad (2.1)$$

Ако е намерен подходящ едночастичен потенциал $V(i)$, разликата между него и сумата на реалните двунуклонни взаимодействия се нарича остатъчно взаимодействие:

$$V_{res} = \sum_{i < j} V(i, j) - \sum_i V(i). \quad (2.2)$$

Целта на слоестия модел е да се определи такъв едночастичен потенциал, при който остатъчното взаимодействие да бъде минимално, а получената енергетична структура на нивата да възпроизвежда възможно най-точно експерименталните данни. Практически това се постига чрез използване на осцилаторен потенциал с добавено спин-орбитално взаимодействие и член, пропорционален на квадрата на орбиталния ъглов момент l^2 , т.е. [1]

$$V(r) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 + C \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} + D l^2. \quad (2.3)$$

2.2. Едночастични и колективни състояния

Едночастичният слоест модел разглежда ядрената система като съставена от инертна сърцевина с четен брой нуклони и един допълнителен „нечетен“ нуклеон, разположен извън нея. В рамките на този модел са в сила следните допускания [1]:

1. В електромагнитния преход участва само последният незапълнен (валентен) нуклеон, т.е. единствено неговата вълнова функция претърпява изменение при излъчване или поглъщане на γ -квант.
2. Пълната вълнова функция на ядрото се апроксимира като произведение от едночастичните вълнови функции на отделните нуклони.
3. Радиалната част на вълновата функция на активния нуклеон се приема за константна във вътрешността на ядрото и нулева извън него.

Този модел дава най-добри резултати при ядра, близки до двойно-магическите, където броят на валентните нуклони е малък и остатъчното взаимодействие е слабо. Ако обаче по броя на нуклеоните си сърцевината е далече от двойно-магическите ядра, приближението на едночастичния модел се влошава. С увеличаването на броя нуклеони в последния незапълнен слой нараства влиянието на остатъчното взаимодействие върху средния потенциал. Тук се има предвид както взаимодействието между нуклоните в последния незапълнен слой, така и взаимодействието им с нуклоните в запълнените слоеве.

Тези ефекти водят до намаляване на стабилността на сферичната форма на ядрото и при достатъчно голям брой валентни нуклеони могат да доведат до деформация. В определени случаи остатъчното взаимодействие предизвиква корелирано възбуждане на група нуклеони, известно като колективно възбуждане. Колективните състояния се отличават от едночастичните както по енергия, така и по по-голямата вероятност за преход. Различават се два основни типа колективни възбуждания — вибрационни и ротационни.

2.3. Колективен модел на Бор и Мотелсон

Моделите, разглеждащи колективните прояви в ядрото, го представят като квантов флуид, базирайки се на аналогията с течна капка. В рамките на тези подходи се въвеждат колективни променливи, чрез които се описват формата на ядрото и неговата пространствена ориентация.

В рамките на модела на Бор и Мотелсон колебанията на ядрената повърхност се описват чрез изменение на ядрения радиус, който се представя като разлагане по сферични

хармоники в полярни координати:

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} (-1)^\mu \alpha_{\lambda, -\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right]. \quad (2.4)$$

Коефициентите $\alpha_{\lambda, -\mu}$ са динамични величини, определящи деформацията на ядрената повърхност. Ако се разглеждат единствено квадруполни деформации ($\lambda = 2$), независимите параметри са пет: $\alpha_{2,-2}$, $\alpha_{2,-1}$, $\alpha_{2,0}$, $\alpha_{2,1}$ и $\alpha_{2,2}$. При малки стойности на тези параметри формата на ядрото може да бъде апроксимирана с елипсоид. За по-удобно описание се въвежда координатна система, чиито оси съвпадат с главните оси на разпределение на ядрената материя. В нея формата и ориентацията на ядрото се задават чрез набора променливи $\{\beta, \gamma, \theta_1, \theta_2, \theta_3\}$, където β определя големината на деформацията, γ характеризира отклонението от аксиална симетрия, а $\{\theta_1, \theta_2, \theta_3\}$ са Ойлеровите ъгли, описващи пространствената ориентация на ядрото. Хамилтонианът, формулиран в пространството на квадруполните деформации, е известен като Хамилтониан на Бор и се записва във вида

$$H_B = T_{\text{vib}} + T_{\text{rot}} + V(\beta, \gamma), \quad (2.5)$$

където вибрационната и ротационната енергия се изразяват съответно като

$$T_{\text{vib}} = -\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \right], \quad (2.6)$$

$$T_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2B} \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{Q}_k^2}{4\beta^2 \sin^2(\gamma - 2\pi k/3)}. \quad (2.7)$$

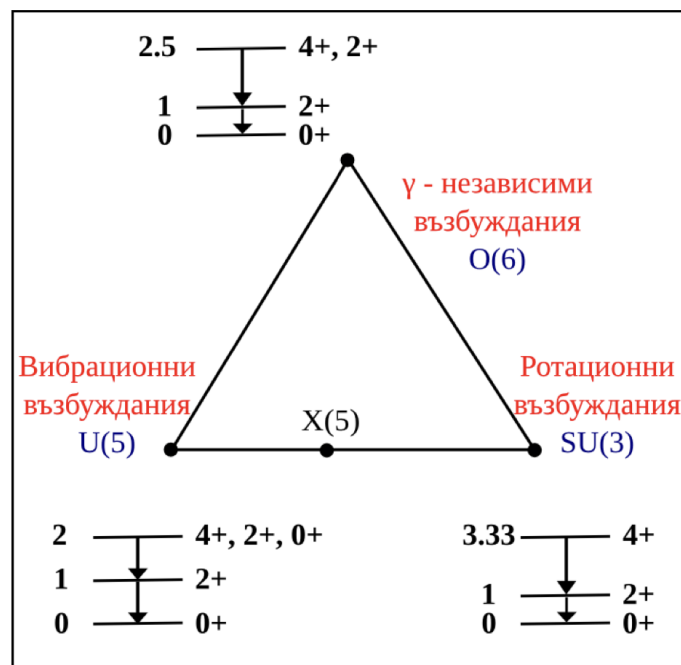
Тук B представлява масов параметър, а \hat{Q}_k са проекциите на оператора на ъловия момент върху осите на вътрешната координатна система. Граничните случаи на решенията на потенциала $V(\beta, \gamma)$ често се онагледяват като върхове на т.нар. триъгълник на геометричния модел.

При вибрационното ядро ядрото притежава само вибрационни степени на свобода, като потенциалът зависи единствено от β , $V(\beta) = \frac{1}{2}C\beta^2$, а спектърът е този на хармоничен осцилатор. При модела на твърдия ротор вибрационните степени на свобода се пренебрегват и деформацията се приема за статична, като ядрото има само ротационна кинетична енергия. На фиг. 2.1 за тези два гранични случая са изобразени трите най-ниско разположени нива от съответните енергетични спектри. От експериментална гледна точка особено значение има отношението между енергиите на второто и първото възбудено състояние. Тази величина представлява устойчива характеристика на ядрото, свързана с броя валентни нуклеони, и се използва като критерий при класификацията на ядрата според типа на

техните колективни възбуждания. Прието е тя да се означава с $R_{4/2}$ и служи като един от основните показатели за съпоставка между експерименталните резултати и теоретичните предсказания [2]:

$$R_{4/2} = \frac{E_{4^+}}{E_{2^+}}. \quad (2.8)$$

Особено внимание привлича и критичната симетрия $X(5)$, която описва фазов преход от първи ред между сферичната вибрационна структура $U(5)$ и аксиално деформираната ротационна структура $SU(3)$. Макар идеалните кандидати за симетрия $X(5)$ да са редки, голям брой ядра се намират в преходната област, характеризирани със стойности на показателя $R_{4/2}$, лежащи между еталонната стойност 2.91 за $X(5)$ и границата 3.33, съответстваща на симетрия $SU(3)$ и на модела на твърд ротор в рамките на Хамилтониана на Бор.



Фиг. 2.1: Върховете на триъгълника съответстват на граничните аналитични решения на Хамилтониана на Бор (в червено) и на свързаните с тях алгебрични симетрии (в синьо). Показани са трите най-ниски енергетични нива за всеки случай, заедно със спина на състоянията и относителните им енергийни отстояния по смисъла на израз 2.8. [2]

За описание на ядра в тази междинна област е разработен моделът Confined Beta-Soft (CBS). Той представлява аналитично решение на Хамилтониана на Бор при избор на потенциал, който е независим от координатата на деформация β , но е ограничен в краен интервал $[\beta_m, \beta_M]$. Физически това означава, че ядрото може свободно да променя деформацията си в определени граници, без да се предпочита конкретна стойност на β . В този случай уравнението на Бор за β -степенна свобода се свежда до диференциално

уравнение, чиито решения са функции на Бесел от първи и втори род. Енергийните нива се определят от граничните условия в точките β_m и β_M и могат да бъдат записани във вида

$$E_{L,s} = \frac{\hbar^2}{2B\beta_M^2} z_{L,s}^2, \quad (2.9)$$

където B е масовият параметър, а $z_{L,s}$ са нулите на съответната функция на Бесел и зависят от орбиталния момент L и броя на възбужданията s по координатата β . Така CBS моделът позволява енергиите да бъдат получени аналитично, без необходимост от числени методи [3].

Ключова роля в модела играе безразмерният параметър

$$r_\beta = \frac{\beta_m}{\beta_M}, \quad (2.10)$$

който характеризира “твърдостта” на ядрото по отношение на деформацията. При $r_\beta = 0$ потенциалът съвпада с този на критичната симетрия $X(5)$ и допуска големи флуктуации на формата, докато при $r_\beta \rightarrow 1$ деформацията става практически фиксирана и се достига границата на твърд ротор. По този начин един единствен параметър описва плавния преход между ядро с големи флуктуации на деформацията по параметъра β и границата на твърд ротор.

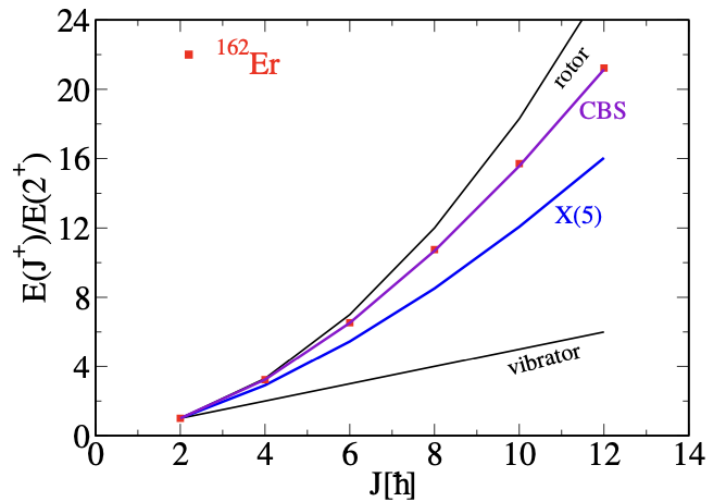
Съществен резултат на CBS модела е, че структурният показател $R_{4/2}$ служи като чувствителен индикатор за степента на колективност и деформация на ядрото. Моделът показва, че при нарастване на $R_{4/2}$ и приближаване към границата на твърд ротор β -вибрационните възбуждания се изместват към по-високи енергии. Това означава, че в добре деформираните ядра колективният вибрационен характер постепенно отслабва и може да бъде повлиян от едночастични или смесени конфигурации [3].

Ядрата в тази преходна област се характеризират и със специфични стойности на отношението

$$B_{4/2} = \frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)},$$

което варира приблизително от 1.58 за симетрия $X(5)$ до 1.42 за случая на твърд ротор. Това отношение представлява важен количествен показател за колективния характер на ядрените възбуждания [4].

В настоящото изследване се разглежда структурата на ядрото ^{162}Er , за което са експериментално установени стойности $R_{4/2} = 3.230(1)$ и $B_{4/2} = 1.35(11)$. В рамките на CBS модела енергиите на възбудените състояния в основната ивица, получени чрез напасване към наличните експериментални данни, са в добро съгласие с измерените стойности (вж. Фиг.2.2).



Фиг. 2.2: Сравнение между експериментално наблюдаваните енергии на нивата на ядрото ^{162}Er и тези, изчислени чрез теоретичните подходи на вибраторния модел , роторния модел , CBS (настоящата работа) и X(5). [4]

По-задълбочена информация за ядрената структура може да бъде получена чрез анализ на еволюцията на преходните вероятности $B(E2)$ в рамките на угаст нивата. Макар CBS моделът да възпроизвежда сравнително добре енергиите на нивата (Фиг. 2.2), по-строга проверка на неговата приложимост изисква прецизни експериментални стойности на $B(E2)$ в широк диапазон от спинове. Подобни данни могат да бъдат получени единствено чрез точни измервания на времената на живот на съответните възбудени състояния. [4]

В тази връзка е необходимо по-подробно да се разгледа физическият смисъл на величините $B(\sigma L)$, които представляват редуцирани вероятности за електромагнитни преходи и служат като директна мярка за степента на колективност в ядрото.

2.4. Пълна и редуцирана вероятност за преход

Ядрена система, намираща се във външно електромагнитно поле, се описва с хамилтониан от вида [1]

$$H = H_N + H_F + H_{int}, \quad (2.11)$$

където H_N е хамилтонианът на ядрото (или негов модел), H_F описва външното електромагнитно поле, а H_{int} — взаимодействието между ядрото и полето. В първи порядък на теорията на пертурбациите се получава т.нар. „златно правило“ на Дирак, според което вероятността за преход от състояние $|i\rangle$ към $|f\rangle$ е

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 g(E_f), \quad (2.12)$$

където $\langle f|H_{int}|i\rangle$ е матричният елемент на оператора на взаимодействието, а $g(E_f)$ е плътността на крайните състояния.

За пълната вероятност за γ -преход от тип $\sigma = E$ или M с мултиполност L се получава

$$W_{fi}(\sigma, Lm) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left|\langle f|\hat{M}(\sigma, Lm)|i\rangle\right|^2, \quad (2.13)$$

където \hat{M} е операторът на мултиполния преход, а m е третата проекция на ъгловия момент на фотона. Излъчването на гама-квант при електромагнитен преход е следствие от промяната в електричното и магнитното разпределение на зарядите и токовете в ядрото. За ядрения ъглов момент е валидно векторното съотношение [5]

$$\vec{I}_i = \vec{L} + \vec{I}_f, \quad (2.14)$$

където \vec{L} е ъгловият момент, отнасян от γ -кванта. Тъй като фотонът има целочислен спин, той се подчинява на бозонната статистика. Разрешените стойности на мултиполността L се определят от неравенството

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f. \quad (2.15)$$

Разпределенията на зарядите и токовете в ядрото се описват чрез електромагнитни мултиполни моменти, определени от стойността на L . При електричните преходи настъпва преразпределение на заряда в ядрото, докато при магнитните се променят ориентациите на спиновите и орбиталните магнитни моменти на нуклоните. Четността при електромагнитни преходи се подчинява на правилото

$$\pi_i = \pi_\gamma \pi_f, \quad (2.16)$$

като за електричен преход

$$\pi(EL) = (-1)^L, \quad (2.17)$$

а за магнитен

$$\pi(ML) = (-1)^{L+1}. \quad (2.18)$$

Тъй като в експериментите обикновено не се различават отделните ориентации на ъгловия момент, формула (2.13) се усреднява по началните и сумира по крайните магнитни проекции. Така се въвежда редуцираната вероятност за преход

$$W_{fi}(\sigma L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f), \quad (2.19)$$

където

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{m, m_i, m_f} |\langle f | M(\sigma, Lm) | i \rangle|^2. \quad (2.20)$$

Използвайки, че $R = R_0 A^{1/3}$, можем да направим следните оценки за някои от по-ниските мултиполни:

$$\begin{aligned} W_{fi}(E1) &= 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E^3 \\ W_{fi}(E2) &= 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E^5 \\ W_{fi}(E3) &= 34 A^2 E^7 \\ W_{fi}(E4) &= 1.1 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9 \end{aligned} \quad (2.21)$$

За магнитни преходи имаме:

$$\begin{aligned} W_{fi}(1) &= 5.6 \times 10^{13} E^3 \\ W_{fi}(2) &= 3.5 \times 10^7 A^{2/3} E^5 \\ W_{fi}(3) &= 16 A^{4/3} E^7 \\ W_{fi}(4) &= 4.5 \times 10^{-6} A^2 E^9 \end{aligned} \quad (2.22)$$

От теорията следват няколко общи зависимости:

1. **Енергетична зависимост:** при равни други условия вероятността за преход нараства с увеличаване на енергията на γ -кванта.
2. **Мултиполна зависимост:** вероятността намалява с увеличаване на мултиполността L .
3. **Тип на прехода:** магнитните преходи обикновено са по-малко вероятни от електричните при еднакви условия.

Когато преходът съдържа едновременно електрична и магнитна компонента от една и съща мултиполност, се въвежда коефициент на мултиполно смесване δ , чийто квадрат има прост физически смисъл:

$$\delta^2 = \frac{I(EL)}{I(ML)} = \frac{W(EL)}{W(ML)}. \quad (2.23)$$

Тази величина определя относителния принос на електричната и магнитната компонента към общата интензивност на прехода.

Редуцираната вероятност съдържа информация за вълновите функции на началното и крайното състояние и следователно за ядрената структура. Често тя се изразява във Вайскопфски единици (W.u.), което позволява да се оцени дали преходът има едночастичен или колективен характер.

2.5. Едночастични оценки

Както беше отбелязано, редуцираната вероятност за преход $B(\sigma L)$ съдържа съществена информация за структурата на ядрото. Първоначална, ориентировъчна оценка на тази величина може да бъде получена в рамките на едночастичния ядрен модел. При него редуцираната вероятност за електричен преход от дадено възбудено състояние към основното може да се оцени чрез израза

$$B(EL) = \frac{(1.2)^{2L}}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 A^{2L/3} [e^2(\text{fm})^{2L}], \quad (2.24)$$

където A е масовото число на ядрото. Аналогично, за магнитните преходи се получава

$$B(ML) = \frac{10(1.2)^{2L-2}}{\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 A^{(2L-2)/3} [\mu_N^2(\text{fm})^{2L-2}], \quad (2.25)$$

където μ_N е ядреният магнетон.

Изразите (2.24) и (2.25) предоставят т.нар. едночастични или Вайскопфски оценки (W.u.) за вероятностите на електромагнитните преходи. Преходи с величина на редуцираната вероятност от порядъка на 1 W.u. се считат за едночастични. Значително по-големи стойности на $B(\sigma L)$ са индикация за колективен характер на прехода и съответно за наличие на съгласувано движение на множество нуклони.

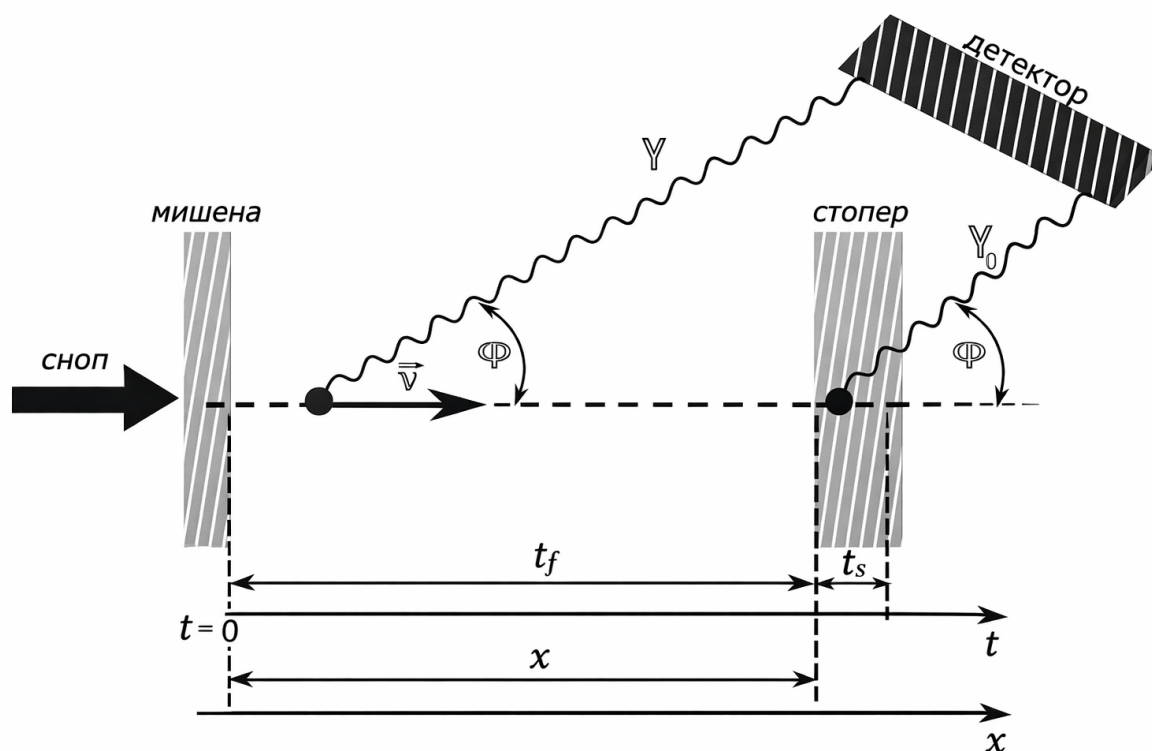
3. Метод на откатните ядра

3.1. Основи на метода на откатните ядра

Методът на откатните ядра представлява експериментален подход за определяне на времевата на живот на възбудени ядрени състояния в интервала приблизително от няколко ps до 1 ns.

За прилагането на метода е необходима специализирана експериментална установка, която в най-общ вид включва мишена, стопер и детектор. Мишената и стоперът са разположени успоредно един на друг на предварително зададено разстояние във вакуумна камера. И двата елемента представляват тънки фолиа, които могат да се различават по материал и/или дебелина.

При измерване на времето на живот на дадено ядрено състояние се регистрират преходи между няколко енергетични състояния. По време на конкретното измерване разстоянието между мишената и стопера се поддържа постоянно чрез използването на пиезоелектричен мотор, което осигурява висока точност и повторямост на експерименталните условия.



Фиг. 3.1: Схема на експерименталната установка

В началото на експеримента възбуденото ядрено състояние се създава в резултат на ядрена реакция, реализирана чрез фокусиране на сноп йони върху тънка мишена. Поради кинематиката на реакцията възбудените ядра придобиват импулс и определена скорост. Те се придвижват от мишената към стопера в тесен конус около направлението на падащия сноп, докато не достигнат в стопера след време (time of flight)

$$t_f = \frac{x}{v},$$

където x е разстоянието между мишената и стопера. Скоростта на откатните ядра на изхода от мишената зависи от дълбочината, на която са били образувани в материала ѝ, поради което тя има разпределение от стойности. Обикновено средната ѝ величина достига няколко процента от скоростта на светлината.

При преход на ядрото от възбудено към основно състояние се излъчват гама-кванти с характерна енергия на прехода. Ако гама-квантът бъде излъчен по време на движението на ядрото, детекторът регистрира доплерово отместена енергия, зададена от:

$$E' = E_0 (1 + \beta \cos \theta), \quad (3.1)$$

където $\beta = v/c$, а E_0 е енергията на гама-кванта, излъчен от същото възбудено състояние при ядро, вече спряно в стопера. В резултат в спектъра се наблюдават две компоненти на гама-линията — доплерово отместена и неотместена — чиито интензивности съответстват на вероятността за разпад по време на полет и на вероятността за разпад при неподвижно ядро.

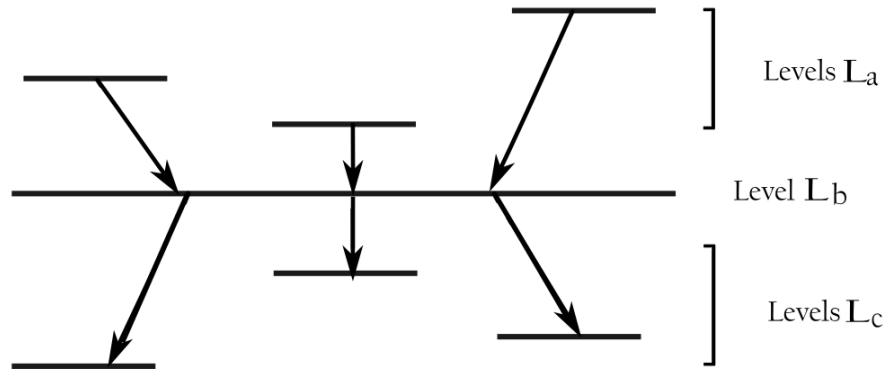
Въвежда се функция на разпад, чувствителна към времето на живот на разглежданото състояние, която описва еволюцията на неотместената компонента като функция на времето на прелитане:

$$R(t) = \frac{I_U}{I_S + I_U}. \quad (3.2)$$

В най-опростения случай — директно заселване на изследваното ниво — времето на живот τ може да бъде определено от зависимостта:

$$R(t) \sim e^{-t/\tau}. \quad (3.3)$$

В реалните експериментални условия обикновено се реализира сложна схема на захранване, включваща повече от едно възбудено състояние. Пример за такава схема е представен на фиг.(3.2).



Фиг. 3.2: Схематично представяне на заселване

За определяне на времето на живот се решава система от диференциални уравнения, известна като уравнения на Бейтман. За описанието им се въвежда индекс j , който номерира различните енергетични нива и приема цели положителни стойности. В случая, показан на фиг. (3.2), е изпълнено $a > b > c$. Индексът a обозначава нивата, които запазват нивото от интерес b , а индексът c — нивата, към които то се разрежда. В общия случай диференциалното уравнение за ниво b има вида:

$$\frac{d}{dt}n_b(t) = -\lambda_b n_b(t) + \sum_{a=b+1}^N \lambda_a n_a(t) b_{ab}, \quad (3.4)$$

където N е номерът на най-високото разглеждано заселено ниво, а $n_b(t)$ и $n_a(t)$ са броят ядра съответно в нивата b и a в момент t . Константите на разпад са означени с λ_j , като времената на живот са $\tau_j = 1/\lambda_j$.

Членът $-\lambda_b n_b(t)$ описва намаляването на броя ядра в разглежданото състояние поради преходи към по-ниско лежащи енергетични нива със статистическа вероятност λ_b . Сумарният член $\sum_{a=b+1}^N \lambda_a n_a(t) b_{ab}$ отчита нарастването на броя ядра в нивото b вследствие на запазване от по-високо разположените нива a . Коефициентите b_{ab} се наричат отношения на разклонение и определят каква част от ядрата в ниво a преминават към ниво b , като $b_{ab} \neq 0$ само при $a > b$. За всяко ниво a е изпълнено условието за нормировка:

$$\sum_b b_{ab} = 1. \quad (3.5)$$

Следователно, записването на уравнение на Бейтман за всяко запазващо ниво води до система от свързани диференциални уравнения, описваща цялата схема на запазване между участващите енергетични нива. Експериментално се определят стойностите на функцията на разпад при различни разстояния между мишената и стопера, които впослед-

ствие се апроксимират с очакваната теоретична зависимост. Тази зависимост представлява решението на системата от уравнения на Бейтман за съответните състояния.

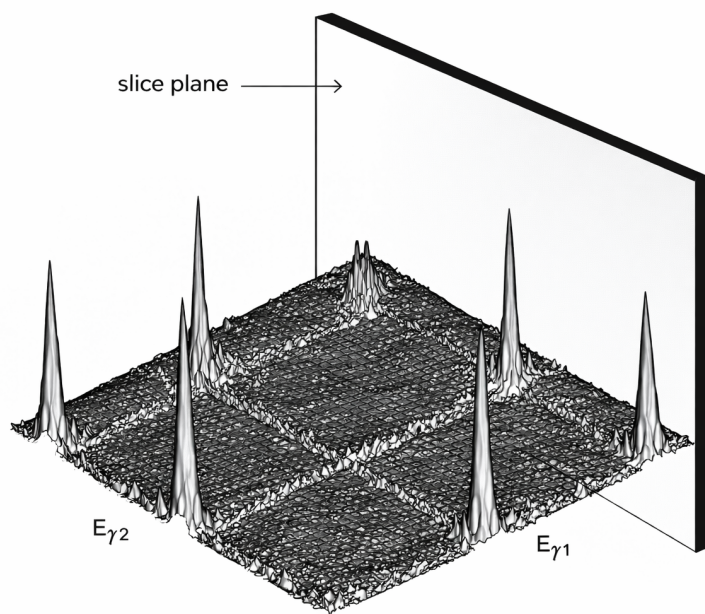
Допълнителна сложност възниква при наличие на странично захранване. Интензивността му може да бъде оценена чрез баланс между захранващите и разреждащите преходи. Функцията на разпад $R(t)$ зависи от голям брой параметри и при сложни схеми често се налага фиксиране или предполагагане на част от тях с цел стабилизиране на апроксимацията. В подобни случаи за определяне на търсеното време на живот се предпочита методът на диференциалните криви на разпад, разгледан в раздел 3.3.

3.2. Метод на съвпаденията

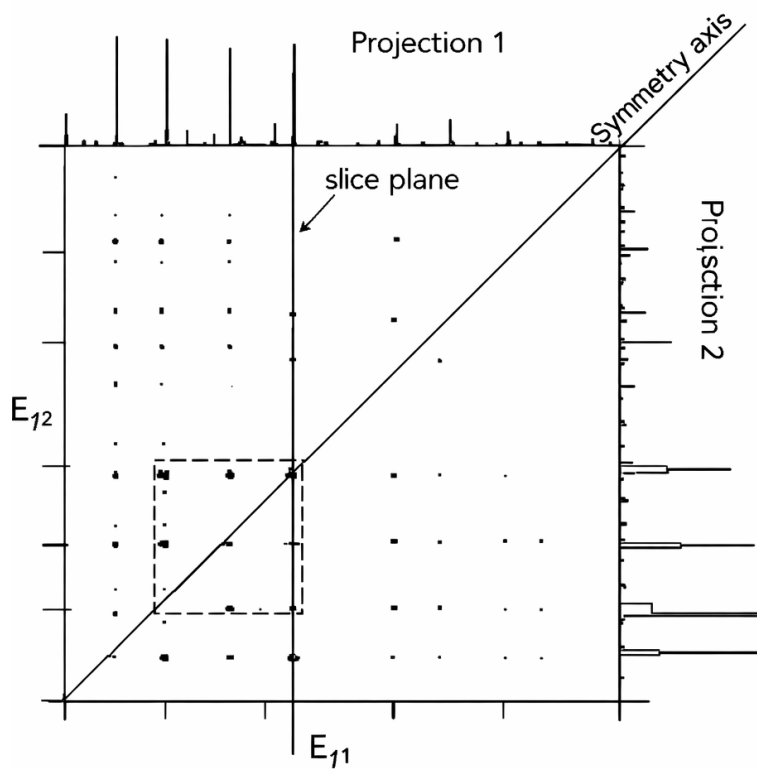
Поради характера на експеримента получените енергетични спектри съдържат линии, породени от преходи между заселени състояния на повече от едно ядро. Това налага използването на метода на съвпаденията, чиято основна цел е изолирането на гама-преходите, принадлежащи на конкретно ядро, получено в резултат на реакцията.

Методът на съвпаденията се основава на едновременната регистрация на гама-кванти с повече от един детектор в рамките на определен времеви прозорец, който е по-голям от характерното време на живот на разглежданото ядрено състояние. За реализирането му се въвежда условие за съвпадение чрез избор на енергиен интервал около даден пик в спектъра (в англоезичната литература използваните термини са *gate* или *cut*). Този пик съответства на енергията на гама-квант, излъчен при преход между две конкретни ядрени нива. Чрез поставяне на такъв енергиен разрез се селектират всички гама-кванти, регистрирани от останалите детектори в рамките на времевия прозорец, съвпадащ с регистрирането на избрания преход. По този начин се изолират гама-линиите, произхождащи от разпадите на възбудени състояния на едно и също ядро.

Нагледно методът на съвпаденията може да бъде представен чрез матрица на съвпаденията. Тя представлява двумерна хистограма, в която по осите x и y са нанесени енергиите на регистрираните гама-кванти от два различни детектора, а по третата ос z се натрупва броят на съвпаденията между тях. Примерен вид на такава матрица е показан на фиг. (3.3) и фиг. (3.4), съответно с изглед от страни и отгоре. Размерите на матрицата се определят от броя на заселените енергетични нива на всички ядра, образувани в реакцията.

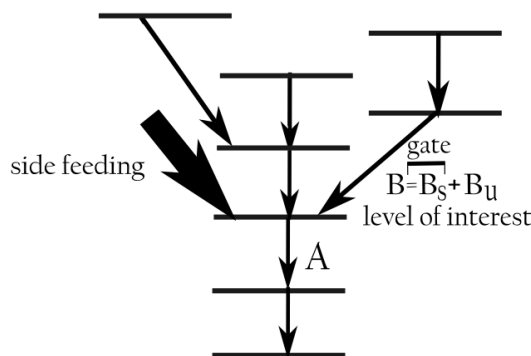


Фиг. 3.3: Примерен вид на матрица, изобразена с изглед от страни.[6]

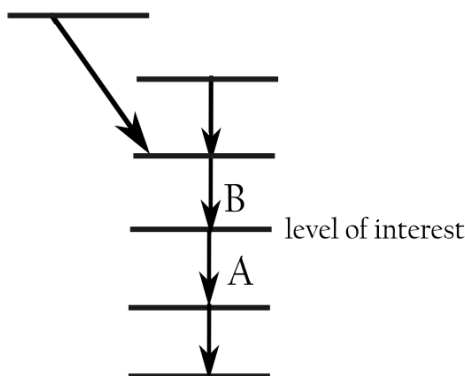


Фиг. 3.4: Примерен вид на матрица изобразена с изглед отгоре. [6]

Чрез налагане на условие за съвпадение върху конкретни захранващи преходи е възможно спектърът да бъде „изчистен“ от ненаблюдаеми или слабо наблюдавани захранвания, които иначе биха въвели значителни неопределености в анализа. Както е илюстрирано на фиг. (3.5), при поставяне на енергиен разрез върху захранващия преход B към нивото от интерес страничните захранващи пътища се елиминират и единствено захранването чрез прехода B остава от практическо значение при определянето на времето на живот. Този ефект може да бъде ясно проследен чрез сравнение между фиг. (3.5) и фиг. (3.6).



Фиг. 3.5: Хипотетична схема на разпад



Фиг. 3.6: Хипотетична схема на разпад след поставяне на условие на съвпадение

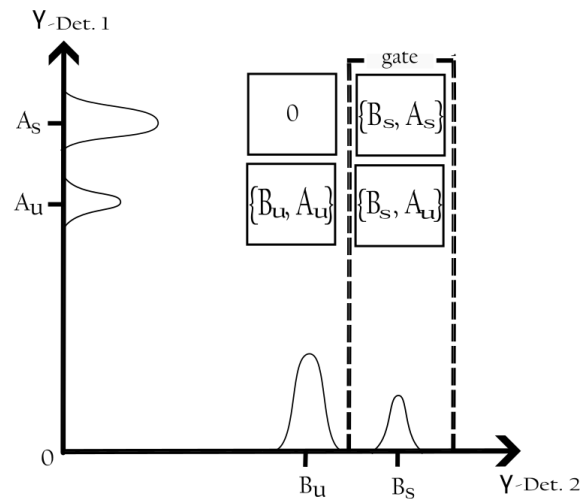
Експериментално се извличат величините $\{B_s, A_s\}(x)$, $\{B_u, A_u\}(x)$ и $\{B_s, A_u\}(x)$, където $A_{s/u}$ и $B_{s/u}$ означават съответно отместените/неотместените компоненти на преходите A и B , а x е разстоянието между мишената и стопера. Тези параметри представляват броя регистрирани съвпадения за съответните компоненти на двата прехода.

Сумата

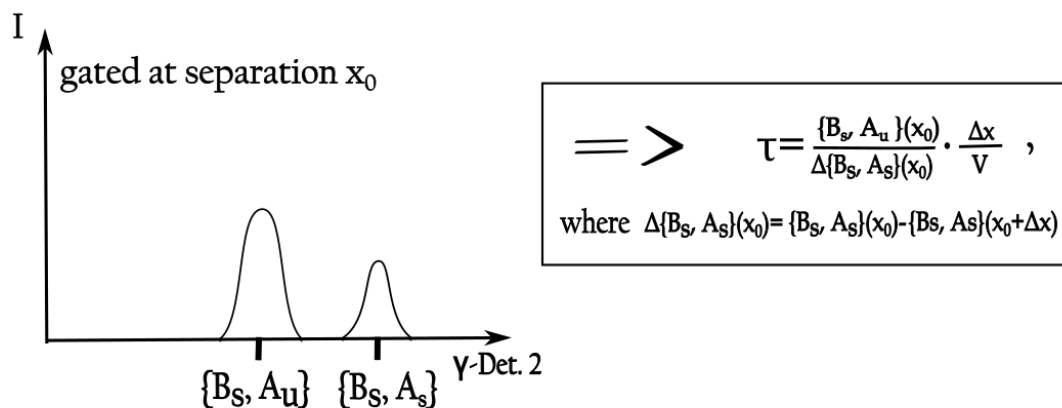
$$\{B_s, A_s\}(x) + \{B_u, A_u\}(x) + \{B_s, A_u\}(x)$$

дава величината $\{B, A\}$, която съответства на общия брой регистрирани съвпадения между преходите A и B , наричани интензивности на съвпадение на тези преходи.

При поставяне на енергетичен разрез върху отместената компонента на прехода B , както е показано на фиг. (3.7), стойностите $\{B_s, A_s\}(x)$ и $\{B_s, A_u\}(x)$ могат да бъдат извлечени от получения спектър с наложено условие за съвпадение. Времето на живот на изследваното състояние се определя чрез формула, получена по Метода на диференциалните криви на разпад, илюстрирана на фиг. (3.8).



Фиг. 3.7: Избрана каскада, захранвана само от ниво В



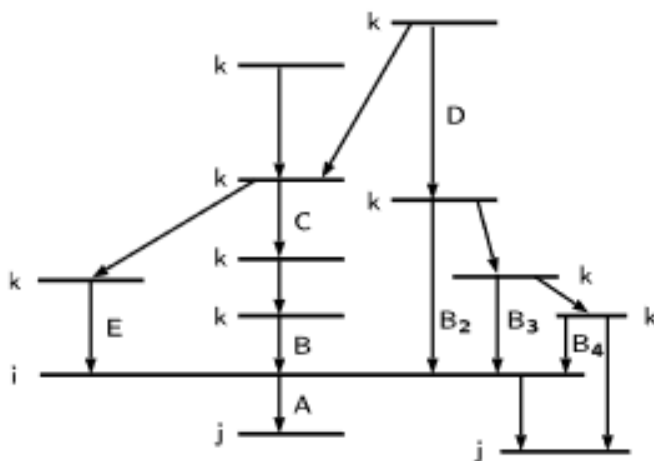
Фиг. 3.8: Полученият спектър след поставяне на условие на съвпадение

При стандартен анализ по метода на съвпаденията е за предпочитане енергетичният разрез да се поставя върху отместената компонента на захранващия преход. Поставянето на разрез едновременно върху двете компоненти води до нарастване на статистическите грешки, което може да окаже неблагоприятно влияние върху точността при определянето на времето на живот.

3.3. Метод на диференциалните криви на разпад

3.3.1 Анализ чрез γ - γ съвпадение

При налагане на условие за съвпадение върху захранващия преход, в анализа се взема предвид единствено експериментално наблюдаемото захранване на изследваното ниво. По този начин се елиминира неопределеността, свързана с неизвестните интензивности и времена на живот на ненаблюдаваните захранващи състояния.



Фиг. 3.9: Примерна схема на сложен разпад

От фиг. (3.9) се вижда, че нивото от интерес i може да бъде заселено по повече от един път. Налагайки условие за съвпадение върху някой от захранващите преходи, на практика се селектира конкретен захранващ път към нивото i . В много случаи този път е еднозначно определен — например при условия от вида (C, A) , когато съществува само една каскада, съдържаща захранващата каскада C и разреждащата каскада A . Тогава всички наблюдавани преходи в тази каскада произлизат от разпада на едно и също ядро. Като илюстрация могат да се разгледат условията (E, A) , (B, A) и (C, A) , при които захранващият път е единствен. За условие (D, A) обаче това не е изпълнено, тъй като нивото i може да бъде захранено и чрез странични преходи B_2 , B_3 и B_4 .

За каскади, дефинирани чрез условия като (E, A) , (C, A) или (B, A) , динамиката на заселването на нивото i може да се опише чрез:

$$\frac{d}{dt}n_i^{CA}(t) = -\lambda_i n_i^{CA}(t) + \lambda_k n_k^{CA}(t), \quad (3.6)$$

където $n_i^{CA}(t)$ е броят ядра в ниво i във време t , заселени по каскада, дефинирана от условието (C, A) , а $n_k^{CA}(t)$ е съответният брой ядра в захранващото ниво k .

Времето на живот може да бъде намерено чрез интегриране на уравнението на Бейтман в границите от момента на спиране на ядрото t_f до безкрайност. Въвеждат се величините:

$$N_i = \int_{t_f}^{\infty} \lambda_i n_i(t) dt, \quad (3.7)$$

$$N_k = \int_{t_f}^{\infty} \lambda_k n_k(t) dt, \quad (3.8)$$

които представляват общия брой распади от съответните нива след спирането на ядрото.

Оттук следва:

$$-n_i(t) = -N_i(t) + \sum_k b_{ki} N_k(t). \quad (3.9)$$

Като се използват зависимостите

$$\frac{d}{dt} N_i(t) = \lambda_i [n_i(\infty) - n_i(t)], \quad (3.10)$$

$$n_i(\infty) = 0, \quad (3.11)$$

се достига до израз за времето на живот на нивото i :

$$\tau_i = \frac{-N_i^{CA}(t) + N_k^{CA}(t)}{\frac{d}{dt} N_i^{CA}(t)}, \quad (3.12)$$

където N_i^{CA} и N_k^{CA} са броят распади от нивата i и k , принадлежащи към каскадата, определена от условието за съвпадение (C, A) . Те са дефинирани чрез

$$N_i^{CA} = \lambda_i \int_t^{\infty} n_i^{CA}(t) dt$$

и са директно пропорционални на интензивността на неотместените компоненти на разреждащите преходи:

$$N_i(t) = \alpha_i c(t) I_i^U, \quad (3.13)$$

където α_i отчита ефективността на детекторите и ъгловото разпределение на гама-квантите, а нормировъчният множител $c(t)$ компенсира различията в броя реакции при различни времена на полет, дължащи се на различна продължителност на измерването или интензивност на снопа.

Броят разреждащи преходи A в интервала от момента на спиране до безкрайност се означава с

$$N_A^{CA}(t) = N_i^{CA}(t),$$

докато броят захранващи преходи B в същия интервал е

$$N_B^{CA}(t) = N_k^{CA}(t) = \lambda_k \int_t^\infty n_k^{CA}(t) dt.$$

Преходът B също принадлежи към каскадата, определена от условието за съвпадение (C, A) .

Удобно е да въведем означение за две едновременно наблюдавани интензивности в съвпадение, принадлежащи на едно и също ядро: X, Y . Прието е на първо място да се поставя по-ранно настъпващия преход.

За определяне на времената на живот е необходимо интензивностите в съвпадение да носят информация за момента на настъпване на преходите. Нека разглеждаме случай, при който преходът Y е реализиран във времевия интервал $[t_1, t_2]$, а преходът X — в интервала $[t_3, t_4]$. Тази времева зависимост се включва чрез интегралоподобната нотация $\{Y_{t_1}^{t_2}, X_{t_3}^{t_4}\}$. Времевите интервали могат да бъдат отделени на няколко отделни части. Това прави възможно използването на полезно правило за сумиране на интензивностите в съвпадение, което може да бъде формулирано по отношение на граници на времевите интервали:

$$\{Y, X\} = \{Y_0^\infty, X_0^\infty\} = \{Y_0^t, X_0^t\} + \{Y_0^t, X_t^\infty\} + \{Y_t^\infty, X_0^\infty\} + \{Y_t^\infty, X_t^\infty\}. \quad (3.14)$$

Поради времевата последователност на преходите е в сила

$$\{Y_t^\infty, X_0^\infty\} = 0. \quad (3.15)$$

В по-нататъшния анализ ще са необходими производните на интензивностите в съвпадение. От горните зависимости и от факта, че $\{Y_0^\infty, X_0^\infty\}$ не зависи от t , следва

$$-\frac{d}{dt}\{Y_0^t, X_0^t\} = \frac{d}{dt}(\{Y_0^t, X_t^\infty\} + \{Y_t^\infty, X_t^\infty\}) = \frac{d}{dt}\{Y_0^\infty, X_t^\infty\}. \quad (3.16)$$

С тази нотация въвеждаме означенията $N_i^{CA}(t) = N_A^{CA}(t) \equiv \{C, A_t^\infty\}$ и $N_B^{CA}(t) = N_k^{CA}(t) \equiv \{C, B_t^\infty\}$, чрез които уравнение (3.12) се записва като

$$\tau_i = \frac{-\{C, A_t^\infty\} + \{C, B_t^\infty\}}{\frac{d}{dt}\{C, A_t^\infty\}}. \quad (3.17)$$

Ако положим $X_t^\infty = X_u$ и $X_0^t = X_s$, където t е времето на прелитане на откатното ядро

от мишената до стопера, получаваме

$$\tau_i = \frac{-\{C, A_u\} + \{C, B_u\}}{\frac{d}{dt}\{C, A_u\}}. \quad (3.18)$$

Интензивностите $\{Y_{t_1}^{t_2}, X_{t_3}^{t_4}\}$ представляват абсолютни величини, които на практика не се измерват директно. Експериментално се регистрират пропорционални стойности

$$\{Y_{t_1}^{t_2}, X_{t_3}^{t_4}\}_{ob} = k(X, Y)\{Y_{t_1}^{t_2}, X_{t_3}^{t_4}\},$$

където коефициентът $k(X, Y)$ зависи от ефективностите $\varepsilon_X, \varepsilon_Y$ и от ъгловата корелация между преходите. Изразът за времето на живот чрез наблюдаваните величини има вида

$$\tau_i = \frac{-\{C, A_u\}_{ob} + \{C, B_u\}_{ob} \frac{\{C, A\}_{ob}}{\{C, B\}_{ob}}}{\frac{d}{dt}\{C, A_u\}_{ob}}, \quad (3.19)$$

като k -факторите се съкращават чрез множителя $\{C, A\}_{ob}/\{C, B\}_{ob}$.

Използвайки връзките

$$\{Y, X_u\} = \{Y_s, X_u\} + \{Y_u, X_u\}, \quad \{Z_u, X_u\} = \{Z_u, Y_u\} = \{Y_u, X_u\}$$

за каскада $Z \rightarrow Y \rightarrow X$, уравнение (3.19) придобива вида

$$\tau_i = \frac{\{C_s, A_u\}_{ob} - \{C_s, B_u\}_{ob} \frac{\{C, A\}_{ob}}{\{C, B\}_{ob}}}{\frac{d}{dt}\{C_s, A_s\}_{ob}}. \quad (3.20)$$

В практиката често се поставя разрез върху директен захранващ преход на нивото от интерес — в разглеждания пример преход B . Условието за съвпадение е $\{B, A\}$ и се избира каскада, съдържаща само преходите B и A , като всички други захранвания се елиминират. За времето на живот се получава

$$\tau_i = \frac{-\{B, A_u\}_{ob} + \{B_u, A\}_{ob}}{\frac{d}{dt}\{B, A_u\}_{ob}}. \quad (3.21)$$

Числителят може да се преобразува чрез

$$-\{B_s, A_u\}_{ob} - \{B_u, A_u\}_{ob} + \{B_u, A_u\}_{ob} + \{B_u, A_s\}_{ob} = -\{B_s, A_u\}_{ob},$$

понеже $\{B_u, A_s\}_{ob} = 0$. За знаменателя, използвайки (3.16), следва

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

Окончателният израз е

$$\tau_i = \frac{\{B_s, A_u\}_{ob}}{\frac{d}{dt}\{B_s, A_s\}_{ob}}. \quad (3.22)$$

Формули (3.22) и (3.20) демонстрират простотата на метода. При директно захранване е необходимо единствено да се постави разрез върху отместената компонента на захранващия преход и да се определят площите на отместената и неотместената компонента на прехода от интерес. За практическо приложение при метода на откатните ядра уравненията се записват спрямо разстоянието x :

$$\tau(x) = \frac{\{C_s, A_u\}(x) - \alpha\{C_s, B_u\}(x)}{\frac{d}{dx}\{C_s, A_s\}(x)} \cdot \frac{1}{v}, \quad (3.23)$$

за непряко захранване, където

$$\alpha(x) = \langle \alpha(x) \rangle_x = \frac{\{C_s, A_u\}(x) + \{C_s, A_s\}(x)}{\{C_s, B_u\}(x) + \{C_s, B_s\}(x)},$$

а v е скоростта на откатното ядро.

$$\tau(x) = \frac{\{B_s, A_u\}(x)}{\frac{d}{dx}\{B_s, A_s\}(x)} \cdot \frac{1}{v}. \quad (3.24)$$

В последните уравнения за краткост е изпуснат индексът ob .

4. Експериментална част

Данните, върху които е написана настоящата дипломна работа са получени от експеримент, състоял се в института по ядрена физика (IKP-Institut für Kernphysik) към Кьолнския университет, Германия. Експериментът е базиран на метода на откатните ядра, като използваната реакция е $^{154}\text{Sm}(^{12}\text{C}, 4n)^{162}\text{Er}^*$, която представлява процес на сливане с изпарение. Поради налитащите с висока енергия йони и съответното им взаимодействие с мишената се получава ядро във възбудено състояние и висок ъглов момент, от което се отделят ("изпаряват") неутрони. Основни компоненти, участващи в реализирането на реакцията са:

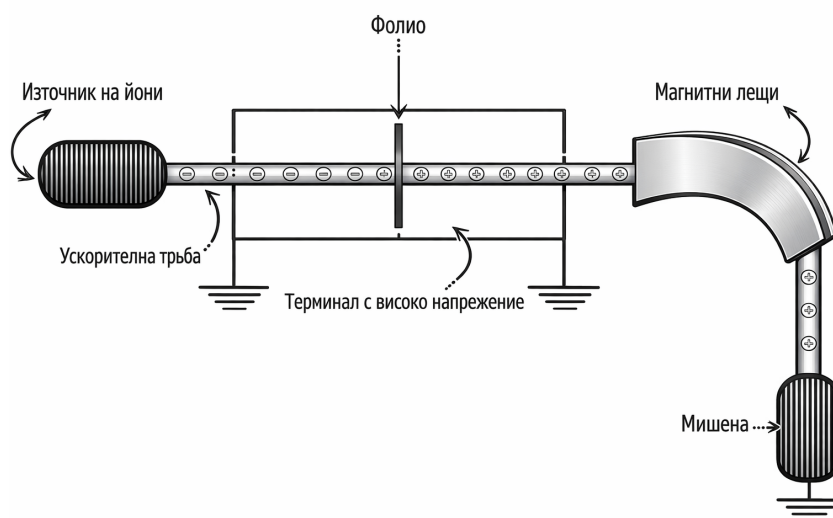
1. Налитащ сноп: ^{12}C йони с енергия 62 MeV.
2. Мишена: фолио от ^{154}Sm с дебелина 0.6 mg/cm^2
3. Стопер: фолио от ^{181}Ta с дебелина 2.2 mg/cm^2

4.1. Съставни части на експерименталната установка

Експерименталната установка се състои от тандемен ускорител, детекторна система и плънджерно устройство.

4.1.1 Тандемен ускорител

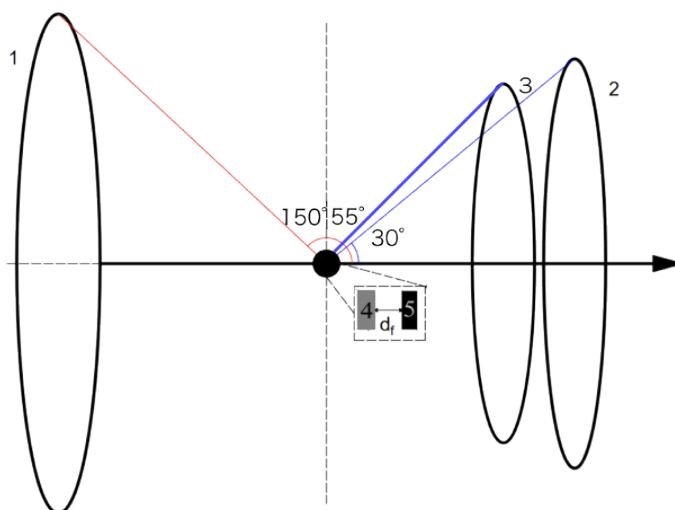
Основните компоненти на тандемния ускорител включват източник на йони, ускорителна тръба, терминал с високо напрежение, система от фолиа и ускорителни (магнитни) лещи. В разглеждания експеримент се използва източник на слабо отрицателно йонизирани ^{12}C йони, които се ускоряват чрез висок положителен потенциал. При достигане на терминала йоните преминават през набор от тънки фолиа, където се отнема част от електронната им обвивка. Получените положително заредени йони изпитват електростатично отблъскване от положителния потенциал на терминала, което позволява ускоряващото електростатично поле да бъде използвано двукратно. Магнитните лещи служат за фокусиране и насочване на йонния сноп към мишената.



Фиг. 4.1: Примерна схема на тандемен ускорител.

4.2. Детекторна система

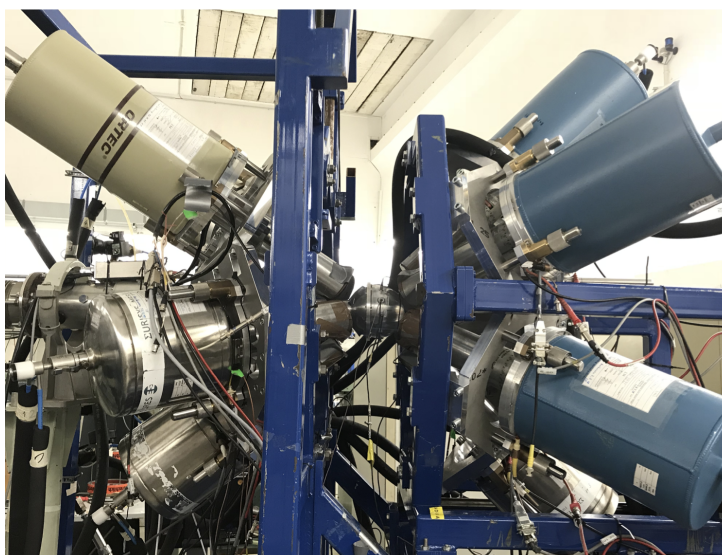
За регистриране на сигналите, продени от гама-квантите, излъчени от преходи в ядрото от интерес, са използвани 18 детектора от свръхчист германий. Те са категоризирани в 3 ринга по 6 детектора: на 30° , 55° , 150° спрямо направлението на снопа.



Фиг. 4.2: Схематичен вид на експерименталната установка. Означени са: 1 – HPGe детектори разположени на 150° , 2 – HPGe детектори на 30° , 3 – HPGe детектори на 55° спрямо направлението на снопа, 4 - мишената (^{154}Sm) и 5 – стопер (^{181}Ta).

4.3. Плънджерно устройство

Мишената и стоперът са разположени в плънджерно устройство, представляващо вакуумна камера, свързана с изхода на тандемния ускорител. Вътре в камерата е монтирана система от алуминиеви държачи, предназначени за фиксиране на алуминиеви рамки, върху които се поставят фолиата на мишената и стопера. Разстоянието между тях се определя чрез капацитивен метод спрямо електрическата контактна точка между фолиата. Влиянието на термичните разширения се компенсира чрез пиезоелектрично задвижване и система за обратна връзка на плънджерното устройство. Различните междинни разстояния, използвани в експеримента, се реализират чрез промяна на позицията на мишената.



Фиг. 4.3: Снимка на част от експерименталната установка, съдържаща плънджерното устройство, заобиколено от HPGe γ -детектори, в института по ядрена физика към Кьолнския университет. [7]

4.4. Очаквани реакции

Поради природата на експеримента, е възможно реализирането на множество реакции. Те, сами по себе си, създават различни възбудени ядра. В таблица 4.1, може да се видят теоретично пресметнатите сечения на взаимодействие.

Z	N	Element	Events	Percent
68	96	^{164}Er	5	0.005
68	95	^{163}Er	2944	2.94
67	96	^{163}Ho	318	0.318
66	97	^{163}Dy	1	0.001
68	94	^{162}Er	86407	86.4
67	95	^{162}Ho	1218	1.22
66	96	^{162}Dy	3	0.003
68	93	^{161}Er	7435	7.43
67	94	^{161}Ho	8	0.008
66	95	^{161}Dy	2	0.002
66	94	^{160}Dy	460	0.46
65	95	^{160}Tb	5	0.005
66	93	^{159}Dy	1188	1.19
65	94	^{159}Tb	1	0.001
66	92	^{158}Dy	5	0.005

Табл. 4.1: Най-вероятните реакции на сливане с изпарение при настоящия експеримент.

От таблица 4.1 се вижда, че наред с ядрото, обект на изследване в настоящата дипломна работа, експерименталните условия благоприятстват и заселването на възбудени състояния в други ядра. Наличието на множество възможни реакции налага провеждането на измервания в режим на съвпадения. Въпреки това трябва да се отбележи, че сечението на ядрото от интерес е най-голямо, което показва добра оптимизация на параметрите на реакцията.

4.5. Анализ на експерименталните данни

Данните биват сортирани онлайн в матрици на съвпадение. В случая измерванията биват реализирани при няколко различни дистанции между мишената и стопера: $16(3)\mu\text{m}$, $18(3)\mu\text{m}$, $20(3)\mu\text{m}$, $22(3)\mu\text{m}$, $25(3)\mu\text{m}$, $30(3)\mu\text{m}$, $35(3)\mu\text{m}$, $40(3)\mu\text{m}$, $45(3)\mu\text{m}$, $50(3)\mu\text{m}$, $60(3)\mu\text{m}$, $70(3)\mu\text{m}$, $90(3)\mu\text{m}$, $310(3)\mu\text{m}$.

Анализът е постигнат с помощта на програмата Tv, разработена в института по ядрена физика (IKP-Institut für Kernphysik) към Кьолнския университет, Германия.

Както вече беше отбелязано, в настоящия експеримент се работи в режим на съвпадения. Тоест се записват събития, възникнали при „едновременно“ регистриране на гама-кванти във времеви прозорец по-голям от очакваното време на живот на изследваното възбудено състояние. Всяко събитие съдържа информация за енергията на гама-квантите

и времевата разлика между моментите на тяхното регистриране и се записва, ако в рамките на този времеви прозорец са получени сигнали от два детектора. По-късно тези събития се сортират в матрици на съвпадение, аналогични на описаните в раздел 3.2.

4.5.1 Изготвяне на спектри

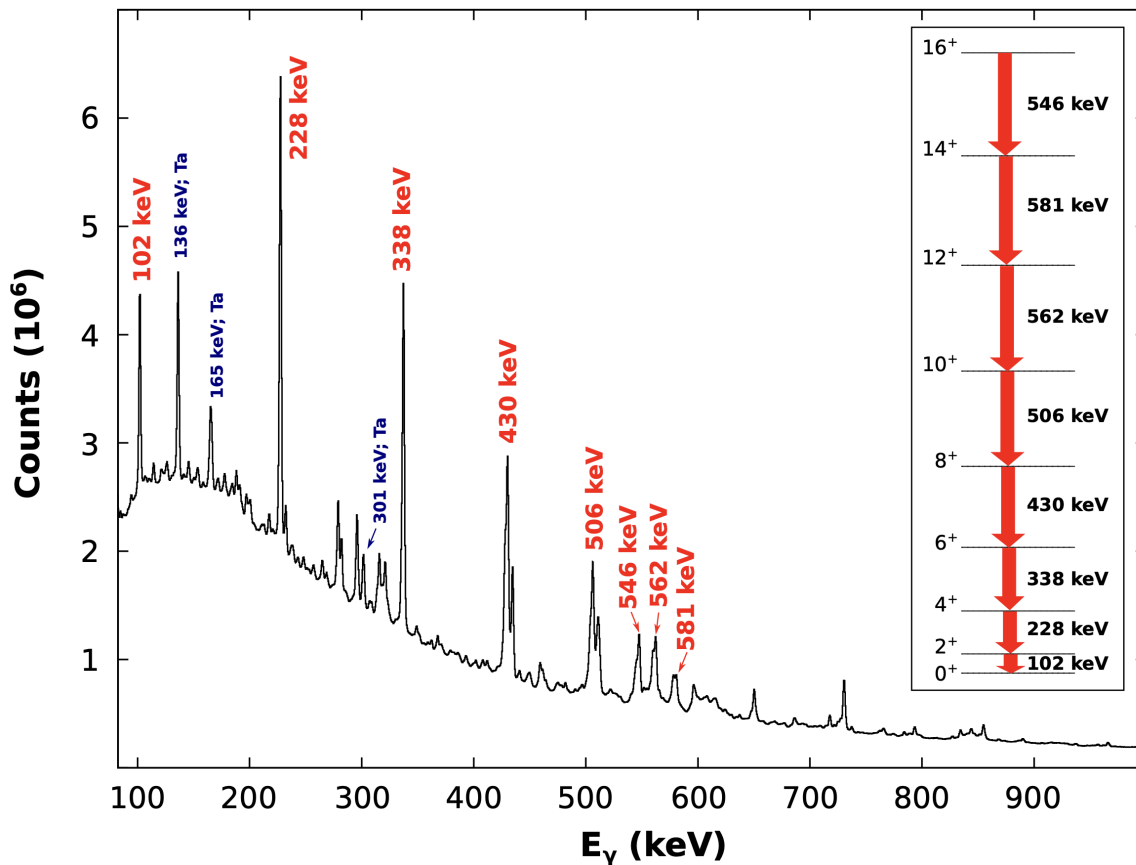
Матриците на съвпадение, нужни за анализа, са съставени като комбинация от трите ринга, съпоставени един на друг. Така, за всяка дистанция, са изготвени 9 матрици на съвпадение. Групирането им е нагледно представено в таблица 4.2.

Group	Matrix	Ring on x-axis	Ring on y-axis
1	1_1.mtx	1	1
	1_2.mtx	1	2
	1_3.mtx	1	3
2	2_1.mtx	2	1
	2_2.mtx	2	2
	2_3.mtx	2	3
3	3_1.mtx	3	1
	3_2.mtx	3	2
	3_3.mtx	3	3

Табл. 4.2: Групиране на матриците

За определяне на времето на живот на дадено състояние, може да се използва всяка една матрица или група от матрици. За анализа на данни са използвани спектри, произлезли от единични матрици или сумирани такива, в зависимост от нужното количество статистика. За разрез по у-оста се избира отместената компонента на прехода, захранващ изследваното състояние, по съображения, изложени в раздел [3]. Тази компонента съответства на величината B_s в израза (3.24). Положението на отместената компонента на прехода е различно за всяка матрица в зависимост от това дали тя е изградена от рингове на предни или задни ъгли и поради това се определя чрез формулата (3.1). След определянето ѝ се изчисляват площите на пиковете, съответстващи на останалите величини в израза (3.24).

Възбудените състояния, разглеждани в настоящата дипломна работа, принадлежат на ядрото на ^{162}Er . На фигура 4.4 може да бъде видяна една от матриците на съвпадение, заедно със схемата на разпад, съдържаща само състояния, заселени в хода на проведения експеримент. Ясно се вижда, че тя бива доминирана от линии на ядрото от интерес.



Фиг. 4.4: Проекцията на $\gamma - \gamma$ матрицата, измерена от ринга на детектори при ъгъл 150° и плънджерно разстояние $d = 18 \mu\text{m}$. Линиите, съответстващи на преходите в u_{rast} -лентата на ядрото ^{162}Er , са ясно видими и означени на фигурата с червено. Наблюдават се също така някои пикове, отговарящи на преходи предизвикани от реакция с ^{181}Ta . В допълнение е представено вграденото изображение показващо частична схема на енергийните нива на ^{162}Er .

4.5.2 Изчисляване на скоростта на откатните ядра

Както вече беше отбелязано, за определяне на времената на живот е необходима средната скорост на откатните ядра. Тя се изчислява по израз (3.1), валиден за нерелативистки скорости до 10% от скоростта на светлината. На тази основа се извежда търсената зависимост от (3.1).

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{E' - E_0}{E_0 \cos(\theta)} \quad (4.1)$$

За определяне на средната скорост са необходими енергиите на гама-кванта, излъчен в покой и в полет. С цел подобряване на статистиката се използват данни, получени при различни разстояния между мишената и стопера, при които ясно се наблюдава движение, изразено чрез добре оформена отместена компонента. Анализът е извършен за множество преходи, като за целта се прави разрез на изместената компонента на пряко захранващия преход, след което се определят енергиите на отместената и неотместената компонента

при различни разстояния. За пример, в таблица 4.3 са представени резултатите, получени от прехода $12^+ \rightarrow 10^+$ при три различни ъгъла.

Distance, μm	Angle, degrees	E' , keV	E_0 , keV	β
8	150	19792	3740	0.0059
10	150	4286	350	0.0056
12	150	14577	1036	0.0059
15	150	14171	650	0.0060
17	150	18433	572	0.0063
20	150	14436	425	0.0059
8	30	18422	4043	0.0051
10	30	3917	730	0.0045
12	30	11004	1561	0.0055
15	30	12860	957	0.0055
17	30	17756	1183	0.0055
20	30	17500	1112	0.0055
8	55	20608	6634	0.0050
10	55	4328	1031	0.0047
12	55	19282	2427	0.0050
15	55	15004	1276	0.0047
17	55	18563	1434	0.0051
20	55	21378	877	0.0053

Табл. 4.3: Експериментално получени и изчислени данни за прехода $12^+ \rightarrow 10^+$, при декетори на 150° , 30° и 55°

Използвайки всички пресмятания за четирите прехода от интерес, средната скорост на откатните ядра се получава:

$$\beta = 0.0063 \pm 0.009,$$

където неопределеността е взета като стандартното отклонение.

4.6. Особености при анализа

По време на анализа на отделните γ -преходи бяха срещнати някои затруднения, свързани с ниска статистика и спектрални замърсявания от различен произход. В зависимост от конкретния преход бяха приложени различни подходи, които са описани по-долу.

- Преход $6^+ \rightarrow 4^+$, $10^+ \rightarrow 8^+$ и $12^+ \rightarrow 10^+$

Поради ниската статистика на регистрираните събития анализът на тези преходи

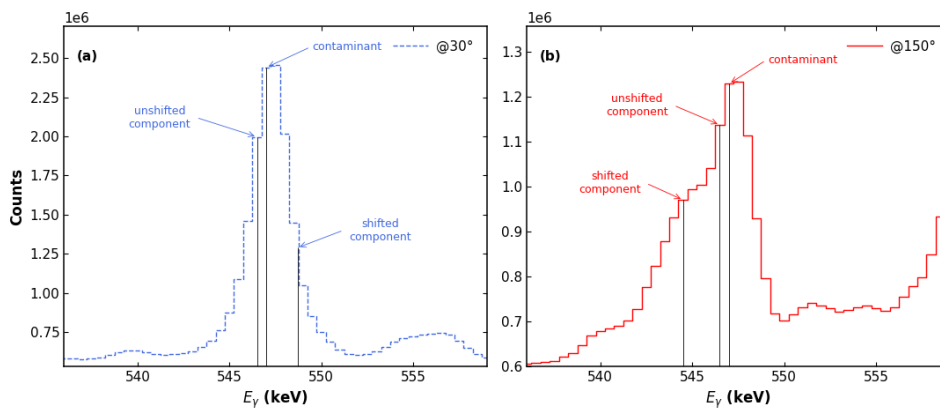
беше извършен в събирателен режим, като бяха събрани спектрите, получени при разрез на отместената компонента на директно-захранващия преход на матрици, принадлежащи на обща група, както е показано в таблица 4.2 .

- **Преход $14_1^+ \rightarrow 12_1^+$**

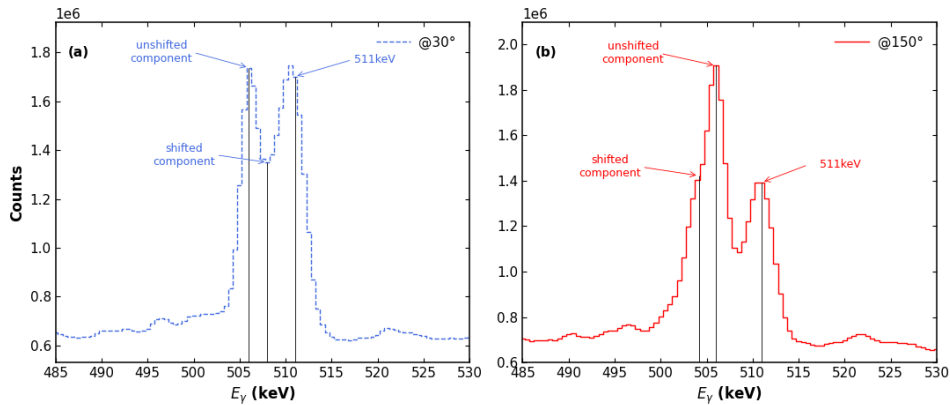
Най-високолежащото състояние на ^{162}Er , ясно наблюдаемо в настоящите експериментални данни, е състоянието 16_1^+ . Поставянето на разрез върху изместената компонента на директното заселващото ниво с енергия 546 keV позволява определянето на времето на живот на състоянието 14_1^+ . Поради наличие на замърсяване с енергия 547 keV, наблюдавано и в двата ринга на детекторите на предни ъгли, поставянето на разрез върху прехода $16_1^+ \rightarrow 14_1^+$ не беше възможно. Беше направен опит за анализ, използвайки само матрици в съвпадение с детекторите при задни ъгли, но статистиката в този случай не беше достатъчна за надеждно определяне на времето на живот на състоянието 14_1^+ на ^{162}Er . Наличието на това замърсяване е онагледено на Фиг. 4.5 .

- **Преход $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$**

При този преход възниква затруднение, свързано с линията с енергия 511 keV, която припокрива с опашката на доплерово-отместената компонента на директно захранващия преход $10_1^+ \rightarrow 8_1^+$ в матриците на предни ъгли. Поради тази причина, анализът беше извършен, като при разрез беше взет по-малък енергетичен участък. Влиянието на замърсяването може да бъде ясно проследено на Фиг. 4.6 .



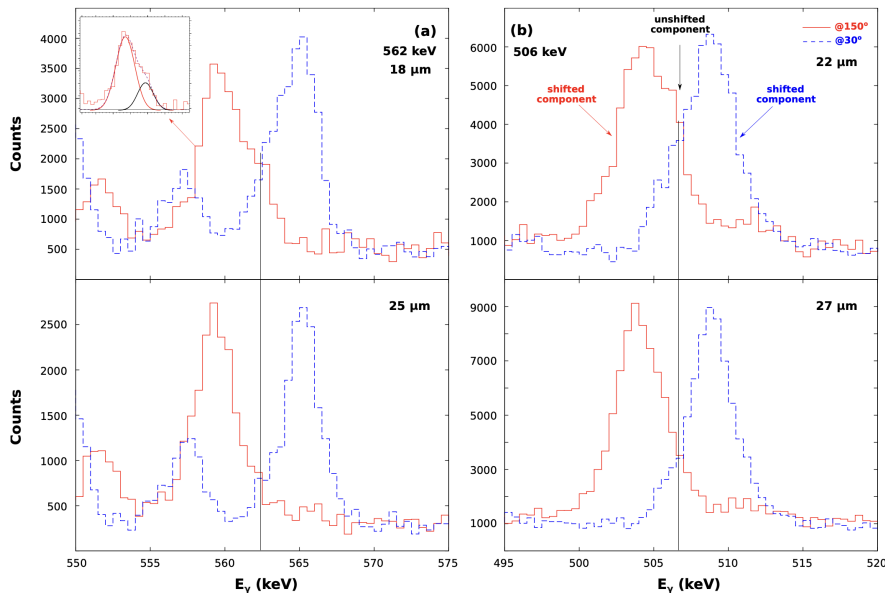
Фиг. 4.5: Показани са двете матрици на предни (а) и задни (б) ъгли, при разстояние между мишената и стопера 18 μm . Ясно се вижда, че извършването на разрез на изместената компонента при предни ъгли не е възможно.



Фиг. 4.6: Аналогично на фигура 4.5, тук са изобразени две матрици на предни (а) и задни ъгли (b), при разстояние между мишената и стопера $18 \mu\text{m}$. На (а) е видно припокриването на пика, с енергия 511keV , и изместената компонента на прехода, което както описахме по-горе затруднява избора на разрез.

4.6.1 Нормировка на спектрите

Анализът, чрез метода на откатните ядра се извършва като се проследи зависимостта на площите на отместената и неотместената компонента от разстоянието и ъгъла на измерване. Еволюцията на площите може да бъде видяна на фигура 4.7



Фиг. 4.7: Примери за еволюцията на интензитетите на Доплерово-изместените пикове на прехода 562 keV ($12_1^+ \rightarrow 10_1^+$) (а) и на прехода 506 keV ($10_1^+ \rightarrow 8_1^+$) (b). Плътните (червени) линии представят спектрите, измерени при ъгли 150° , докато прекъснатите (сини) линии съответстват на спектрите, измерени при ъгли 30° . Вграденото изображение в горния панел показва апроксимациите на изместената и неотместената компонента на линията при 562 keV за $d = 18 \mu\text{m}$ при ъгли 150° .

Ясно се наблюдава, че с увеличаване на разстоянието площта на неотместената компонента нараства за сметка на отместената. Това поведение се дължи на увеличения брой ядра, които излъчват γ -кванти по време на полета си.

Необходимостта от нормировка при определяне на площите за различните дистанции произтича от факта, че статистиката за всяка дистанция не е натрупана за един и същ времеви интервал. Освен това интензивността на снопа може да варира по време на измерванията. Поради това нормировъчните коефициенти се определят независимо за трите групи данни — съответно за матриците на двата предни и на задни ъгли.

С цел определяне на нормировъчните коефициенти се извършва разрез по отместената компонента на захранващия преход към нивото от интерес. Процедурата се прилага за няколко дистанции, при които отместената и неотместената компонента са ясно разграничими и могат надеждно да бъдат апроксимирани с Гаусови функции. За всяка дистанция се определят площите на двете компоненти и техните суми се сравняват помежду си. Най-голямата получена стойност се избира за референтна, а спрямо нея се изчисляват нормировъчните коефициенти за останалите дистанции.

$$n_i = I_{max}/I_i, \quad (4.2)$$

където $i=16, 18, 20, 22, 25, 27, 30, 35, 40, 45, 50, 60, 70, 90, 310 \mu m$ са дистанциите.

Така получаваме нормировъчни коефициенти, които уеднаквяват събраната от нас статистика за всяка от дистанциите.

4.7. Определяне на времето на живот

Както беше посочено по-горе, за всяка дистанция е необходимо да бъдат определени и нормирани площите на отместената и неотместената компонента. След изпълнението на тази стъпка може да се премине към извличане на времето на живот чрез използване на формула (3.22). За удобство тя може да бъде записана в съкратен вид като

$$\tau(t) = \frac{A_u}{\frac{d}{dt}A_s}, \quad (4.3)$$

където е уточнено, че е извършен разрез по прехода B_s . При допускане, че скоростта на откатното ядро е константна, изразът (3.24) може да бъде пренаписан като функция на разстоянието

$$\tau(x) = \frac{A_u}{\frac{d}{dx}A_s} \frac{1}{v}, \quad (4.4)$$

където x е разстоянието между мишената и спирачното фолио, а v е скоростта на откатното ядро.

За изчисляване на времето на живот е използвана програмата NAPATAU [8]. Тя работи с експерименталните точки, представляващи площта на отместената компонента за всяка дистанция, като на зависимостта $A_s(t)$ съпоставя диференцируема функция $f^{(a_i, \dots, a_n)}(t)$. Тази функция е линейна по отношение на параметрите $\{a_i, \dots, a_n\}$ и квадратична по отношение на променливата t .

Параметрите се определят чрез минимизация на израза

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{A_s(i) - f^{(a_i, \dots, a_n)}(t_i)}{\Delta A_s(i)} \right)^2, \quad (4.5)$$

където $i = 16, 18, 20, 22, 25, 27, 30, 35$.

Статистическата неопределеност ΔA_s се получава директно от извършения фит чрез програмата TV [9]. Величините $A_u(i)$ могат да бъдат включени в същия фит посредством функцията $f^{(a_i, \dots, a_n)}(t)$, съгласно израз (4.3), ако се въведе хипотетично време на живот τ^{hyp} , приемано за константа:

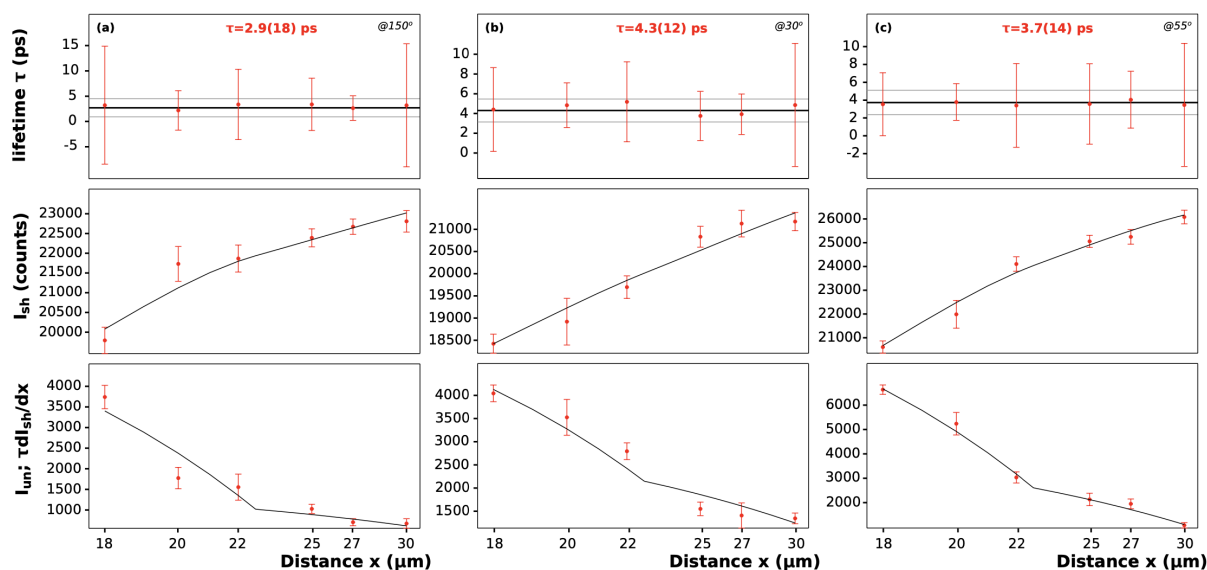
$$A_u(i) = \tau^{hyp} \frac{d}{dt} f^{(a_i, \dots, a_n)}(t_i). \quad (4.6)$$

В този случай се минимизира функцията

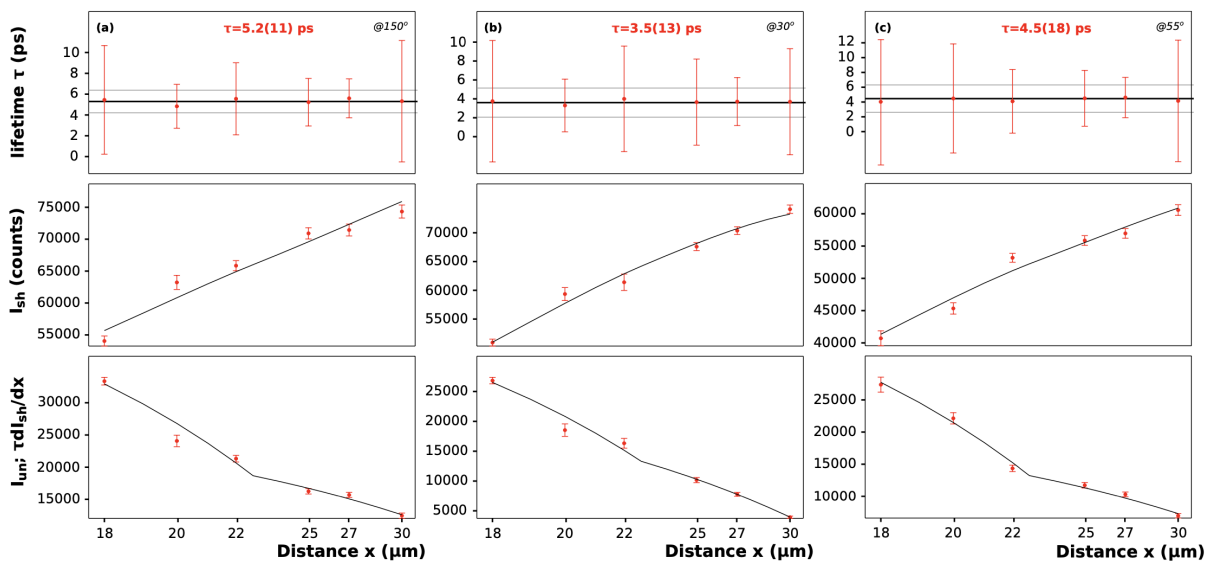
$$\chi^2 = \sum_i \left[\left(\frac{A_s(i) - f^{(a_i, \dots, a_n)}(t_i)}{\Delta A_s(i)} \right)^2 + \left(\frac{A_u(i) - \tau^{hyp} \frac{d}{dt} f^{(a_i, \dots, a_n)}(t_i)}{\Delta A_u(i)} \right)^2 \right]. \quad (4.7)$$

Хипотетичното време на живот τ^{hyp} се варира до намиране на абсолютния минимум на горния израз. За всяка експериментална точка се получава отделна стойност на времето на живот, като крайният резултат се определя чрез среднопретегляне на всички индивидуални стойности.

На фиг. (4.8) и (4.9) са представени резултатите за преход $12^+ \rightarrow 10^+$ и $10^+ \rightarrow 8^+$ съответно.



Фиг. 4.8: Времето на живот на състоянието 12_1^+ на ^{162}Er , определено при ъгли 150° (a), 30° (b) и 55° (c). В средните панели са представени отместените интензивности при различни разстояния между мишената и стопера, като върху тях са апроксимирани непрекъснати криви с цел изчисляване на времевата производна. В долните панели кривите, представляващи производението между времевите производни на отместените интензивности и времето на живот на изследваното състояние, се сравняват с експериментално измерените неотместени интензивности. В горните панели са извлечени времената на живот, съответстващи на всяко разстояние между мишената и стопера. Горизонталните линии обозначават претеглените средни стойности. [4]



Фиг. 4.9: Аналогично на фигура (4.8), но за преход $10^+ \rightarrow 8^+$. [4]

Получените резултати за времето на живот на изследваните четири прехода, както и техните вероятности за преход, са показани в таблица (4.4).

Табл. 4.4: Свойства на нивата 6_1^+ , 8_1^+ , 10_1^+ и 12_1^+ на ^{162}Er и γ -преходите от техните разпади. Информацията за нивата 2_1^+ и 4_1^+ е взета от [10].

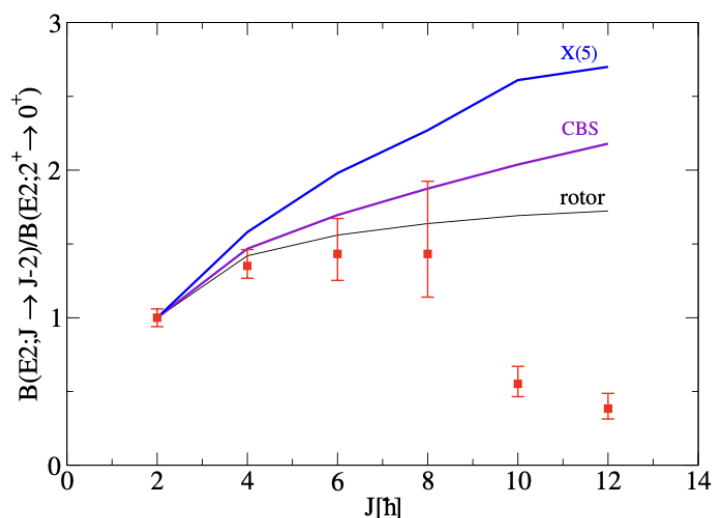
E_{level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	α	τ (ps)	$B(E2)$ (W.u.)
102.0	2_1^+	0_1^+	102.0	100	2.73	2040(30)	185(3)
329.6	4_1^+	2_1^+	227.5	100	0.1647	87(6)	250_{-15}^{+20}
666.7	6_1^+	4_1^+	337.5	100	0.0486	12.8(18)	265_{-33}^{+43}
1096.7	8_1^+	6_1^+	430.1	100	0.0245	3.9(10)	265_{-54}^{+91}
1602.8	10_1^+	8_1^+	506.1	100	0.01594	4.5(8)	102_{-16}^{+22}
2165.1	12_1^+	10_1^+	562.3	100	0.01223	3.8(8)	71_{-13}^{+19}

Резултатите от изчисленията в рамките на CBS модела и модела на твърдия ротор са представени в Табл. 4.5, където е направено и сравнение с експерименталните стойности.

Табл. 4.5: Сравнение между експериментално определените стойности на редуцираните вероятности за преход $B(E2)$ и теоретичните стойности, получени в рамките на CBS и модела на твърдия ротор. [4]

E_{level} (keV)	$J^\pi \rightarrow J_{\text{final}}^\pi$	Transition strength $B(E2)$ (W.u.)		
		exp	CBS	rotor
102.0	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	185(3)	184	185
329.6	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	250_{-15}^{+20}	270	264
666.7	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	265_{-33}^{+43}	312	291
1096.7	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	265_{-54}^{+91}	345	305
1602.8	$10_1^+ \rightarrow 8_1^+$	102_{-16}^{+22}	375	313
2165.1	$12_1^+ \rightarrow 10_1^+$	71_{-13}^{+19}	402	318

Допълнително, по аналогия с Фиг. 2.2, на Фиг.4.10 е показано съпоставяне между експериментално определените стойности на $B(E2)$ за ^{162}Er и тези, изчислени в рамките на моделите на твърдия ротор, X(5) и CBS.



Фиг. 4.10: Относителни стойности на $B(E2)$, нормализирани спрямо предварително измерената стойност $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, сравнени със стойности, изчислени в рамките на теоретичните модели на твърдия ротор, CBS (настоящата работа) и X(5). [4]

Експерименталните стойности на $B(E2)$ до нивото 8_1^+ като цяло следват добре както предсказанията на CBS модела, така и резултатите от модела на твърдия ротор, като при наличната точност на експерименталните данни не може да се направи еднозначно разграничение между двата сценария. Осезаемо отклонение обаче както от CBS модела, така и от модела на твърдия ротор се проявява за нива над 8_1^+ , и по-специално при и след нивото 10_1^+ . Обяснението за това отклонение може да се търси в *backbending* феноменът, при който при високи спинове ротационната ивица внезапно променя поведението си и моментът на инерция на ядрото рязко нараства. [4]

5. Заключение

Структурната еволюция в *yrast* ивицата на ядрото ^{162}Er беше изследвана чрез определяне на времената на живот на състоянията в интервала от 6^+ до 12^+ посредством RDDS метода. Получените квадруполни вероятности за преход $B(E2)$ предоставят подробна информация за развитието на колективността в това добре деформирано ядро. За интерпретиране на получените резултати бяха направени пресмятания в рамките на CBS модела. В допълнение към тези пресмятания, експерименталните резултати бяха сравнени и с модела на твърдия ротор. Експерименталните стойности на $B(E2)$ при ниски спинове се оказват систематично по-високи от предсказанията на разглежданите модели и, поради съществуващите експериментални неопределености, не може да се направи еднозначно разграничение между тях. В областта на ниските спинове резултатите са в общо съгласие както с CBS модела, така и с модела на твърдия ротор, като енергиите на възбуждане се възпроизвеждат по-добре от CBS изчисленията, докато при идеалния ротор се наблюдават известни отклонения. При по-високи ъглови моменти експерименталните данни разкриват характерни признаци, свързани с проявата на *backbending* ефекта. Съвкупността от наличната експериментална информация, включително новоопределените редуцирани вероятности за преход и сравнението им с опростени колективни модели, подкрепя интерпретацията на ^{162}Er като добре деформирано ядро, запазващо определена степен на флуктуации спрямо параметъра β , макар че нито един от използваните модели не осигурява напълно изчерпателно описание на наблюдаваните характеристики.

6. Използвана литература

Библиография

- [1] Борислав Славов, *Увод в теоретичната ядрена физика*. Университетско издателство "Св. Климент Охридски 2009.
- [2] Мария Тричкова, "Определяне времето на живот на състояния от основната ивица на възбуждане на ядрото ^{168}W ," Master's thesis, Физически факултет на СУ.
- [3] N. Pietralla and O. M. Gorbachenko, "Evolution of the β excitation in axially symmetric transitional nuclei," *Physical Review C*, vol. 70, no. 1, p. 011304, 2004.
- [4] D. Kocheva, K. A. Gladnishki, A. Blazhev, A. Esmaylzadeh, C. Fransen, A. Gupta, D. Hristova, J. Jolie, L. Knafla, C.-D. Lakenbrink, M. Ley, N. Pietralla, G. Rainovski, M. Scheck, F. von Spee, and V. Werner, "Lifetimes and electromagnetic transition strengths in ^{162}Er ," *European Physical Journal A*, 2025.
- [5] K. S. Krane, *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [6] "Studies of excited nuclear states by using the $\gamma\gamma$ -coincidence technique," <http://www.nuclear.kth.se/courses/lab/latex/gammagamma.pdf>, KTH Royal Institute of Technology.
- [7] M. Beckers, "Development of a new compact three-foil plunger device and lifetime measurements using the recoil distance doppler-shift method," Ph.D. dissertation, University of Cologne, Cologne, Germany, 2023, PhD Thesis.
- [8] B. Saha, "Napatau User-Manual," <https://www.yumpu.com/en/document/read/22597160/napatau-or-tk-lifetime-analysis-institute-for-nuclear-physics>.
- [9] A. Fitzler, "TvUser-Manual," https://www.ikp.uni-koeln.de/~fitz/viewspectra/Tv_user-manual/Tv_user-manual.html, Institute for Nuclear Physics, University of Cologne.
- [10] L. Knafla, G. Häfner, J. Jolie, J.-M. Régis, V. Karayonchev, A. Blazhev, A. Esmaylzadeh, C. Fransen, and A. Goldkuhle, "Lifetime measurements of collectivity in the rare-earth region," *Physical Review C*, vol. 102, no. 4, p. 044310, 2020.
- [11] Десислава Николаева, "Определяне времето на живот на първото възбудено 2^+ състояние в ядрото ^{208}Po ," Master's thesis, Физически факултет на СУ.
- [12] Гл. ас. д—р Диана Кочева, "В търсене на състояния със смесена симетрия в ядрото ^{212}Po ," Master's thesis, Физически факултет на СУ.

-
- [13] A. Dewald, O. Möller, and P. Petkov, “Developing the recoil distance doppler-shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 67, no. 3, pp. 786–839, 2012.
- [14] A. Dewald, S. Harissopulos, and P. Von Brentano, “The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance doppler-shift data,” *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, vol. 334, pp. 163–175, 1989.
- [15] W. Beens, “Lifetimes of excited states in nuclei with mass number around $a=88$ by means of the doppler shift attenuation method,” Vrije Universiteit, Tech. Rep., 1973.
- [16] L. D. Barber, *Novel lifetime measurement techniques of excited nuclear states and their application to proton-rich nuclei*. The University of Manchester (United Kingdom), 2021.
- [17] Проф. дфзн. Георги Райновски, “Записки към курса по ФЯЕЧ,” <https://nucleus.phys.uni-sofia.bg/rilectures/>.
- [18] Доц. д—р Иван Манджуков, “Експериментална ядрена физика.”