



Физически факултет

Дипломна работа

на тема

**Проверка на възможността за използване на програмата „ARCAD“ за измерване на времена на живот на възбудени ядрени състояния по метода на откатните ядра**

за придобиване на образователно-квалификационна степен „бакалавър“

на

**Венко Иванов Григоров**

специалност ЯТЯЕ, факултетен №9PH0730009

Научен ръководител:  
**доц. д-р Диана Кочева**

гр. София, септември 2026

---

## Съдържание

---

|          |                                                                                                                                           |           |
|----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Увод</b>                                                                                                                               | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Теоретични бележки</b>                                                                                                                 | <b>2</b>  |
| 2.1      | Радиоактивен разпад . . . . .                                                                                                             | 2         |
| 2.2      | $\gamma$ -разпад . . . . .                                                                                                                | 2         |
| 2.3      | Вътрешна конверсия . . . . .                                                                                                              | 3         |
| 2.4      | Вероятност за електромагнитни преходи . . . . .                                                                                           | 4         |
| 2.4.1    | Връзка между време на живот и редуцирана вероятност . . . . .                                                                             | 4         |
| 2.5      | RDDS . . . . .                                                                                                                            | 5         |
| <b>3</b> | <b>Софтуерен пакет APCAD</b>                                                                                                              | <b>6</b>  |
| 3.1      | Какво представлява програмата . . . . .                                                                                                   | 6         |
| 3.1.1    | Симулиране на кинематиката на реакцията, като се определят скоростта на откатните ядра и профилът на тяхното спиране в мишената . . . . . | 6         |
| 3.1.2    | Описване на геометрията на експерименталната постановка и моделиране на детекторите и техния отклик . . . . .                             | 7         |
| 3.1.3    | Изчисляване на теоретичния профил на спектъра и фитиране към експерименталните данни . . . . .                                            | 8         |
| <b>4</b> | <b>Адаптиране на софтуера APCAD за симулиране на метода RDDS</b>                                                                          | <b>11</b> |
| <b>5</b> | <b>Експериментална част</b>                                                                                                               | <b>12</b> |
| 5.1      | Реален експеримент . . . . .                                                                                                              | 12        |
| 5.1.1    | Експериментална установка . . . . .                                                                                                       | 12        |
| 5.2      | APCAD симулация . . . . .                                                                                                                 | 13        |
| 5.2.1    | StopSim симулация . . . . .                                                                                                               | 13        |
| 5.2.2    | Резултати от StopSim . . . . .                                                                                                            | 14        |
| 5.2.3    | Фитиране . . . . .                                                                                                                        | 15        |
| 5.3      | Резултати . . . . .                                                                                                                       | 15        |
| <b>6</b> | <b>Анализ на RDDS данните с програмата Napatau</b>                                                                                        | <b>18</b> |
| 6.1      | Мотивация за използване на алтернативен метод . . . . .                                                                                   | 18        |
| 6.2      | Резултати от napatau . . . . .                                                                                                            | 18        |
| <b>7</b> | <b>Интерпретация на резултатите</b>                                                                                                       | <b>19</b> |
| <b>8</b> | <b>Заклучение</b>                                                                                                                         | <b>22</b> |

Изследването на структурата на атомното ядро изисква прецизно определяне на различни физични величини, сред които ключова роля играе времето на живот на възбудените ядрени състояния. Измерването на този параметър предоставя директна информация за вероятностите за електромагнитни преходи и природата на ядрените взаимодействия. В съвременната експериментална ядрена физика, два от най-утвърдените подходи за тази цел са Методът на отслабване на Доплеровото изместване (DSAM) и Методът на откатните ядра (RDDS), известен още като плънджър метод. Докато DSAM разчита на непрекъснатото забавяне на възбудените ядра в плътна среда, класическият RDDS метод изолира процеса на полет от този на спиране чрез въвеждането на вакуумен слой между тънка мишена и стопер.

Основната цел на настоящата дипломна работа е да се провери възможността и надеждността на използването на софтуера APCAD за измерване на времена на живот по метода на откатните ядра (RDDS). За реализирането на тази цел е анализиран реален експеримент, проведен на ускорителния комплекс FN-TANDEM към Кьолнския университет, при който възбудени състояния на  $^{207}\text{Bi}$  са заселени чрез реакция на еднопротонен трансфер  $^{206}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{207}\text{Bi}$ .

За да се оцени физическата коректност и точността на резултатите, получени чрез фитирането в APCAD, те са съпоставени с втори, напълно независим и утвърден аналитичен подход – Методът на диференциалната крива на разпад (DDC), реализиран чрез специализираната програма paratau.

В структурно отношение, работата започва с теоретичен обзор на механизмите на радиоактивен разпад, електромагнитни преходи и кинематиката на метода RDDS. Впоследствие е разгледана архитектурата на софтуера APCAD и стъпките за неговото адаптиране. В експерименталната част са представени параметрите на реакцията, детекторната установка и процедурите по извличане на резултатите.

## Теоретични бележки

### 2.1 Радиоактивен разпад

Радиоактивността е спонтанен процес, в който нестабилно ядро се разпада, излъчвайки енергия под формата на частици или електромагнитни вълни. Радиоактивният разпад променя състоянието на ядрото като го прави по стабилно и го превръща в друг елемент или изотоп. Процесът на разпадане на едно ядро е напълно случаен, което означава че не може да се предвиди точният момент, в който ще се случи разпада, независимо от изминалото време. Въпреки това, в ансамбъл от  $N$  еднакви ядра броят на разпадналите се за единица време ядра се засава чрез.

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) \quad (2.1)$$

Където  $N$  е брой ядра и  $\lambda$  е константа на разпад. За да видим каква е зависимостта на  $N$  от времето  $t$  ще интегрираме (2.1).

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Където  $N_0$  е броя ядра във време  $t = 0$ .  $N(t)$  представлява средния брой ядра останали след изминалото време  $t$ . От тук може лесно да се намери колко време е нужно, за да се разпаднат половината от ядрата.

$$\begin{aligned} N(t_{1/2})/N_0 = 1/2 &\implies \frac{1}{2} = e^{-\lambda t_{1/2}} \\ \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\lambda t_{1/2} &\implies t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \approx \frac{0.693}{\lambda} \end{aligned}$$

$t_{1/2}$  се нарича период на полуразпад. Друга полезна величина е  $\tau = \frac{1}{\lambda}$ , наричана време на живот.

### 2.2 $\gamma$ -разпад

След повечето ядрени реакции ядрата, които се получават, се намират във възбудено състояние. Най-често срещаният механизъм е  $\gamma$ -разпадът, при който възбуденото ядро преминава към своето основно състояние, като едновременно с това излъчва един или повече  $\gamma$ -кванта. Средното време на живот може да бъде от порядъка на години до  $10^{-16}$  s.

Гама-излъчването може да бъде от два основни типа – електричен ( $E$ ) и магнитен ( $M$ ), в зависимост от вида на преустройството, което се извършва в ядрото при преминаването му от възбудено към състояние с по-ниска енергия. При електричните преходи се преразпределя зарядът в ядрото, докато при магнитните се наблюдава преразпределяне на магнитните моменти, което е свързано с промяна на посоката на спините и орбиталните моменти на нуклоните. Всяко такова електромагнитно излъчване се характеризира със своята мултиполност  $L$ , която определя пренесения от фотона ъглов момент. Комбинацията от типа излъчване и неговата мултиполност определя конкретния мултиполен преход (например  $E1$ ,  $M1$ ,  $E2$  и т.н.).

Следователно при  $\gamma$ -преход от възбудено състояние с начален ъглов момент  $\vec{I}_i$  до състояние с ъглов момент  $\vec{I}_f$ , ако  $\vec{I}_i \neq \vec{I}_f$ , моментът на импулса трябва да се запази:

$$\vec{I}_i = \vec{L} + \vec{I}_f \quad (2.3)$$

Където  $\vec{L}$  е пълният ъглов момент на  $\gamma$ -кванта:

$$\vec{L} = \vec{l}_\gamma + \vec{s}_\gamma \quad (2.4)$$

Тук  $\vec{l}_\gamma$  е орбиталният ъглов момент, а  $\vec{s}_\gamma$  е спинът. Собственият спин на фотона е единица, така че квантовото число на пълния момент на импулса  $L$  на фотона е цяло число. Разрешените стойности са  $L = 1, 2, 3, \dots$ ; стойността  $L = 0$  не е възможна. За да се запази моментът на импулса, трябва да е изпълнено правилото на триъгълника:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (2.5)$$

Важно свойство на диполното поле е четността. Електричното и магнитното поле имат различни четности. Това означава, че при пространствена инверсия от вида  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ , магнитното поле на електричния дипол променя знака си  $B(\vec{r}) = -B(-\vec{r})$ , докато при магнитния дипол няма промяна в знака. Следователно радиацията от електричен дипол има нечетна (отрицателна) четност, а радиацията от магнитен дипол има четна (положителна) четност. Дали излъчената радиация е от електричен или магнитен тип, се определя от относителната четност на началното и крайното ниво. Четността на излъченото поле се дава от изразите  $\pi(EL) = (-1)^L$  за електрични мултиполи и  $\pi(ML) = (-1)^{L+1}$  за магнитни мултиполи. Ако при прехода няма промяна в четността на ядрените състояния ( $\pi_i = \pi_f$ ,  $\Delta\pi = \text{не}$ ), тогава радиационното поле трябва да има четна (положителна) четност. Това се изпълнява от четни електрични мултиполи ( $L = 2, 4, \dots$ ) и нечетни магнитни мултиполи ( $L = 1, 3, \dots$ ). Следователно преход без промяна на четността ще се състои от мултиполи от типа E2, M1, E4, M3 и т.н. От друга страна, ако четността се променя при прехода ( $\pi_i \neq \pi_f$ ,  $\Delta\pi = \text{да}$ ), радиационното поле трябва да има нечетна (отрицателна) четност. Такъв преход се състои от нечетни електрични мултиполи ( $L = 1, 3, \dots$ ) и четни магнитни мултиполи ( $L = 2, 4, \dots$ ), тоест излъчване от типа E1, M2, E3, M4 и т.н. [1]

### 2.3 Вътрешна конверсия

Освен с излъчване на гама-кванти ядрото може да снесе своето възбуждане чрез процеса вътрешна конверсия. Вътрешната конверсия е електромагнитен процес на преход на възбудено ядро към състояние с по-ниска енергия, при който освободената енергия не се излъчва като  $\gamma$ -квант, а се предава директно на един от електроните в атомната обвивка (най-често от най-вътрешните К- или L-слоеве). В резултат на това електронът бива изхвърлен от атома. Въпреки че в процеса участва атомен електрон, вътрешната конверсия е изцяло ядрен процес и е конкурентен на  $\gamma$ -разпада.

Една от най-важните особености на вътрешната конверсия се проявява при преходи между две ядрени състояния с нулев спин ( $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$ ). Както вече казахме фотонът има собствен спин 1, излъчването на  $\gamma$ -квант в този случай е абсолютно забранено. При такива преходи вътрешната конверсия е единственият възможен механизъм за електромагнитен разпад на ядрото. Вероятността за протичане на този процес се описва количествено чрез коефициента на вътрешна конверсия ( $\alpha$ ).

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \quad (2.6)$$

Където  $\lambda_e$  е вероятността за вътрешна конверсия а  $\lambda_\gamma$  е вероятността за  $\gamma$  преход. [1]

## 2.4 Вероятност за електромагнитни преходи

За да се сравни експерименталната информация с теоретичните ядрени модели, е необходимо да се въведе количествена мярка за вероятността, с която се осъществява даден електромагнитен преход. Пълната вероятност за преход  $\lambda$  от възбудено състояние към по-ниско енергийно ниво се определя от Златното правило на Ферми и зависи от матричния елемент на електромагнитния оператор между началните и крайните ядрени вълнови функции. Вероятността за излъчване на  $\gamma$ -квант с енергия  $E_\gamma$ , мултиполност  $L$  и тип  $\sigma$  ( $\sigma = E$  за електричен или  $M$  за магнитен преход) се дава от израза:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f) \quad (2.7)$$

В това уравнение величината

$$B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f) = (2I_i + 1)^{-1} \sum_{m_f, m_i, m} |\langle f | \hat{M}(\sigma, L, m) | i \rangle|^2 \quad (2.8)$$

Това са така наречените приведени вероятности за преход. Обобщеният оператор на мултиполният преход е  $\hat{M}(\sigma, L, m)$ , като  $m$  е третата проекция на ъгловият момент на  $\gamma$ -кванта. Тези приведени вероятности съдържат информацията за ядрените вълнови функции и често се определят чрез единици на Вайскопф. Предимството от въвеждането на редуцираната вероятност е, че тя изолира кинематичната зависимост от енергията на прехода ( $E_\gamma^{2L+1}$ ), което позволява директно сравнение на структурата на различни ядра, независимо от конкретните енергийни разлики между нивата им. [2]

### 2.4.1 Връзка между време на живот и редуцирана вероятност

В експерименталната ядрена физика, редуцираната вероятност за преход  $B(\sigma L)$  не може да бъде измерена директно. Експерименталният подход за нейното оценяване е чрез измерване на средното време на живот  $\tau$  на възбуденото състояние. Връзката между средното време на живот  $\tau$  и пълната вероятност за  $\gamma$ -разпад  $\lambda_\gamma$  е:

$$\tau_\gamma = \frac{1}{\lambda_\gamma} \quad (2.9)$$

Ако възбуденото ниво се разпада чрез няколко различни  $\gamma$ -прехода или чрез конкурентни процеси като вътрешна конверсия, наблюдаваното ефективно време на живот  $\tau$  е свързано с парциалната вероятност за конкретния преход чрез отношението на разклоняване (branching ratio) и коефициента на конверсия:

$$\tau = \frac{1}{\lambda_{\text{total}}} \quad \text{и} \quad \lambda_\gamma = \frac{\lambda_{\text{total}}}{1 + \alpha} \quad (2.10)$$

Чрез прецизно измерване на  $\tau$ , експериментаторите могат да изчислят пълната вероятност  $\lambda$ , а от нея да извлекат експерименталната стойност на  $B(\sigma L)$ . Получените стойности за  $B(\sigma L)$  са един от най-чувствителните тестове за валидността на теоретичните модели на ядро, тъй като те дават директна информация за деформацията и колективните движения на нуклоните. [1]

## 2.5 RDDS

Методът на откатните ядра (Recoil Distance Doppler-Shift, RDDS) [3],[4] е утвърдена експериментална техника за определяне на времена на живот на възбудени ядрени състояния в пикосекундния диапазон. В момента  $t = 0$ , интересуващото ни ядрено ниво се заселва чрез ядрена реакция, предизвикана от падащ сноп върху тънка мишена. Вследствие на предадения импулс, полученото ядро напуска мишената със скорост  $v$  и след строго дефинирано време на полет  $t_f = x/v$  достига до стопер фолиото, където  $x$  е разстоянието между мишената и стопера. Възбуденото ядро релаксира чрез емисия на  $\gamma$ -кванти към основното състояние. Ако  $\gamma$ -квантът е излъчен по време на полет, детектор, разположен на ъгъл  $\theta$  спрямо оста на снопа, регистрира Доплерово-изместена енергия:

$$E = E_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos(\theta)} \quad (2.11)$$

където  $\beta = v/c$ , а  $E_0$  е енергията на емитирания  $\gamma$ -квант в покой. По този начин в спектъра се наблюдават две компоненти: изместена  $I_s(t)$  (излъчена в полет) и неизместена  $I_u(t)$  (излъчена в покой), чиито интензитети съответстват на вероятността за разпад по време на полета и на времето след спирането на ядрото. Нека общият брой възбудени ядра е константа  $N_0 = I_u(t) + I_s(t)$ , тогава от формулата 2.2 следва че броят на ядрата, които оцеляват след времето на полет  $t_f$  и се разпадат в покой са:

$$I_u(t) = N_0 e^{-t_f/\tau} \quad (2.12)$$

Следователно броят ядра, които се разпадат по време на полета е:

$$I_s(t) = N_0 - N_0 e^{-t_f/\tau} = N_0(1 - e^{-t_f/\tau}) \quad (2.13)$$

Ако диференцираме функцията на летящата компонента  $I_s(t)$  спрямо времето  $t$ , получаваме:

$$\frac{dI_s(t)}{dt} = 0 - N_0 \left( -\frac{1}{\tau} \right) e^{-t_f/\tau} = \frac{1}{\tau} N_0 e^{-t_f/\tau} \quad (2.14)$$

Заместване  $N_0 e^{-t/\tau} = I_u(t)$  в този израз и получаваме:

$$\frac{dI_s(t)}{dt} = \frac{I_u(t)}{\tau} \quad (2.15)$$

Оттук времето на живот като функция на времето може да се изрази като:

$$\tau = \frac{I_u(t)}{\frac{dI_s(t)}{dt}} \quad (2.16)$$

. В реалния експеримент ние контролираме не времето  $t_f$ , а разстоянието на между мишената и стопера  $x$ . Връзката между тях е кинематична:  $t_f = x/v$ , от което следва, че  $dt = dx/v$ . Замествайки диференциала  $dt$  в уравнението, получаваме финалната форма на DDC уравнението:

$$\tau(x) = \frac{I_u(x)}{v \frac{dI_s(x)}{dx}} \quad (2.17)$$

## Софтуерен пакет APCAD

### 3.1 Какво представлява програмата

APCAD-Analysis program for the continuous-angle Doppler-Shift attenuation method [5] [6] (Програма за анализ на метода на отслабване на доплеровото отместване) е компютърна програма написана на C++ с графичен интерфейс и визуализация на графики базирана на root структура. Главната цел на програмата е бързото изчисление на формата на доплерово разширения профил на  $\gamma$ -спектъра и неговото апроксимиране към експерименталните данни с цел намиране на времето на живот на възбудени състояния. Концепцията зад численото пресмятане на профилите на линиите е следната:

Създават се матрици на спиране (Stopping-Matrices), тези матрици съдържат информацията за геометрията на детектора и експерименталната постановка, както и за процесите на възбуждане и забавяне. Тези таблици описват теоретичните разпределения на Доплеровото изместване като функция на времето на излъчване на  $\gamma$ -кванта. Матриците на спиране се изчисляват за всеки ъглов интервал по полярния ъгъл на детектиране. След сумиране на тези матрици и претеглянето им чрез закона за радиоактивен разпад се получават разпределенията на Доплеровите измествания, възникващи за отделните  $\gamma$ -преходи. От тези разпределения на Доплеровите измествания и зададените неизместени енергии на  $\gamma$ -квантите се получават спектрите на  $\gamma$ -лъчението, попадащо в  $\gamma$ -детекторите за всеки ъглов интервал. Тези спектри трябва да се съгласуват с функцията на отклика на детектора и да им бъде добавен фон, резултат е крайните изчислени спектри с Доплерово разширените профили на линиите, които се сравняват с експерименталните данни.

Този процес се осъществява чрез 3 главни стъпки:

1. Симулиране на кинематиката на реакцията, като се определят скоростта на откатните ядра и профилът на тяхното спиране в мишената.
2. Описване на геометрията на експерименталната постановка и моделиране на детекторите и техния отклик.
3. Изчисляване на теоретичния профил на спектъра и фитиране към експерименталните данни.

#### 3.1.1 Симулиране на кинематиката на реакцията, като се определят скоростта на откатните ядра и профилът на тяхното спиране в мишената

За Симулирането на възбуждането са използвани два физични процеса. Първият е предназначен за произволни двуетапни реакции от типа  $A(B, C)D$ , като реакции на трансфер или избиване на нуклони, изискващи предоставени от потребителя таблици с диференциални напречни сечения, вторият процес е кулоново възбуждане. Понеже разглежданата реакция в тази дипломна работа е  $^{206}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{207}\text{Bi}$ , метода за кулоново възбуждане няма да бъде разглеждан. За Симулирането на двуетапни реакции се използва отделен клас процеси в рамката Geant4 [7], този процес се нуждае от следната информация,

1. Диференциалното сечение за реакцията  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta_{CM})$

2. Енергията на възбуденото състояние
3. Върху кой конкретен изотоп „В“ може да се извърши реакцията
4. Кой са продуктите на реакцията „С“, „D“

Ако реакцията настъпи, векторите на момента на подобния на снопа продукт на реакцията *C* и подобния на мишена продукт на реакцията *D* се определят чрез избиране на случаен ъгъл на разсейване в система центъра на масите от диференциалното напречно сечение, случаен азимутален ъгъл на разсейване и прилагане на уравненията на кинематиката на реакцията.

В рамките на използваната симулация, енергийните загуби на йоните при преминаването им през веществото на мишената се разделят на два основни механизма. За да се постигне баланс между физична точност и изчислителна ефективност, те се третира по различен начин от алгоритъма:

1. Електронно спиране: Взаимодействието на йона с електронните обвивки на атомите в мишената се моделира като непрекъснат процес. Тъй като тези взаимодействия са изключително многобройни, но с много малък трансфер на импулс при всяко отделно събитие, електронното спиране се апроксимира като постоянна сила, която плавно и непрекъснато намалява кинетичната енергия на йона по време на неговия полет.
2. Ядрено спиране: Еластичното разсейване на йона от ядрата на мишената се описва чрез хибриден статистически подход. За разлика от електронните взаимодействия, преките ядрени сблъсъци са относително редки, но водят до големи ъглови отклонения и значителен трансфер на енергия. Тъй като симулирането на всеки един индивидуален сблъсък би изисквало непрактично много компютърно време, се прилага стандартен изчислителен компромис: енергийните загуби от ядрено спиране се отчитат чрез усреднена, зависеща от енергията спираща способност, докато значителните ъглови отклонения се генерират като дискретни Монте Карло събития.

Този стандартен подход позволява реалистично макроскопично описание на кинематиката на йонния ансамбъл, което е напълно достатъчно за целите на DSAM анализа, като същевременно поддържа времето за симулация в разумни граници.

Във стандартната имплементация на `geant4` [7], спиращните способности са взети от международната комисия по радиационни единици и измервания, въпреки това APCAD позволява тези файлове да бъдат презаписани с други спиращни способности предоставени като външен файл от потребителя. Аз съм подхождал по вторият метод, като съм използвал спиращни способности генерирани от програмата SRIM [8] [9].

След приключване на симулационния процес, алгоритъмът StopSim генерира изходен файл в двоичен ROOT формат, той съдържа хистограма (absolute velocity vs time) в която е запазена скоростта на всяка частица във всеки момент от време.

### 3.1.2 Описване на геометрията на експерименталната постановка и моделиране на детекторите и техния отклик

За да генерира реалистични теоретични профили на спектралните линии, които да бъдат сравнявани с експерименталните данни, софтуерът APCAD изисква прецизно дефиниране на геометрията на експерименталната постановка и инструменталния отклик на детекторната система. В APCAD има два вида детектори. Конвенционални цилиндрични

детектори и позиционно-чувствителни детектори. За цилиндрични детектори се предполага цилиндрична геометрия, като се задават диаметърът на лицевата им повърхност и разстоянието от нея до центъра на мишената. За позиционно-чувствителни детектори се предполага, че лицевите им повърхности лежат върху сфера с определен радиус. Геометрията се дефинира чрез този радиус и азимуталния ъгъл, покрит от детекторите във всеки полярен ъглов интервал.

Допълнително, за позиционно-чувствителните детектори трябва да се зададе тяхната пространствена разделителна способност. Тази информация е необходима на алгоритъма при изчисляването на спирачните матрици, за да симулира реалистично разширяването на регистрираната позиция на попадане на  $\gamma$ -кванта.

Ако експериментът е проведен в режим на съвпадение между частица и  $\gamma$ -квант (particle- $\gamma$  coincidence), APCAD позволява дефинирането на пръстеновидни или правоъгълни детектори на заредени частици. За тяхното моделиране се въвеждат геометрични параметри като вътрешен/външен радиус, азимутален обхват и разстояние до мишената. Тези параметри са необходими на програмата, за да филтрира историите на скоростта на йоните (генерирани предварително от Монте Карло симулацията). Използват се само тези симулирани събития, при които продуктът от реакцията (подобен на сноп или на мишена) кинематично би попаднал в обхвата на дефинираните детектори.

Тъй като получените до този етап теоретични спектри представляват разпределения на интензитета при дискретни енергии, те трябва да бъдат приведени във вид, сравним с експерименталните данни. За целта APCAD изисква дефинирането на функция на инструменталния отклик  $\rho(E - E_0)$ , с която идеалните спектри се конволюират.

Програмата използва стандартен модел за отклика на германиеви детектори, за който потребителят трябва да предостави следните параметри, обикновено извлечени от предварителни калибровъчни измервания:

1. Енергийна разделителна способност (FWHM) за описване на основния Гаусов профил на пика.
2. Параметри, дефиниращи формата и площта на нискоенергетичната експоненциална опашка.
3. Височина на стъпаловидната функция (step function), която отчита фоновото разпределение от непълно събиране на заряда и Комптъново разсейване.

Тези параметри трябва да бъдат специфицирани за всеки отделен ъглов интервал на детектиране, което позволява прецизно напасване дори при системи с нееднородни детекторни характеристики.

### **3.1.3 Изчисляване на теоретичния профил на спектъра и фитиране към експерименталните данни**

Третият и последен етап от анализа по метода DSAM обединява резултатите от Монте Карло симулацията (кинематиката на забавянето) и дефинирания инструментален отклик, за да генерира теоретичните Доплерово разширени профили на  $\gamma$ -линиите. Впоследствие тези теоретични криви се съпоставят с експерименталните данни за извличане на времената на живот на ядрените нива.

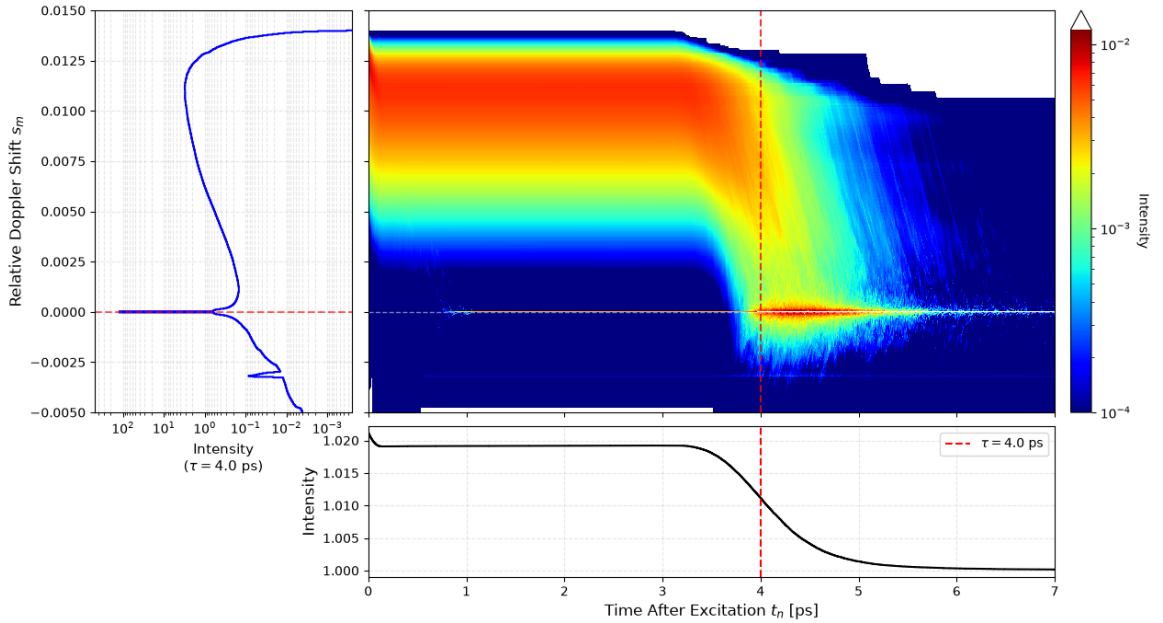
За да се оптимизира изчислителният процес при многократното итериране по време на фитирането, софтуерът APCAD отделя кинематичните пресмятания от закона за радиоактивен разпад. Програмата предварително изчислява вече споменатите спирачни

матрици  $S_i(s_m, t_n)$ . Те съдържат разпределението на относителните Доплерови измествания  $s_m$ , които биха били регистрирани в даден ъглов интервал  $i$ , при условие че  $\gamma$ -квантът е излъчен точно в момент от време  $t_n$  след възбуждането. След това всяка колона се интегрира чрез функцията на радиоактивно разпадане  $A(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}$ , която зависи от търсеното време на живот  $\tau$  на ядреното състояние (и времената на живот на евентуалните захранващи го нива). Теоретичното разпределение на регистрираните Доплерови измествания  $p_i(s_m)$  в даден детектор се получава чрез сумиране на всички колони, претеглени с дискретизираната функция на разпад  $\hat{A}_x(t_n)$ :

$$p_i(s_m) = \sum x, n \hat{A}_x(t_n) S_i(s_m, t_n) \quad (3.1)$$

където  $S_i(s_m, t_n)$  са спирачните матрици, коригирани за ефектите от ъгловите разпределения на  $\gamma$ -лъчението.

Това е представено на фигура. 3.1



**Фигура 3.1:** Централната графика: Спирачната матрица  $S_i(s_m, t_n)$  създадена при разстояние  $13 \mu\text{m}$  между мишената и стопера в пръстен от HPGe детектори на ъгъл  $30^\circ$ . Тя съдържа интензитета на относителното Доплерово отместване нормирано по броя частици за интервала от време  $t_n$ . Долната графика: Проекцията на всички бинове по x-оста представлява абсолютния интензитет на Доплеровото отместване за всеки момент от време  $t_n$ . Червената пресичаща линия: Тази линия представлява избрано време  $\tau = 4 \text{ ps}$  с което се изгражда закона за радиоактивен разпад. Графиката от ляво: Теоретичното разпределение на относителните Доплерови отмествания при избраното  $\tau = 4 \text{ ps}$ .

След преобразуване на относителните измествания  $s_m$  в енергии  $E'_{\gamma, m}$ , идеалният теоретичен спектър се конволюира с функцията на детекторния отклик  $\hat{\rho}l$ . Това генерира крайния теоретичен спектър  $T_{il}$ , който е напълно сравним с експерименталните данни.

Определянето на търсените физични величини се осъществява чрез процедура по фитиране, при която изчисленият теоретичен профил се напасва към експерименталните данни чрез минимизиране на критерия  $\chi^2$ :

$$\chi^2(p) = \sum_{i, l \in \mathcal{F}} \left( \frac{M_{il} - T_{il}(p)}{\Delta M_{il}} \right)^2 \quad (3.2)$$

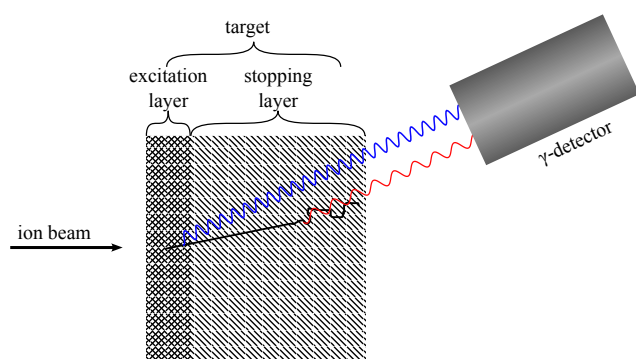
където  $M_{il}$  и  $\Delta M_{il}$  са съответно броят събития в експерименталния спектър и тяхната статистическа неопределеност за енергиен канал  $l$  и ъглов интервал  $i$ , а  $\mathcal{F}$  е дефинираната област на фитиране . В ARCAD минимизацията е реализирана чрез стандартния програмен пакет MINUIT . По време на фитирането, основните свободни параметри  $p$  са:

- Енергията  $\gamma$ -квантът излъчен когато ядрото е в покой  $E_0$ .
- Времето на живот на изследваното състояние  $\tau_0$  (и времената на живот на захранващите нива  $\tau_f$ ) .
- Общият интензитет на  $\gamma$ -прехода  $N_0$ , който служи като нормализиращ фактор за профила на линията .

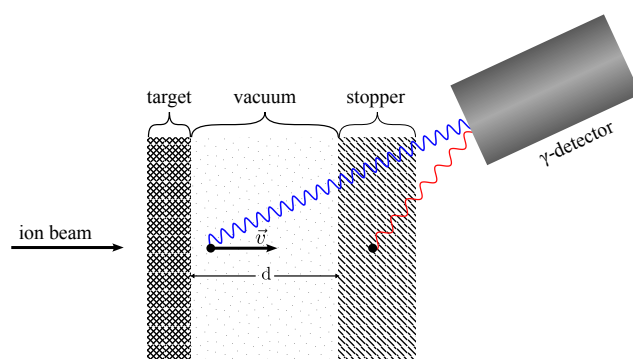
Предимството на този метод е, че фитирането се извършва едновременно за спектрите от всички ъглови интервали, което силно намалява систематичните грешки и увеличава чувствителността при определяне на времето на живот .

## Адаптиране на софтуера APCAD за симулиране на метода RDDS

Определянето на времена на живот на възбудени ядрени състояния чрез анализ на Доплеровото изместване на излъчените  $\gamma$ -кванти се осъществява основно чрез два експериментални подхода: Метод на отслабване на Доплеровото изместване (DSAM) и Метод на откатните ядра (RDDS, плънджър метод). При DSAM възбудените ядра се движат и забавят непрекъснато в плътна среда. Излъчването на  $\gamma$ -кванти по време на този процес води до регистрирането на непрекъсната, Доплерово разширена спектрална линия. От друга страна, класическият RDDS метод изолира процеса на полет от процеса на спиране. При него възбудените ядра напускат изключително тънка мишена и летят във вакуум с постоянна скорост  $v$  на разстояние  $d$ , преди да бъдат рязко спрени в плътен материал.



**Фигура 4.1:** Схематично представяне на геометрията на DSAM метода



**Фигура 4.2:** Схематично представяне на геометрията на RDDS метода

Програмният пакет StopSim и софтуерът APCAD са концептуално разработени за нуждите на DSAM анализа, предполагайки непрекъснато забавяне на йоните в дебела мишена или подложка.

За да се приложи този софтуерен инструментариум към RDDS кинематиката, експерименталната геометрия в симулацията трябва да бъде променена. За целта, в мишената на Монте Карло симулацията (StopSim) се създава нов междинен слой който е вакуум. Всяко излъчване на  $\gamma$ -квант в този етап се транслира от програмата като принос към изместения пик. Рязкото навлизане на йоните в третия слой води до тяхното бързо спиране, симулирайки условията за формиране на неразширения пик. Чрез систематично променяне на дебелината на вакуумния слой, софтуерът се принуждава да пресмята различни истории на скоростта, всяка от които съответства на конкретно физическо разстояние  $d$  в един реален RDDS експеримент. Този изчислителен модел на теория позволява генерирането на коректни спиращи матрици за различни плънджър разстояния, преодолявайки първоначалните ограничения на APCAD и позволявайки директното му използване за извличане на времена на живот от RDDS данни.

## Експериментална част

### 5.1 Реален експеримент

Експериментът, разгледан в настоящата дипломна работа, бе проведен на тамдемния ускорител FN-TANDEM към Кьолнския университет. Възбудените ядрени състояния на  $^{207}\text{Bi}$  бяха заселени чрез реакция на еднотронен трансфер  $^{206}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{207}\text{Bi}$ . Използваният падащ сноп от кислородни йони бе с енергия 84 MeV.

#### 5.1.1 Експериментална установка

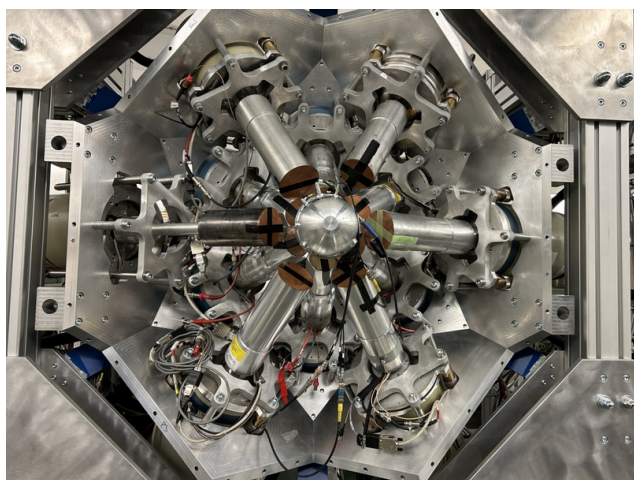
За целите на измерванията по метода на откатните ядра (RDDS) бе конструирана специфична система от мишена и стопер.

Мишена: Тънък слой от  $^{206}\text{Pb}$  с дебелина,  $0.5 [\text{mg}/\text{cm}^2]$  изпарен върху подложка от ванадиево фолио  $^{51}\text{V}$  с дебелина  $0.32 [\text{mg}/\text{cm}^2]$ . Мишената бе позиционирана така, че ванадиевото фолио да бъде директно обърнато към падащия сноп.

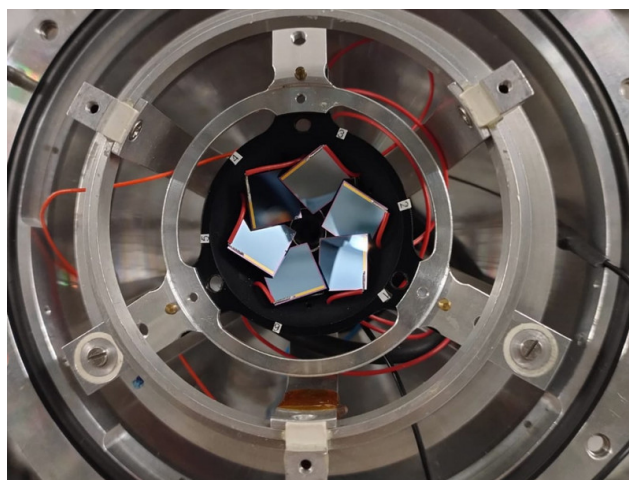
Стопер: Фолио от  $^{51}\text{V}$  с дебелина  $3.2 [\text{mg}/\text{cm}^2]$ .

Данните бяха набрани при осем различни разстояния на плънджъра, покриващи диапазона от  $13 \mu\text{m}$  до  $62 \mu\text{m}$ .

Регистриращата апаратура бе съставена от две независими детекторни подсистеми за засичане на леките фрагменти и излъчените гама-кванти. Детектори за частици се използват за регистриране на леките фрагменти от реакцията, в камерата бе монтиран пръстен от шест соларни клетки, всяка с размери  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ . Те бяха разположени на задни ъгли спрямо посоката на снопа, покривайки ъглов диапазон между  $115^\circ$  и  $165^\circ$ . За регистриране на  $\gamma$ -лъчението се използваха HPGe детектори, организирани в четири пръстена. Пръстените бяха разположени на ъгли  $30^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $125^\circ$  и  $150^\circ$  спрямо оста на снопа, като всеки от тях съдържа по шест детектора. Следователно за всяко от 8-те разстояния при което е направен експеримента се получават 4  $\gamma$ -спектъра отговарящи на 4-те ъгъла на които са разположени пръстените от детектори.



Фигура 5.1: Пръстени от HPGe детектори на ъгли  $125^\circ$  и  $150^\circ$ .



Фигура 5.2: Соларни клетки

Соларни клетки играят ключова роля в експеримента, те се използват за работа в режим на съвпадения (particle- $\gamma$  coincidence) с германиевите детектори. Тяхната основна функция е да регистрират леките фрагменти (в случая изходящите йони на  $^{15}\text{N}$ ), получени при трансферната реакция. Въвеждането на условие за времево съвпадение между сигнал от соларната клетка и сигнал от HPGe детектор гарантира, че регистрираните  $\gamma$ -кванти произтичат именно от изследваната трансферна реакция. По този начин ефективно се изолира полезният сигнал и се елиминира фонът, породен от други конкурентни канали на реакция, радиоактивност на фона или реакции с примеси в мишената.

## 5.2 APCAD симулация

Основното методологично допускане в настоящата дипломна работа е, че всяко от осемте фиксирани разстояния между мишената и стопера може да бъде разглеждано като самостоятелен експеримент. За дадена плънджър дистанция, спектрите, регистрирани от четирите детекторни пръстена, се симулират и тяхната форма се фитира едновременно чрез софтуера APCAD. Прилагайки тази процедура последователно за всяко разстояние, се очаква да бъдат получени осем независими измервания на времето на живот ( $\tau$ ). В идеалния случай, стойностите от тези независими измервания трябва да бъдат съгласувани помежду си в рамките на статистическата неопределеност. За да може да се приложи този анализ експерименталните спектри се нормализират и се подготвят в съответния формат, който използва APCAD.

### 5.2.1 StopSim симулация

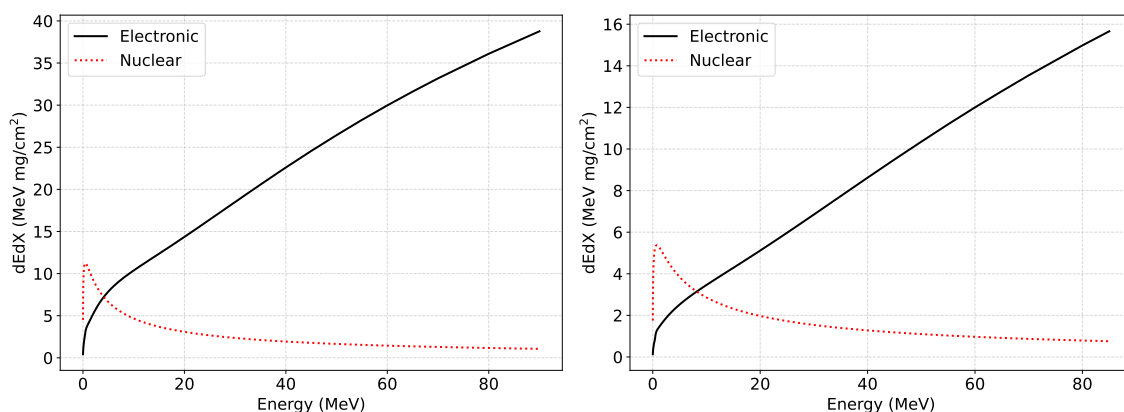
Параметри на мишената са следните:

| Слой | Материал | $\rho$ [ $\text{g cm}^{-3}$ ] | Дебелина [ $\mu\text{m}$ ] |
|------|----------|-------------------------------|----------------------------|
| 1    | Ванадий  | 6.099                         | 0.524676                   |
| 2    | Олово    | 11.3                          | 0.442478                   |
| 3    | Вакуум   | 0                             | 13                         |
| 4    | Ванадий  | 6.099                         | 4.909984                   |

Таблица 5.1: Параметри на мишената за разстояние  $d=13\mu\text{m}$

Снопа е  $^{16}\text{O}$  със енергия 84 MeV

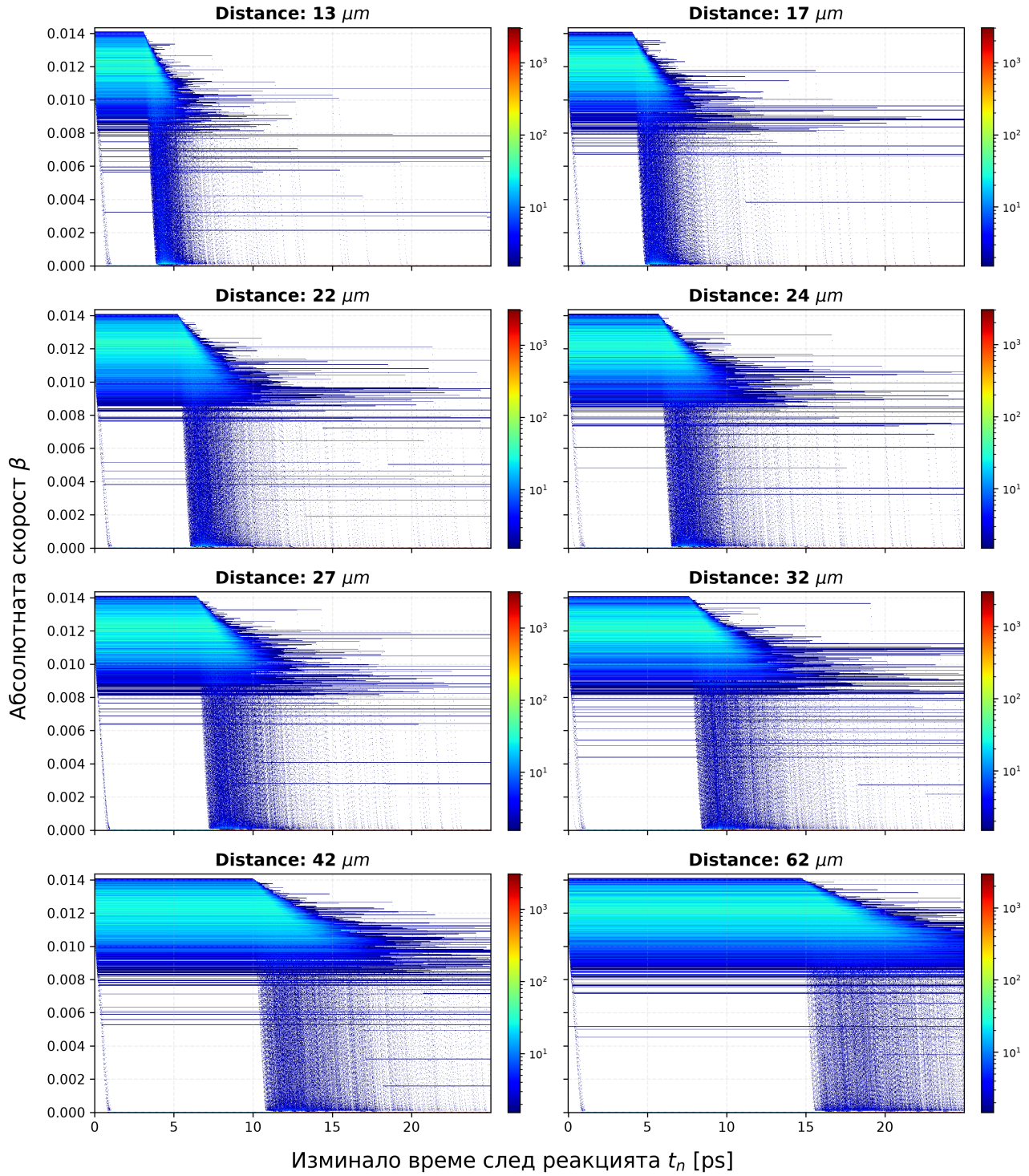
Вида на реакцията е двуетапна (трансферна),  $^{206}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{207}\text{Bi}$ , възбуденото състояние е с енергия от 742.74 keV. Спирачните способности са пресметнати чрез програма SRIM, и са показани на долните графики.



Фигура 5.3: Ляво: спиращни способности на  $^{207}\text{Bi}$  в  $^{51}\text{V}$ , Дясно: спиращни способности на  $^{207}\text{Bi}$  в  $^{206}\text{Pb}$

### 5.2.2 Резултати от StopSim

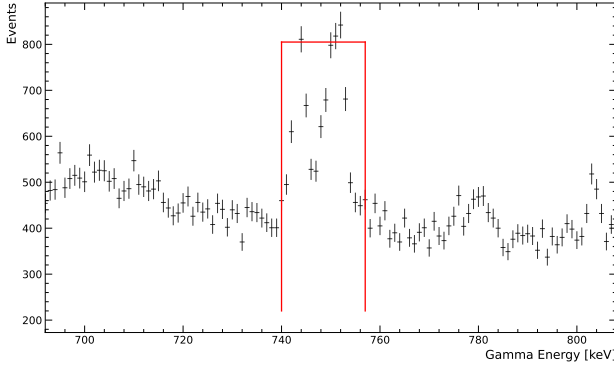
Хистограмите генерирани от StopSim за всяка отделна дистанция са представени на Фиг. 5.4



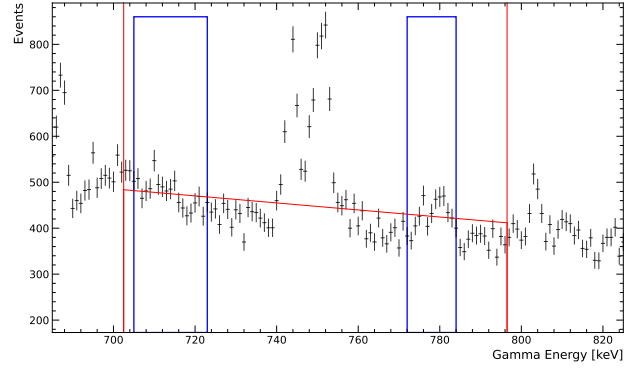
Фигура 5.4: Представени са историите на спиране на откатните ядра в стопера за всички дистанции от експеримента

### 5.2.3 Фитиране

За да се фитира експерименталния спектър трябва да се отчете фона и да се зададе региона на интерес. За да се фитира фона се избират два интервала, в които APCAD взема експерименталните точки, и прекарва математически фит през тях. За целта е избран полином от първа степен  $y = ax + b$ , важно е при избиране на тези интервали те да не обхващат други пикове. На фигура 5.5 и 5.6 са показани регионът на интерес и двата интервала нужни за определяне на фона който съм избрал, за спектъра направен на разстояние от 13  $\mu\text{m}$  при ъгъл  $30^\circ$ .



Фигура 5.5: Регион на интерес



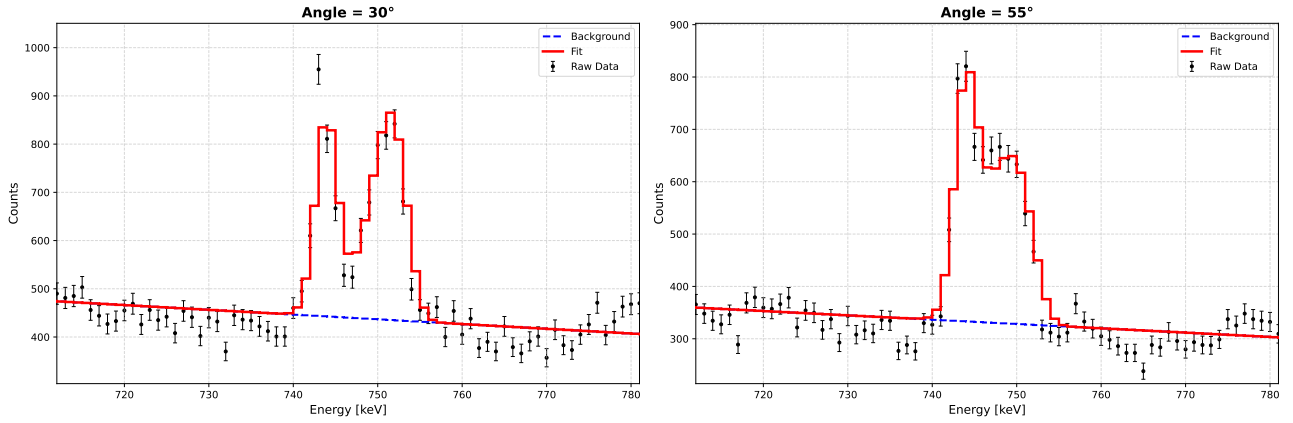
Фигура 5.6: Линеен фит на фон

## 5.3 Резултати

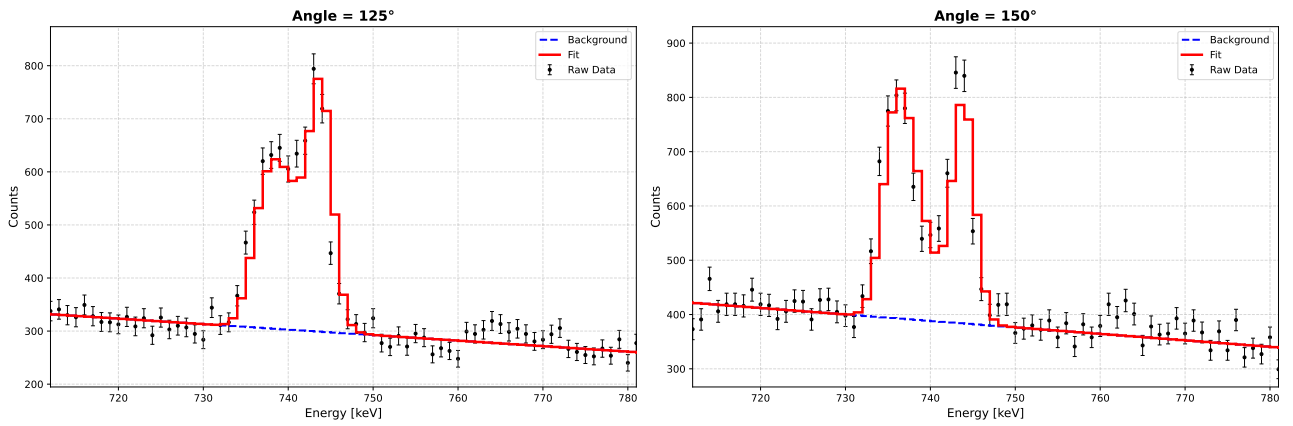
След като бяха отчетени всички изброени стъпки, свързани с анализа на данните от проведения експеримент, получихме време на живот на възбуденото състояние на  $^{207}\text{Bi}$  за всяка една дистанция. В Таблица 5.2 са обобщени резултатите от анализа, извлечени чрез едновременно фитиране на спектрите от четирите детекторни пръстена. Тази процедура по извличане на времето на живот е приложена независимо за всяка една от дистанциите на плънджъра. За нагледност, на Фигури 5.7 и 5.8 са илюстрирани получените фитове за всеки от наблюдателните ъгли при фиксирано разстояние от 13  $\mu\text{m}$ .

Таблица 5.2: Резултат от минимизацията

| Дистанция [ $\mu\text{m}$ ] | $\chi^2$ | $\chi^2/ndf$ | $E_0$ [keV]         | Време на живот [ps] |
|-----------------------------|----------|--------------|---------------------|---------------------|
| 13                          | 180.7    | 2.509        | $743.929 \pm 0.030$ | $4.402 \pm 0.123$   |
| 17                          | 159.2    | 2.211        | $743.965 \pm 0.033$ | $4.946 \pm 0.098$   |
| 22                          | 144.8    | 2.011        | $743.875 \pm 0.032$ | $4.739 \pm 0.097$   |
| 24                          | 135.8    | 1.886        | $743.841 \pm 0.044$ | $5.006 \pm 0.129$   |
| 27                          | 143.1    | 1.9875       | $743.843 \pm 0.035$ | $5.092 \pm 0.111$   |
| 32                          | 149.3    | 2.073        | $743.826 \pm 0.037$ | $5.187 \pm 0.132$   |
| 42                          | 135.0    | 1.875        | $743.770 \pm 0.036$ | $5.401 \pm 0.168$   |
| 62                          | 195.1    | 2.709        | $743.827 \pm 0.037$ | $6.103 \pm 0.311$   |



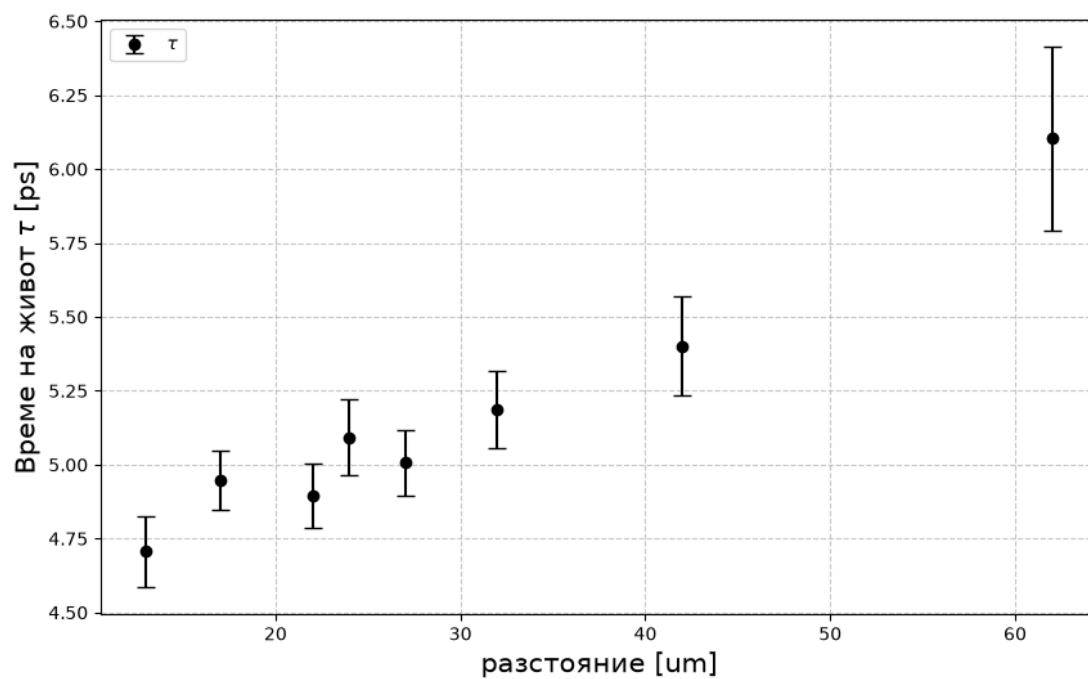
**Фигура 5.7:** Фитиране на експерименталния спектър и фона за детекторите, разположени на ъгли  $30^\circ$  и  $55^\circ$



**Фигура 5.8:** Фитиране на експерименталния спектър и фона за детекторите, разположени на ъгли  $125^\circ$  и  $150^\circ$

Представеният в таблицата параметър  $\chi^2$  е сумата от квадратите на отклоненията между експерименталните данни и теоретичния модел, нормализирани спрямо статистическата неопределеност. Стойностите на приведеното  $\chi^2/ndf$ , вариращи между 1.8 и 2.7, са типични за анализ на гама-спектри. Както от математическите стойности на  $\chi^2$ , така и визуално от фигури 5.7 и 5.8, ясно се вижда, че програмата APCAD успява да възпроизведе формата на линията за всички ъгли с висока степен на достоверност.

На фигура 5.9 е показана зависимостта на извлеченото време на живот като функция на разстоянието. Както вече беше обосновано в Глава 5, очакваният резултат от тази процедура е получаването на осем независими и съгласувани в рамките на неопределеността измервания на  $\tau$ . Това, което се наблюдава в действителност обаче, е ясно изразена тенденция на систематично нарастване на времето на живот при увеличаване на разстоянието между мишената и стопера. Появата на подобна силна зависимост от кинематичните условия прави определянето на единна стойност за времето на живот чрез просто усредняване на резултатите физически некоректно.



**Фигура 5.9:** Времето на живот като функция на разстоянието

Получените незадоволителни резултати подложиха на съмнение целия процес на работа и самата способност на програмата да работи в такива условия, това наложи необходимостта да определим времето на живот  $\tau$  чрез метод, приложим за RDDS данни.

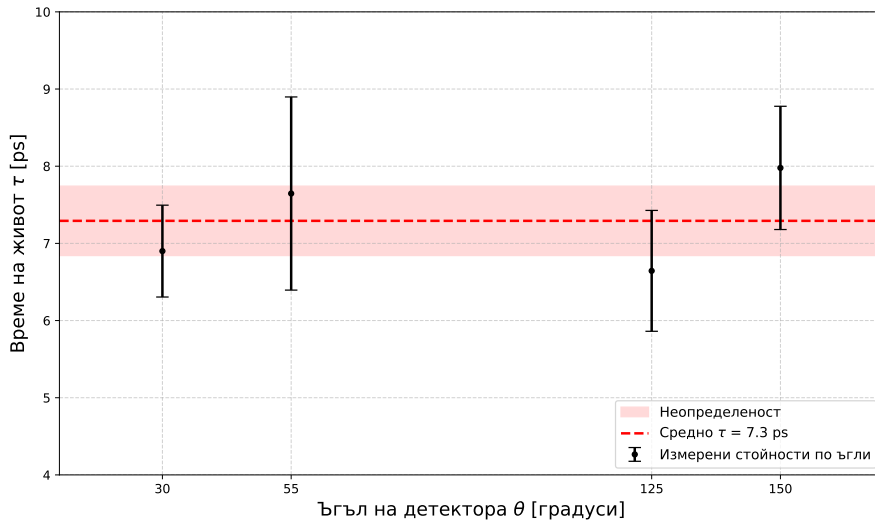
## Анализ на RDDS данните с програмата Napatau

### 6.1 Мотивация за използване на алтернативен метод

За да се оцени надеждността, точността и физическата коректност на резултатите, получени чрез симулационния софтуер APCAD, в настоящата дипломна работа е приложен и втори, напълно независим подход за анализ на експерименталните данни. Използването на конвенционален и дългогодишно утвърден метод за извличане на времена на живот предоставя база за сравнение на фитите от APCAD. За тази цел е използвана специализираната програма `napatau` [10], която реализира класическия Метод на диференциалната крива на разпад (Differential Decay Curve – DDC). Главния физически принцип зад работата на тази програма е обяснен в секция 2.5, за повече информация как работи програмата виж [11]. За да може програмата да определи времето на живот потребителя трябва да зададе: разстоянието на плънджъра  $x$ , скоростта на ядрото  $v$ , броят излъчени  $\gamma$ -кванти в покой  $N_u$  с нейната неопределеност броят излъчени  $\gamma$ -кванти в полет  $N_s$  с нейната неопределеност. Сдобиването с тези параметри се получава чрез фитиране на пиковите на изместената и неизместена компонента на всички комбинирани спектри, като за целта е използвана програмата TV [12]. Скоростта е пресметната от формула 2.11, като  $E$  и  $E_0$  са параметри взети от фита,  $v = (1.15 \pm 0.08)\% c$ .

### 6.2 Резултати от napatau

За всеки от четирите пръстена от  $\gamma$ -детектори (разположени на ъгли  $30^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $125^\circ$  и  $150^\circ$ ), е извършено напълно независимо извличане на времето на живот  $\tau$ . Това генерира четири отделни експериментални точки (показани на Фигура 6.1).



Фигура 6.1: Сравнение на извлечените времена на живот по детекторни пръстени

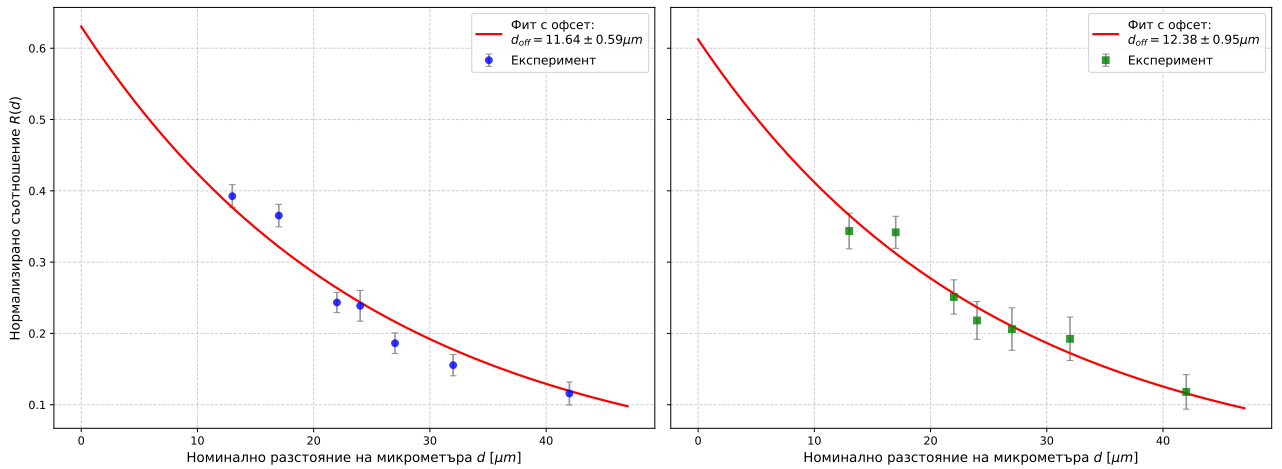
За финална стойност на времето на живот е прието средното аритметично от измерванията на четирите детекторни пръстена, за оценка на неопределеността е взета предвид и неопределеността от скоростта. Полученият финален резултат е:  $\tau = 7.3 \pm 0.5$  ps

## Интерпретация на резултатите

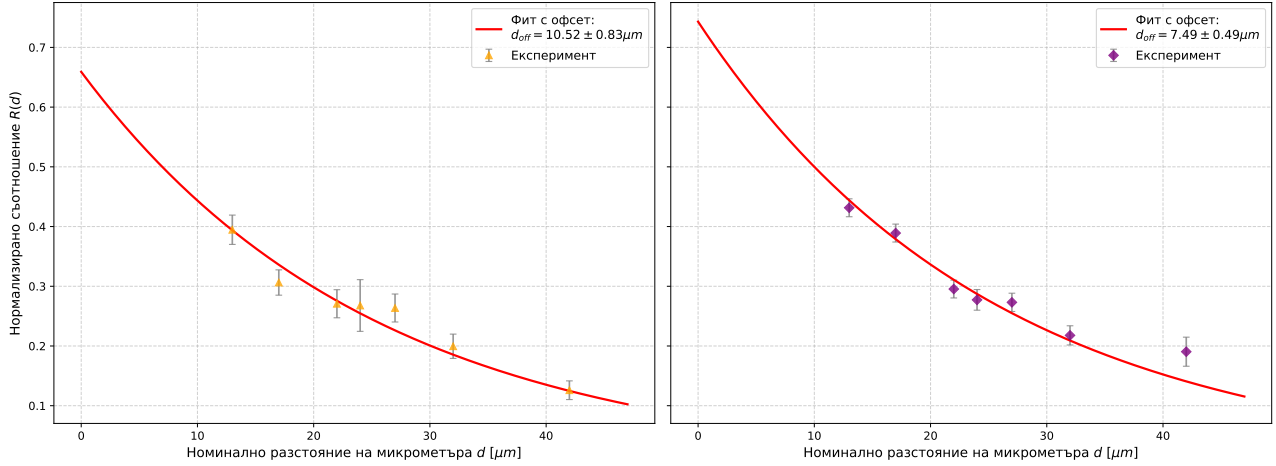
Наблюдаваната тенденция на систематично нарастване на времето на живот оказана на фиг.5.9, съчетана с факта, че всички получени стойности са по-ниски от референтната стойност, определена чрез програмата `napatau`, индикира, че APCAD подценява времето на живот. Понеже получените фитове се характеризират с висока степен на достоверност, вероятността за значима грешка в минимизиращата процедура на APCAD може да бъде отхвърлена. Извличането на времето на живот зависи директно от кинематиката на експеримента, следователно е възможно наблюдаваното отклонение да произтича от неточности в Монте Карло симулацията на спирачната способност на материалите. Скоростта на ядрата на отката, симулирана в APCAD, съвпада със скоростта, изчислена независимо при анализа с `napatau`. Това елиминира кинематичната скорост като потенциален източник на грешка. При коректно определена скорост, единственият оставащ физичен параметър, който дефинира времето на полет и влияе директно върху извлеченото време на живот, е разстоянието между мишената и стопера. За проверка на хипотезата за неточност в експерименталното разстояние е приложена следната аналитична процедура. Времето на живот  $\tau$  по принцип може да бъде извлечено чрез директно фитиране на експоненциалната функция на нормализираната крива на разпад:

$$R(t) = \frac{I_u(t)}{I_u(t) + I_s(t)} = e^{-t/\tau} \quad (7.1)$$

Тъй като вече разполагаме с надеждна стойност за  $\tau$ , извлечена чрез метода DDC, параметърът  $\tau$  се фиксира на  $\tau = 7.3$  ps. Времето на полет  $t$  се изразява кинематично като  $t = \frac{d+d_{add}}{v}$ , където  $d$  е номиналното разстояние по микрометър, а  $d_{add}$  е допълнителен корекционен офсет. Чрез задаване на  $d_{add}$  като единствен свободен параметър във фита, може количествено да се провери дали първоначално определеният експериментален нулев офсет е коректен. Резултатите са представени на фигури 7.1 и 7.2

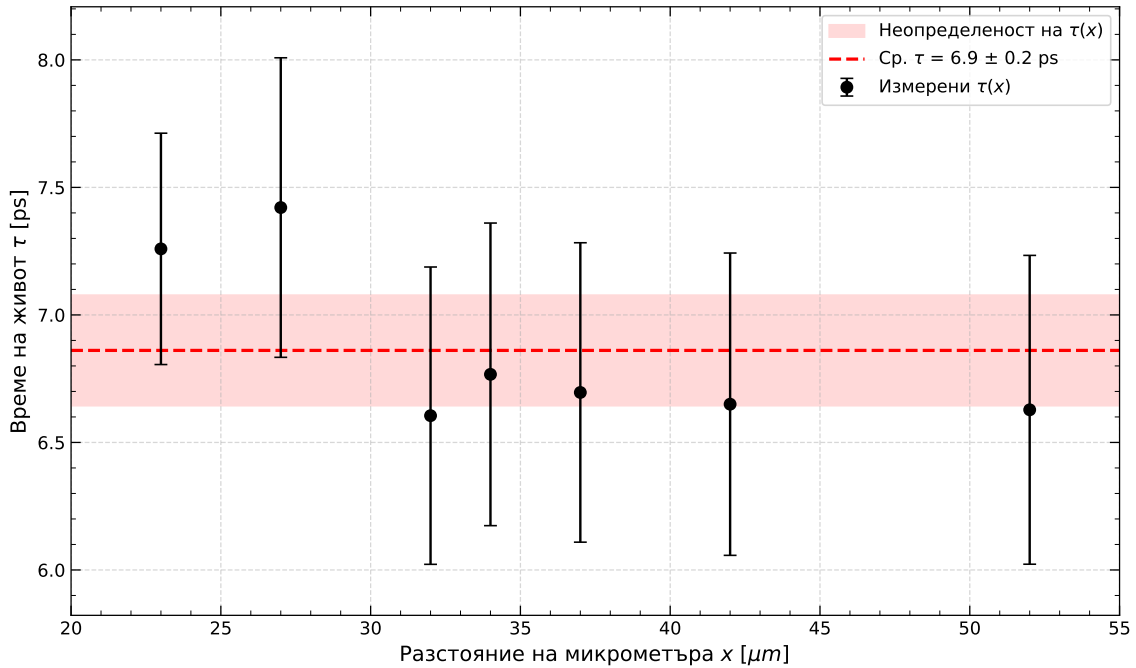


**Фигура 7.1:** Резултати от фитиране на кривата на разпад при свободен параметър  $d_{add}$  за пръстени на ъгъл  $30^\circ$  и  $55^\circ$



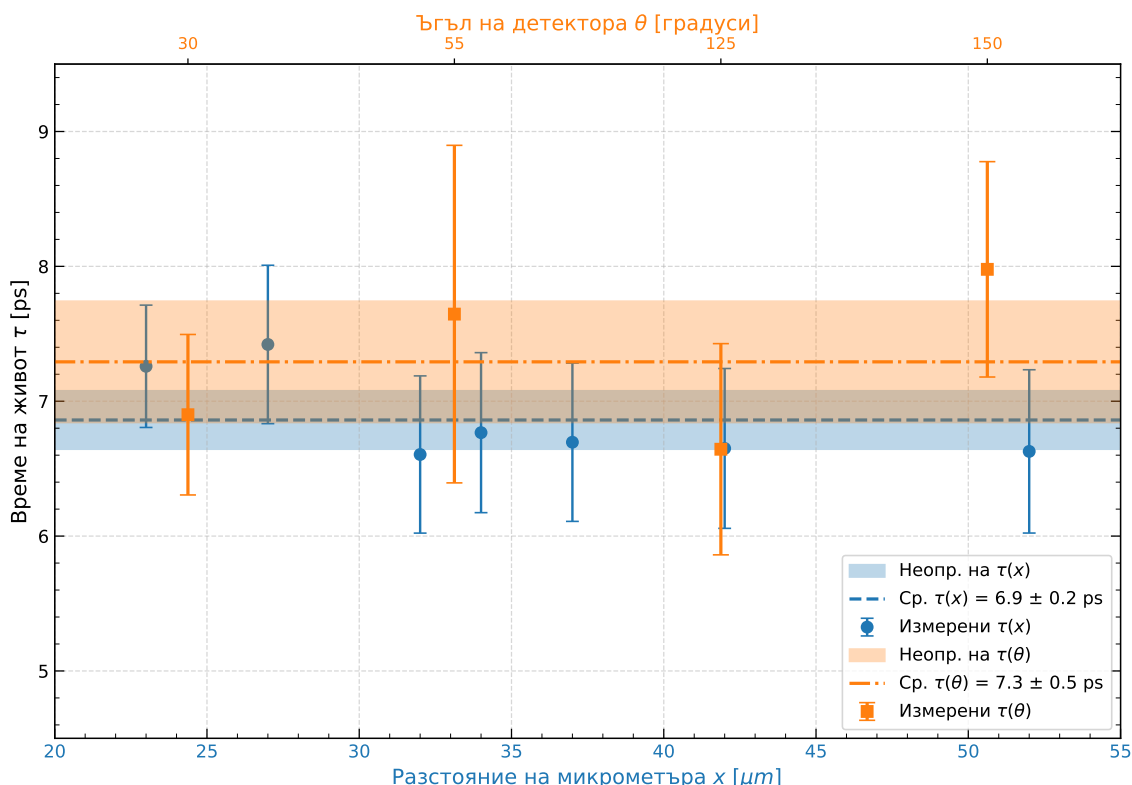
**Фигура 7.2:** Резултати от фитиране на кривата на разпад при свободен параметър  $d_{add}$  за пръстени на тъгъл  $125^\circ$  и  $150^\circ$

За параметъра  $d_{add}$  бе определена средна стойност от  $10.53 \pm 0.37 \mu m$ . Този резултат показва, че за да се възпроизведе референтното време на живот от 7.3 ps, реалният нулев офсет трябва да бъде с  $10.53 \pm 0.37 \mu m$  по-голям от първоначално заложения 12  $\mu m$ . Физическата интерпретация на тази разлика е, че в първоначалната симулация с APCAD разстоянието във вакуум, което прелита ядрото на отката, е било систематично подценено. Работната хипотеза е, че ако този допълнителен офсет бъде отчетен коректно, програмата APCAD ще елиминира наблюдаваното отклонение и ще възпроизведе правилното време на живот за всички дистанции. За да се провери тази хипотеза, цялата аналитична процедура, описана в Раздел 5.2, бе повторена. Единствената промяна в новата симулация е увеличаването на ширината на слой 3 (вакуум) в StopSim конфигурацията на мишената с изчисления допълнителен офсет от 10.53  $\mu m$ . Новополучените резултати са представени на Фигура 7.3.



**Фигура 7.3:** Зависимост на извлеченото време на живот от разстоянието след въвеждане на корекционния офсет.

За по-добра нагледност и директно съпоставяне на двата подхода, на Фигура 7.4 е показано графично сравнение между финалните резултати, получени чрез софтуера APCAD, и тези от метода DDC чрез *paratau*.



**Фигура 7.4:** Сравнение между резултатите за времето на живот, получени от APCAD и *paratau*.

Интерпретирането на фигура 7.4 води до няколко ключови извода:

Статистическо съгласие: Средната стойност на времето на живот, извлечена чрез адаптираната симулация на APCAD, е  $\tau = 6.9 \pm 0.2$  ps. Тя се намира в статистическо съгласие с резултата от класическия метод ( $\tau = 7.3 \pm 0.5$  ps). Двете области на неопределеност се припокриват значително в диапазона около 7 ps, което показва физическата коректност на новия подход.

Елиминиране на систематичната грешка: Въвеждането на изчисления нулев офсет от 10.53  $\mu\text{m}$  успешно компенсира подцененото време на полет във вакуум. Както се вижда от разпределението на сините точки, стойностите за  $\tau$  вече не нарастат спрямо разстоянието на плънджъра, а флукутират нормално около своята средна стойност.

В обобщение, това сравнение потвърждава работната хипотеза на настоящата дипломна работа: софтуерният пакет APCAD, въпреки че е концептуално създаден за DSAM анализ, може да бъде успешно адаптиран и надеждно използван за извличане на времена на живот от RDDS (плънджър) данни, при условие че експерименталното разстояние между мишената и стопера бъде прецизно калибрирано.

## Заклучение

---

В рамките на настоящата дипломна работа беше успешно изследвана възможността за използване на софтуерния пакет APCAD, концептуално разработен за Метода на отслабване на Доплеровото изместване (DSAM), за анализ на данни, получени по Метода на разстоянието на отката (RDDS). За реализирането на тази цел бяха анализирани експериментални данни от трансферната реакция  $^{206}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{207}\text{Bi}$ , набрани на ускорителния комплекс FN-TANDEM в Кьолнския университет.

Адаптирането на софтуера бе осъществено чрез модифициране на Монте Карло симулацията (StopSim), като бе въведен междинен вакуумен слой, пресъздавайки реалната геометрия на експерименталната постановка. Първоначалният анализ, проведен независимо за осем различни дистанции между мишената и стопера, разкри наличието на систематично нарастване на извлеченото време на живот с увеличаване на разстоянието. За верификация на резултатите и откриване на източника на грешката, данните бяха анализирани с втори, независим и утвърден метод – Методът на диференциалната крива на разпад (DDC), реализиран чрез програмата *napatau*. Този класически подход определи референтно време на живот за изследваното състояние от  $\tau = 7.3 \pm 0.5$  ps.

Съпоставянето на кинематичните модели от двата метода позволи да се установи, че симулираното разстояние на полет във вакуум в APCAD е било систематично подценено. Чрез фитиране на кривата на разпад бе изчислен нулев корекционен офсет от 10.53  $\mu\text{m}$ . Повторното симулиране на кинематиката с отчитане на изчисления офсет напълно елиминира наблюдавания проблем. Крайният резултат, получен чрез коригирания модел на APCAD, е  $\tau = 6.9 \pm 0.2$  ps. Тази стойност е в статистическо съгласие с референтната стойност от DDC метода.

В заключение, резултатите от настоящата работа показват, че софтуерът APCAD може да бъде успешно прилаган като мощен и надежден аналитичен инструмент за извличане на времена на живот от RDDS експерименти. За да се гарантира физическата коректност на резултатите обаче, е абсолютно необходимо прецизно определяне и калибриране на нулевото разстояние (офсета) между мишената и стопера в симулационния модел.

---

## Библиография

---

- [1] K. S. Krane, *Introductory nuclear physics* (1991).
- [2] Б. Славов, *Увод в теоретичната ядрена физика* (1992).
- [3] A. Schwarzschild и E. K. Warburton, The measurement of short nuclear lifetimes, *Annual review of nuclear science* **18**, 265–290 (1968).
- [4] A. Dewald, O. Möller и 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* **67**, 786–839 (2012).
- [5] C. Stahl, J. Leske, M. Lettmann и N. Pietralla, APCAD—Analysis program for the continuous-angle DSAM, *Computer Physics Communications* **214**, 174–198 (2017).
- [6] T. Alexander и J. Forster, „Lifetime measurements of excited nuclear levels by Doppler-shift methods“, в *Advances in Nuclear Physics: Volume 10* (1978), с. 197–331.
- [7] S. Agostinelli, J. Allison, K. a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand и др., Geant4—a simulation toolkit, *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506**, 250–303 (2003).
- [8] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler и J. P. Biersack, SRIM—The stopping and range of ions in matter (2010), *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **268**, 1818–1823 (2010).
- [9] *SRIM—The stopping and range of ions in matter*, <http://srim.org/>.
- [10] B. Saha, Bestimmung der Lebensdauern kollektiver Kernanregungen in  $^{124}\text{Xe}$  und Entwicklung von entsprechender Analysesoftware, (2004).
- [11] B. Saha, *Napatau User-Manual*, <https://www.yumpu.com/en/document/read/22597160/napatau-or-tk-lifetime-analysis-institute-for-nuclear-physics>.
- [12] *TV: A program for the analysis of  $\gamma$ -ray spectra*, [https://github.com/anilsharmanp/tv\\_spectrum\\_analysis](https://github.com/anilsharmanp/tv_spectrum_analysis).