

Софийски университет „Свети Климент Охридски“

Физически Факултет

Магнитен момент на $19/2^+$ изомер в ^{127}Sn

Лилия Атанасова Атанасова

ДИСЕРТАЦИЯ

за получаване на образователна и научна степен „доктор“

Научна специалност: 01.03.04 Ядрена физика ?

Научен ръководител: доц. д-р Ани Минкова

Съдържание

| | |
|--|----|
| 1. Увод | 2 |
| 2. Електромагнитни моменти | 6 |
| 2.1 Електромагнитно поле, разложение по мултиполи, ЕМ моменти | 6 |
| 2.2 Магнитен диполен момент | 7 |
| 2.3 Взаимодействие на магнитен дипол с външно магнитно поле | 12 |
| 2.4 Методи за измерване на магнитен диполен момент | 13 |
| 2.5 Метод на времезависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD) | 15 |
| 3. Реакции на фрагментация при релативистки енергии | 20 |
| 3.1 Механизъм на реакцията | 21 |
| 4. Експеримент | 24 |
| 4.1 Описание на експеримента | 27 |
| 4.2 Анализ на експерименталните данни | 33 |
| 4.3 $R(t)$ функции | 42 |
| 4.4 $R(t)$ функции – резултати | 45 |
| 4.5 Дискусия | 48 |
| 5. Заключение | 50 |
| Литература | 56 |

1. Увод

През последните години използването на интензивни релативистки снопове от тежки йони даде възможност да се изследва структурата на ядрата към границите на съществуване на ядрената карта. Измерването на електромагнитните моменти на ядрото играят голяма роля, като позволяват да се изследва еволюцията в структурата на ядрата.

Магнитните моменти (произведение на ядреното жиромагнитно отношение – g -фактор и спина на ядрото) са много чувствителни към едночастичната структура на ядрата, която се проявява при ядра близки до затворени протонни или неутронни слоеве. Тези ядра имат сравнително прости спектри на възбуждане тъй като има само няколко нива близко до повърхността на Ферми и са подтиснати ефектите на конфигурационно смесване дължащи се на възбуждания през енергетичния процеп след затворен слой [1]. С отдалечаване от затворен слой състоянията преминават към колективни и конкуренцията между едночастичните и колективни степени на свобода може да се изучава чрез магнитните моменти.

В случай, когато имаме само едночастични възбуждания магнитният момент на ядрото отразява свойствата на валентните несдвоени нуклони извън вътрешна ядка. Зависи както от вида на нуклоните така и от техните спинови и орбитален ъглов момент. В този случай измерването на магнитния момент ще даде точна идентификация на конфигурацията на ядреното състояние, базирайки се на стойностите на Шмид. Стойностите на експериментално измерените магнитни моменти рядко лежат на линиите на Шмид. Източника на тези отклонения се търси в две направления, като основното е влияние на конфигурационно смесване и малко влияние на мезонни токове. Така експериментално определените магнитни моменти носят информация за конфигурацията на валентните нуклони и за поляризацията на ядката.

В околностите на магични и двойно-магични ядра се очаква да е валидно приближението за наличие само на едночастични възбуждания и следователно се очаква стойностите на магнитния момент да са най-близко до линиите на Шмид. Например при изомерни състояния с висок спин, където често конфигурациите са сравнително чисти. Това позволява да се използват за тестване на предсказанията на ядрените модели. Измерването на g -фактора може да служи за тест за определяне на спин и четност на ядрените състояния, особено в областите далеч от стабилност, където те са определени базирани на систематика или теоретични пресмятания.

Слоестия модел традиционно е създаден за описание на стабилни и близки до тях ядра. За по-доброто разбиране на нуклон-нуклонното взаимодействие и промените

в слоестата структура на ядрата е важно да се изследват такива около затворени слоеве далеч от линията на бета-стабилност, като $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$. В тази област са наблюдавани множество микросекундни изомери [2],[3],[4].

Целта на настоящата дисертация е да се измери g-фактора и степента на ориентация, получена при заселване в реакция на фрагментация на налитащата частица, на изомерното състояние със спин $I^\pi = 19/2^+$ ($E = 1827 \text{ keV}$, $T_{1/2} = 4,5(3) \mu\text{s}$ [5],[6],[7]) в неутронно-богатото ядро ^{127}Sn , чрез метода на Времезависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD – Time Dependent Perturbed Angular Distribution). При този метод се използва взаимодействието на ядрото с външно магнитно поле водещо до зависимост от времето на ъгловото разпределение на излъчените гама-кванти, при разпад на изомерното състояние. [8].

Задължително при използване на TDPAD метода е наличие на спин-ориентиран (подреден) ядрен ансамбъл. Тази техника се използва за изомерни състояния с времена на живот между няколко наносекунди и няколко микросекунди. Може да се използва само ориентацията получена при реакцията на създаване на ядрата. Ориентирани ядрени състояния се получават при различни видове ядрени реакции [9].

Голямо ниво на ориентация се получава при реакции на сливане с изпарение, но те не са подходящи за неутронно-богати ядра. При реакции на трансфер [10] също не могат да се заселят ядра далеч от линията на бета-стабилност. За тях е подходящо да се използват реакции на фрагментация на налитащата частица, при които също се създава значителна ориентация [11], включително и при релативистки енергии на снопа [12]. Ориентация се наблюдава и при реакция на делене при релативистки енергии [13].

Недостатък на използване на този механизъм на реакция е, че изисква използване на електромагнитен фрагментен сепаратор, който да раздели различните фрагменти получени при реакцията. Това разделя в пространството мястото на реакцията и мястото на измерване на гама-лъчите излъчени при разпада на измерваното състояние, като времето за прелитане на това разстояние е поне 200 ns. Следователно изследването на по-краткоживущи от 100 ns изомерни състояние не е възможно, тъй като те се разпадат в полет. За такива състояния се търсят други механизми за получаване.

Експериментът е проведен в GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research (Център за изследване на тежки йони), Германия. Той е част от експерименталната кампания g-RISING [14] за измерване на жиромагнитно отношение на спин-подредени изомерни снопове, използвайки релативистки снопове и клъстер детектори в рамките на проекта RISING [15] (Rare ISotope INvestigations @ GSI – Изследване на редки изотопи в GSI). Целта на кампанията беше да се установят експерименталните техники и методи за изследване на структурата на ядра далеч от линията на бета-стабилност, в областта на тежките неутронно-богати ядра, чрез определяне на магнитните им

моменти, когато се намират във възбудено изомерно състояние. В проведените експерименти ядрата бяха заселвани в реакция на фрагментация на ^{238}U и ^{136}Xe . Също така трябваше да се изследва подреждането на спиновете на изомерни нива във ядра получени в резултат на реакция на делене на ^{238}U при релативистки енергии. Тези техники и методи могат да се използват в бъдеще за изследване на екзотични изомери чрез интензивни изомерни снопове, създаването на които ще бъде възможно в бъдещите лаборатории за ядрени изследвания като FAIR. Те ще дадат информация за изменение на структурата на ядрата при преход от стабилни към неутронно- или протонно-богати ядра.

Структура на дисертацията

Дисертационният труд е съставен от увод, 3 глави, заключение и библиографска справка.

В Увода накратко е обсъдено каква информация дават измерването на магнитни моменти за структурата на ядрата; реакциите, които се използват за заселване на неутронно-богати ядра и

В Глава 2 е дадено кратко описание на теорията на електромагнитните моменти включваща описание на магнитния диполен момент, описание на взаимодействието с външно магнитно поле и методи за измерване на магнитни моменти.

В Глава 3 се описва използваната реакция на фрагментация при релативистки енергии, особености на ориентирания ядрен ансамбъл получен в реакцията, разделяне на фрагментите.

В Глава 4 се описват детайлно експерименталната установка, анализа на данни и получените резултати.

В Глава 5 са дадени научните приноси на дисертацията и публикациите върху които е базирана.

2. Електромагнитни моменти

2.1 Електромагнитно поле, разложение по мултиполи, ЕМ моменти

Голяма част от информацията, която знаем за атомните ядра идва от изучаване на взаимодействието им с околната среда чрез електромагнитно взаимодействие. Силното ядрено взаимодействие е отговорно за разпределението и движението на нуклоните в ядрото, докато електромагнитното взаимодействие може да се разглежда като малка пертурбация, която не променя много обекта, който изследваме и дори да се пренебрегне в някои случаи, например при сравняване на свойствата на огледални ядра.

Най-лесният начин да се изследват ядрата чрез електромагнитно взаимодействие е да се изследва взаимодействието на разпределението на заряда или токовете в ядрото с известно външно статично поле. За удобство може да се дефинира различен електромагнитен мултиполен момент свързан с конкретна пространствена зависимост на зарядите и токовете в ядрото [16], [17]. Електричен монополен момент – зависимост $\sim 1/r^2$ съответства на електричното поле създадено от заряда на ядрото. Диполен (първи) момент – зависимост $\sim 1/r^3$. Квадруполен (втори) момент – зависимост $\sim 1/r^4$. и т.н. Магнитните мултиполни момента се дефинират по аналогичен начин с изключение на магнитния монополен момент, който доколкото е известно не съществува, т.е. няма магнитни „заряди“.

Друго ограничение върху мултиполните моменти идва от симетриите на ядрото и е свързано с четността на ядреното състояние. Всеки електромагнител мултипол има четност, която се определя от поведението на съответния оператор при смяна $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Четността на електричните моменти е $(-1)^l$, а на магнитните е $(-1)^{l+1}$, където l е порядъка на оператора – $l = 0$ за монопол, $l = 1$ за дипол, $l = 2$ за квадрупол и т.н. Електромагнитният мултипол се пресмята като очаквателната стойност на съответния оператор \hat{M} за определеното ядрено състояние Ψ чрез $\langle \Psi | \hat{M} | \Psi \rangle \sim \int \Psi^* \hat{M} \Psi d^3 r$. Ако \hat{M} има четност -1 то подинтегралната функция е нечетна спрямо координатите и интеграла е нула. От тук следва, че електрични моменти съществуват само за четно l , а магнитни за нечетно l . Ненулеви мултиполи са E_0 ($l = 0$) – електричен монопол (заряда на ядрото), M_1 ($l = 1$) – магнитен дипол, E_2 ($l = 2$) – електричен квадрупол, M_3 ($l = 3$) – магнитен октопол, E_4 ($l = 4$) – електричен хексадекапол и т.н. Ефектите от мултиполите от висок порядък намаляват много бързо с увеличаване на порядъка.

2.2 Магнитен диполен момент

В класическата механика магнитния момент на магнитен дипол (малък затворен контур по който тече ток) е векторна характеристика на магнитните му свойства и се дефинира като векторно произведение на ток и площта му. При движение на заредена частица с маса m и заряд e по окръжност магнитният момент може да се пресметне като

$$|\vec{\mu}| = \frac{e}{2m} |\vec{l}|, \quad (1)$$

където $|\vec{l}|$ е класическият ъглов момент (момент на импулса) на частицата. В квантов режим ненулева стойност има само $|\vec{l}_z| = m_l \hbar$ при $m_l = l$ и магнитният момент се представя като

$$\mu = \frac{e \hbar}{2m} l. \quad (2)$$

Коефициентът $e \hbar / 2m$ се нарича ядрен магнетон при $m = m_p$ и магнетон ана Бор за електронни маси. Стойностите им са $\mu_N = 5,05084 \times 10^{-27} \text{ J/T}$ и $\mu_B = 9,27408 \times 10^{-24} \text{ J/T}$. Вижда се, че $\mu_N \ll \mu_B$ поради разликите в масите и ядрения магнетизъм има много по-малък ефект от атомния.

Експериментално магнитния диполен момент на всяко ядро с ненулев спин може да се представи във вида:

$$\mu = g I \mu_N, \quad (3)$$

Където g се нарича ядрено жиромагнитно отношение или g -фактор, а I е пълния ъглов момент на ядреното състояние в единици \hbar .

Има два източника:

1) орбиталния момент на протоните (заредени частици) в ядрото генерира затворени токове и съответно магнитно поле. Сравнявайки формули (2) и (3) можем да запишем, че във този случай орбиталния магнитен момент е $\mu_l = g_l l \mu_N$, като за протони $g_l^\pi = 1$, а за неутрони, които нямат заряд $g_l^v = 0$.

2) собствения спин на нуклоните $s = 1/2$ също генерира магнитно поле и по аналогия $\mu_s = g_s s \mu_N$. Съгласно теорията на Дирак стойностите на спиновия g -фактор трябва да са съответно $g_s^\pi = 2$ и $g_s^v = 0$. Реалните измерени стойности на свободни нуклони се отличават съществено от теоретичните $g_s^\pi = 5,5856912$ (22) и $g_s^v = -3,8260837$ (18) [18], [19] т.к. нуклоните не са точкови частици, а се състоят от

кварки. Също така могат да се наблюдават различни ефективни стойности, дължащи се на взаимодействието между нуклоните в ядрото, осъществяващо се с обмен на мезони.

Магнитният диполен оператор може да се запише като сума по всички нуклони в ядрото от две части [20]:

$$\vec{\mu} = \sum_{k=1}^A g_l^{(k)} \vec{l}_{(k)} + \sum_{k=1}^A g_s^{(k)} \vec{s}_{(k)}, \quad (4)$$

където $\vec{l}_{(k)}$ и $\vec{s}_{(k)}$ са орбиталния и спиновия ъглови моменти за k -тия нуклон.

Магнитният момент може да се пресметне като очаквателна стойност на z -компонентата на оператора в магнитно под-състояние с $M = I$. Ако дефинираме вълновата функция на ядрено състояние със спин I и магнитно под-състояние M като $|IM\rangle$ то магнитният момент се дефинира като

$$\mu = g I \mu_N = \langle II | \vec{\mu}_z | II \rangle \quad (5)$$

Прилагайки теоремата на Вигнер-Екарт и отчитайки стойностите на коефициентите на Клебш-Гордън, които са ненулеви само при $2I \geq 1$ може да се покаже, че ядрени състояния със спин 0 нямат магнитен диполен момент. Такива са например четно-четните ядра в които всички нуклони са сдвоени.

При едночастично приближение на слоестия модел можем да разгледаме нечетно ядро с един несдвоен протон или неутрон. В този случай свойствата на ядрото ще се определят само от този несдвоен нуклон, а останалите, сдвоени до спин $I=0$ двойки няма да оказват влияние.

При наличие на спин-орбитално взаимодействие се запазва пълния момент $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ и можем да запишем уравнение (4) във вида

$$\vec{\mu} = \mu_N \sum_{k=1}^A (g_l^{(k)} \vec{j}_{(k)} + (g_s^{(k)} - g_l^{(k)}) \vec{s}_{(k)}), \quad (6)$$

и да получим, че $\mu = \mu_N [g_l j + (g_s - g_l) \langle s \rangle]$. Стойността на $\langle s \rangle$ може да се пресметне, като се отчете връзката между l и s [18]:

$$\langle s \rangle = \frac{j}{2j(j+1)} [j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)] \hbar. \quad (7)$$

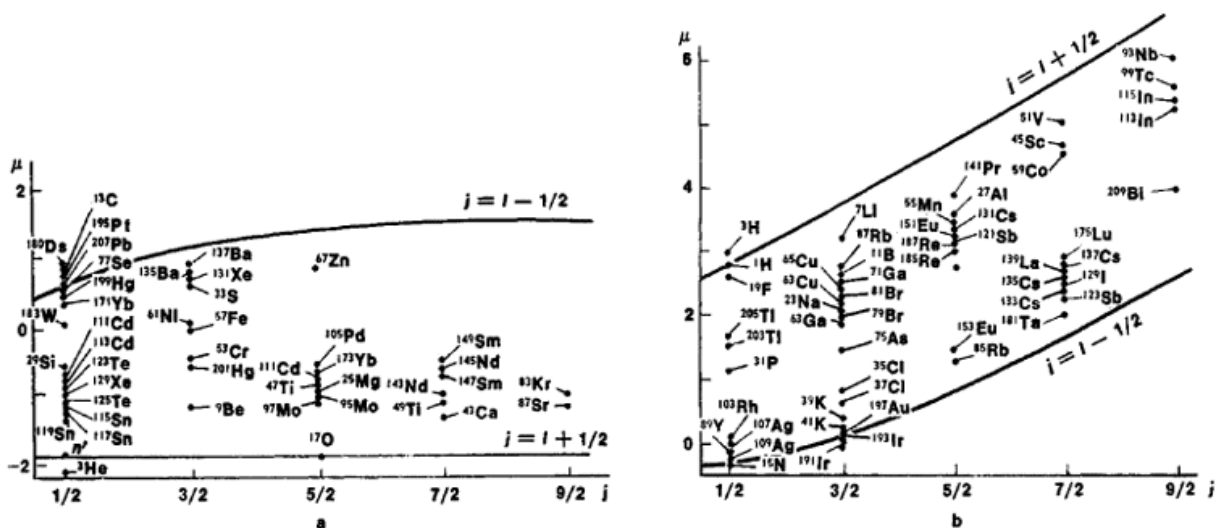
Така в два случая за магнитните диполни моменти получаваме:

$$\mu = \mu_N \left\{ \begin{array}{l} (j - \frac{1}{2})g_l + \frac{1}{2}g_s \\ \frac{j}{j+1} [(j + \frac{3}{2})g_l - \frac{1}{2}g_s] \end{array} \right\} \quad \text{за} \quad \begin{array}{l} j = l + \frac{1}{2} \\ j = l - \frac{1}{2} \end{array} \quad (8)$$

или ако преобразуваме:

$$\mu = \mu_N [g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2l+1}] \times j \quad \text{за} \quad j = l \pm \frac{1}{2} \quad (9)$$

Тези стойности на магнитните моменти се наричат стойности на Шмид. Кривите на зависимостта им от j се наричат линии на Шмид, като графично се представят като непрекъснати линии, въпреки дискретните стойности на j (Фигура 1).



Фигура 1: Диаграми на Шмид на магнитния момент като функция на ъгловия момент за (ляво) ядра с нечетен брой протони и (дясно) ядра с нечетен брой неутрони. Точките са експериментално измерените стойности. Плътните линии са линиите на Шмид пресметнати съгласно формула (8).

Вижда се, че повечето реални стойности на магнитните моменти не лежат на линиите на Шмит. Добро съвпадение се получава само близки до двойно магичните ядра, при които едночастичното приближение с инертна ядка е най-добро. В останалите случаи може да се наблюдава принос от възбуждания на ядката (поляризация) или смесване на ядрените конфигурации [21], [22], [23]. Друга причина за отклоненията от линиите на Шмид е, че при изчисляването им са използвани стойностите на g -факторите за свободни нуклони. Когато нуклона е вътре в ядрото ядрените сили на взаимодействие между тях ще доведат до изменение на виртуалните мезонни токове и следователно до изменение на магнитното поле. Тези ефекти могат да се отчетат чрез въвеждане на ефективни g -фактори.

Нека сега разгледаме случай при който имаме ядро състоящо се от ядка със $I_c=0$ и две частици със спин I_1 и I_2 и g-фактори съответно g_1 и g_2 , които зависят от структурата и конфигурацията на двете частици и могат да включват взаимодействие с ядката. Ако пренебрегнем взаимодействието между двете частици магнитният момент на състояние $|IM=I\rangle$ с пълен ъглов момент $\vec{I}=\vec{I}_1+\vec{I}_2$ може да се запише (в единици μ_N) като

$$\mu = gI = \langle II | gI_z | II \rangle = \langle II | g_1 I_{1z} + g_2 I_{2z} | II \rangle. \quad (10)$$

Чрез формулата на Ланде [24] можем да запишем магнитния момент и g-фактора на системата като:

$$\mu = \frac{\langle II | g_1 \vec{I}_1 \cdot \vec{I} + g_2 \vec{I}_2 \cdot \vec{I} | II \rangle}{I(I+1)} \langle II | I_z | II \rangle \quad (11)$$

$$g = \frac{\langle II | g_1 \vec{I}_1 \cdot \vec{I} + g_2 \vec{I}_2 \cdot \vec{I} | II \rangle}{I(I+1)}$$

За да пресметнем матричните елементи $\vec{I}_1 \cdot \vec{I}$ и $\vec{I}_2 \cdot \vec{I}$ на използваме връзката между I , I_1 и I_2

$$\vec{I}_1 \cdot \vec{I} = \vec{I}_1 \cdot (\vec{I}_1 + \vec{I}_2) = \vec{I}_1^2 + \vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2$$

$$\vec{I}^2 = (\vec{I}_1 + \vec{I}_2)^2 = \vec{I}_1^2 + \vec{I}_2^2 + 2\vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2 \quad (12)$$

$$\vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2 = \frac{1}{2}(\vec{I}^2 - \vec{I}_1^2 - \vec{I}_2^2)$$

От където получаваме

$$\vec{I}_1 \cdot \vec{I} = \frac{1}{2}(\vec{I}^2 + \vec{I}_1^2 - \vec{I}_2^2) \quad (13)$$

$$\vec{I}_2 \cdot \vec{I} = \frac{1}{2}(\vec{I}^2 + \vec{I}_2^2 - \vec{I}_1^2)$$

Заместваем във формула (11) и получаваме формула за сумиране g-фактори:

$$g = \frac{g_1 [I(I+1) + I_1(I_1+1) - I_2(I_2+1)]}{I(I+1)} + \frac{g_2 [I(I+1) + I_2(I_2+1) - I_1(I_1+1)]}{I(I+1)} = \quad (14)$$

$$= \frac{1}{2}(g_1 + g_2) + \frac{1}{2}(g_1 - g_2) \frac{I_1(I_1+1) - I_2(I_2+1)}{I(I+1)}$$

Може да се отбележи, че ако двете частици 1 и 2 имат една и съща стойност на g -фактора и еднакъв спин, например два несдвоени нуклона на една и съща орбитала, то втората част на формула (14) става равна на нула и g -фактора на тази конфигурация не зависи от пълния спин на системата. Отклонение от формулата може да се очаква, когато двете частици нямат точно определена конфигурация.

2.3 Взаимодействие на магнитен дипол с външно магнитно поле

Нека разгледаме поведението на ядро (или спин-ориентиран ядрен ансамбъл) поставено във външно магнитно поле \vec{B} . Взаимодействието на ядрения спин с магнитното поле ще доведе до премахване на изродеността на енергията на различните магнитни под-състояния. Разликата в енергиите на различните под-състояния се дава с хамилтониана на Зеeman [25]:

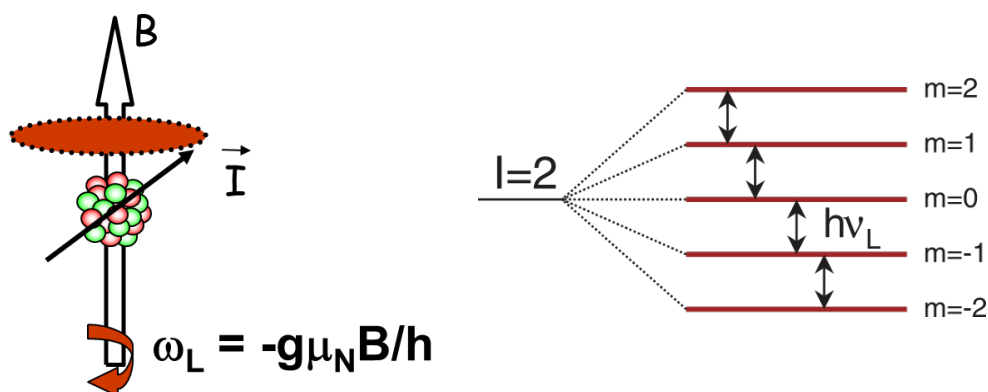
$$H = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \omega_L \hbar \vec{I}, \quad (15)$$

Където ω_L се нарича Ларморова честота и

$$\omega_L = -\frac{g \mu_N}{\hbar} \vec{B}. \quad (16)$$

От полу-класическа гледна точка можем да си представим процеса като въртене на вектора на ядрения спин (или вектора на ориентация на ядрен ансамбъл) около вектора на магнитното поле с честота ω_L . Разликата в енергиите между нивата с различно магнитно число е $E_m = -\hbar \omega_L m$.

Зависимостта на Ларморовата честота от g-фактора на ядреното състояние се използва в някои от експерименталните методи за определяне на g-фактори, като метода на ВремеЗависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD – Time Dependent Perturbed Angular Distribution), използван в тази работа.



Фигура 2: Ядро във външно магнитно поле

2.4 Методи за измерване на магнитен диполен момент

Най-ранните измервания стартират на магнитни моменти през 50-те години на миналия век, когато са измерени ядрените магнитни моменти на много стабилни ядра чрез метода на ядрения магнитен резонанс (NMR – nuclear magnetic resonance), метод, който се използва в момента в медицинската диагностика (MRI – magnetic resonance imaging – магнитно-резонансна томография).

Има повече от 40 различни метода за измерване на магнитен диполен момент в зависимост от времето на живот на ядреното състояние (от пикосекунди до стабилни), спин, начините на създаване на ориентиран ядрен ансамбъл, хмични свойства, начините на раждане на ядрото (вида на реакцията) и начините му на разпад [9], [26]. Разработват се нови методи или се адаптират вече съществуващите с цел да се изследват ядрените състояния, които могат да бъдат заселени в съвременните лаборатории работещи с радиоактивни йонни снопове.

Едно от основните изисквания при повечето методи за измерване на магнитния момент е да имаме спин-ориентиран ядрен ансамбъл. Такава ориентация може да се получи по няколко начина. Основно те са разделени на две групи:

- а. ориентация получена от механизма на реакцията чрез която е създадено ядреното състояние, което изследваме;
- б. ориентация на ядреното състояние чрез взаимодействие със околната среда след създаването му.

Измерване на ядрени моменти на екзотични кратко-живущи състояния с период на полуразпад между 100 ns до 100 ms изисква бързи методи за раждане, селектиране и ориентиране на спина на ядрата. При някои от ядрените реакции по принцип се получава ориентиран сноп и те са подходящи при селектиране на нивата в полет (IF selection method), като изискването е да се запази получената ориентация в този процес.

Голяма част от високоспиновите изомери, които са изследвани, в областта около стабилните и протонно-богатите ядра, са създадени в реакция на сливане с изпарение при която спиновете на изомерните състояния са ориентирани предимно перпендикулярно на оста на снопа и се създава сплеснато- (oblate) подреден спинов ансамбъл с ос на подреждане по оста на снопа [19]. В реакциите на кулоново възбуждане също се създава значителна ориентация на спина [27], [28]. Други реакции, подходяща за заселване на неутронно-богати ядра са реакция на фрагментация и на разцепване на налитащата частица при средни и релативистки енергии. При тези

реакции получената ориентация зависи от импулса на фрагмента [13], [12]. При средни енергии могат да се използват и реакции на трансфер или захват на нуклон.

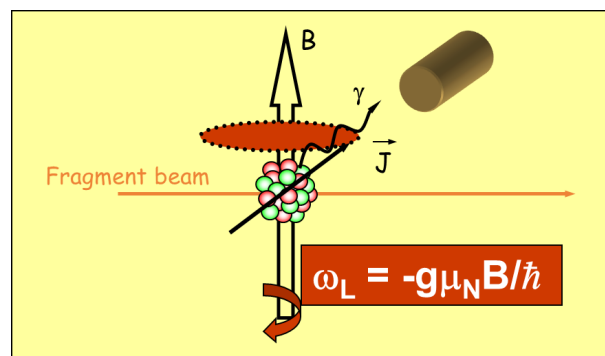
Ако реакцията не произвежда спин-ориентиран ансамбъл от ядра това може да се направи в последствие например чрез метод на оптичното напмпване [29], [30] при който се използва взаимодействието между ядрения и електронния спинове. Првоначалното ориентиране на електронните спинове води до ориентиране и на ядрените. Друг вариант, подходящ за сравнително дългоживущи състояния, е нискотемпературна ядрена ориентация (LTNO) [31], при който ядрата се имплантират във феромагнитна среда, която се охлажда до много ниски температури от порядъка на mK и се поставя във външно магнитно поле (0,01–0,1 T), необходимо за да ориентира вътрешното поле (10-100 T). Взаимодействието с това поле ще доведе до поляризация на ядрения ансамбъл.

Създадени са и методи, специално пригодени за работа с краткоживущи релативистки радиоактивни снопове, които не могат да бъдат спрени и имплантирани в конкретна среда и измерванията трябва да се осъществяват в полет. Например метода на наклонените фолиа [32], при който се използва взаимодействието между атомия и ядрения спин при преминаване на ядрото през поредица от фолиа; метод на преходното поле (transient field – TF) [33], [34], (recoil in vacuum – RIV) [35] и (Time-Differential Recoil-in-Vacuum – TDRIV) [36], [37].

2.5 Метод на времезависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD)

Методът на времезависимото смутено ъглово разпределение (Time Dependent Perturbed Angular Distribution – TDPAD) е един от първите използвани за измерване на магнитни моменти на изомерни състояния. Базиран е на взаимодействието на магнитния момент на ориентиран ядрен ансамбъл с външно магнитно поле и регистрацията на промяната в ъгловото разпределение на излъчването при разпада на изомера, което предизвиква. [8]

Методът може да се използва при изомерни състояния с времена на живот между 10 ns и до около 100 μ s. Долната граница се определя от факта, че периода на Ларморовата прецесия трябва да е по-малък, или от порядъка на времето на живот, което изисква силни магнитни полета от порядъка на 1 T за да се постигне достатъчно бърза прецесия при краткоживущите изомери. Друго ограничение е, че регистрирането на γ -радиацията, излъчена при разпада, изисква използването на свръх-чисти Ge детектори, които имат типична времева резолюция при оптимални условия около 10 ns. Горната граница се определя от спин-спинови и спин-решетъчни ефекти на релаксация, които предизвикват намаляване и загуба на спиновата ориентация и дефазирание на прецесията на ядрата.



Фигура 3: Схема илюстрираща разположението магнитното поле – перпендикулярно на разнината на детекторите и снопа.

Нека разгледаме изомерно ядрено състояние, заселено и спин-ориентирано от ядрена реакция. Оста на симетрия на подреденият ядрен ансамбъл е паралелна на посоката на снопа. Ъгловото разпределение на γ -лъчите, излъчени при разпада на изомерното състояние е анизотропно при пълен ъглов момент $I \geq 1$. По-детайлно вида на разпределението зависи от ядреното подреждане, от спина на нивата (начално и крайно) и мултиполността на излъчената радиация*.

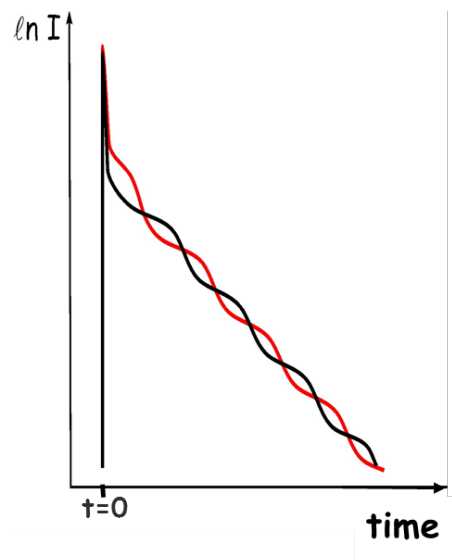
Нека приемем, че сме приложили външно магнитно поле във вертикално направление, перпендикулярно на оста на ориентация, която е хоризонтална (и съвпада с оста на снопа), което е типичния случай при TDPAD експериментите. Това поле ще предизвика прецесия на ъгловия магнитен момент с Ларморова честота. Това ще доведе до въртене на ъгловото разпределение на излъчването около магнитното поле, със същата честота. Така интензивността на излъчването, регистрирана в хоризонтална равнина, на ъгъл θ спрямо оста на снопа ще зависи от времето по закона:

$$I(t, \theta, B) = I_0 e^{-t/\tau} W(t, \theta, B), \quad (17)$$

Където I_0 е интензитетът в момент t_0 , моментът когато е приложено магнитното поле, τ е времето на живот на изомера, а $W(t, \theta, B)$ е функцията на смутеното ъглово разпределение. В случай на аксиално симетричен ансамбъл функцията на ъгловото разпределение * може да се запише като:

$$W(t, \theta, B) = \sum_k B_k A_k(\gamma) P_k[\cos(\theta - \omega_L t - \alpha)], \quad (18)$$

където B_k са ориентационните параметри, зависещи от степента на подреждане, получено в ядрената реакция, A_k коефициенти на ъгловото разпределение, зависещи от спина на излъчващото състояние и мултиполността на излъчената радиация, а α е ъгълът между оста на ориентация и на снопа, P_k са полиноми на Лежандр. От закона за запазване на четността следва, че k взема само четни стойности. В повечето случаи $A_k B_k$ е пренебрежимо малко при $k \geq 4$ и се използва приближение в което участват само членовете от втори порядък $A_2 B_2$.



Фигура 4: Интензитет на излъчването на позиции θ и $\theta + 90^\circ$

Нека разгледаме 2 детектора на позиции θ и θ_1 . Дефинира се отношението между разликата и сбора на интензивностите в двете направления:

$$R(t, \theta, \theta_1, B) = \frac{I(t, \theta, B) - \varepsilon I(t, \theta_1, B)}{I(t, \theta, B) + \varepsilon I(t, \theta_1, B)}, \quad (19)$$

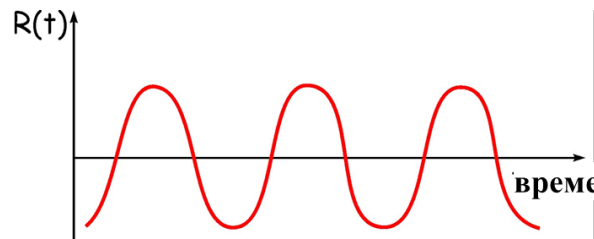
където ε е относителната ефективност на двата детектора. Вижда се, че тази функция няма да зависи от времето на живот на изомера.

Обикновено при TDPAD измерванията се използват 2 детектора на позиции θ и $\theta_1 = \theta + 90^\circ$. След заместване на уравнения (18) в (19) за $k = 4$ при тази геометрия получаваме:

$$R(t, \theta, B) = \frac{[\frac{3}{2} A_2 B_2 + \frac{5}{8} A_4 B_4] \cos[2(\theta - \omega_L t - \alpha)]}{2 + \frac{1}{2} A_2 B_2 + \frac{9}{32} A_4 B_4 + \frac{35}{32} A_4 B_4 \cos[4(\theta - \omega_L t - \alpha)]}. \quad (20)$$

Ако използваме приближението $A_4 B_4 \approx 0$ израза се опростява до

$$R(t, \theta, B) = \frac{3 A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} \cos[2(\theta - \omega_L t - \alpha)]. \quad (21)$$

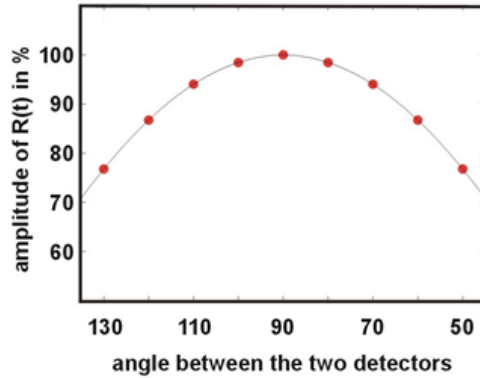


Фигура 5: Общ вид на функцията $R(t, \theta, B)$

Такъв тип функция може да се дефинира и пресметне за произволни ъгли θ и θ_1 , но се избират тези, при които амплитудата на $R(t, \theta, B)$ е максимална. Това е така при описаната по-горе ситуация на $\theta_1 = \theta + 90^\circ$. При увеличаване или намаляване на ъгъла между детекторите може да се покаже, че амплитудата на функцията намалява (Фигура), като при разлика от 180° , заради симетриите на полиноми на Лежандр, ще е нула защото

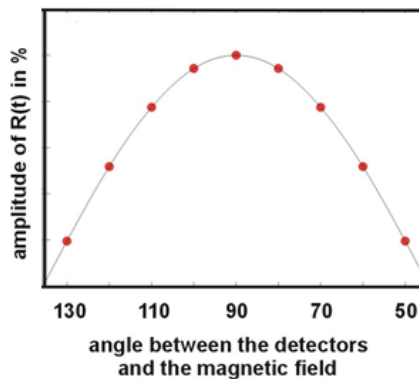
$$I(t, \theta, B) = I(t, \theta + 180^\circ, B). \quad (22)$$

Това позволява спектрите на детектори намиращи се на 180° един спрямо друг да се сумират след съответната корекция по ефективност.



Фигура 6: Амплитуда на $R(t)$ функцията при отклонение от 90° на ъгъла между детекторите. [38]

Изведената формула за $R(t)$ е валидни само при детектори лежащи в хоризонтална равнина, перпендикулярна на направлението на магнитното поле. При отклонение на ъгъла от 90° отново се наблюдава намаляване на амплитудата на $R(t)$.



Фигура 7: Амплитуда на $R(t)$ функцията при отклонение от 90° на ъгъла между детекторите и магнитното поле. [38]

Експериментално определената чрез формула (19) функция може да се фитира с зависимостта (21) и да се определи Ларморовата честота и следователно и g-фактора на изомерното състояние.

Възможно е и да се дефинира $R(t)$ функция за едно и също направление (използвайки само един детектор), но за две противоположни посоки на магнитното поле – нагоре и надолу. За детектор на произволен ъгъл θ получаваме:

$$R(t, \theta, \pm B) = \frac{3 A_2 B_2 \sin(2\theta) \sin(2\omega_L t)}{4 + A_2 B_2 + 3 A_2 B_2 \cos(2\theta) \cos(2\omega_L t)}, \quad (23)$$

като при извода на тази формула за улеснение сме работили в случая на $\alpha = 0$. Използвайки такъв тип функция се елиминират някои ефекти свързани с работата и ефективността на детекторите, които могат да доведат до систематични грешки.

Важен въпрос при използване на TDPAD метода е определянето на началната фаза α – ъгълът между оста на ориентация и на снопа в началния момент $t = 0$, който е допълнителен параметър на фита и също може да зависи от g-фактора.

В случая на използване на реакция на сливане с изпарение изследваните изомери остават имплантирани в мишената в която са произведени и ориентационната ос съвпада с оста на снопа ($\alpha = 0$). В някои случаи изомерното състояние трябва да се транспортира през мас-сепаратор до мястото на прилагане на магнитното поле (имплантация във вторична мишена), като например при реакции на фрагментация на налитащата частица, Тогава магнитният момент ще взаимодейства с магнитното поле на диполните магнити в спектрометъра и ъгъла между ориентационната ос и снопа на изхода на спектрометъра ще се промени. Може да се покаже [39], че ъгъла зависи от големината и знака на g-фактора, посоката на магнитното поле на диполните магнити, заряда и масата на снопа.

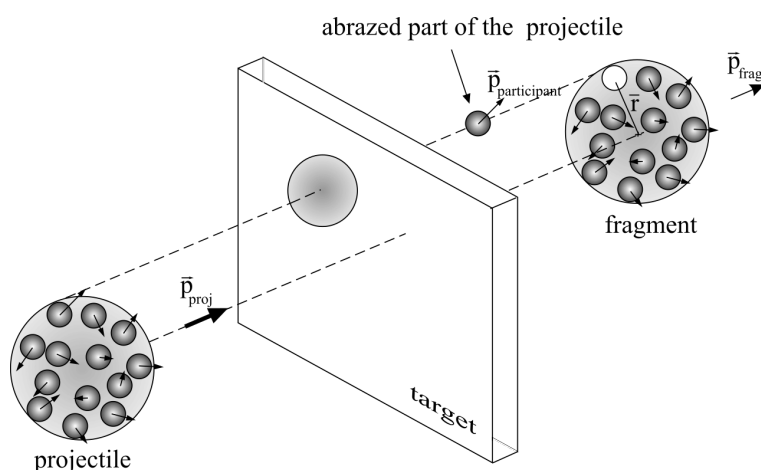
3. Реакции на фрагментация при релативистки енергии

Изучаването на неутронно-богати ядра чрез реакции на фрагментация на налитащата частица има както предимства, така и недостатъци. Предимствата са, че се заселват ядра далеч от линията на бета стабилност, могат да се заселят голямо количество ядра едновременно, които при процес на разделяне в мас-сепаратор да се идентифицират прецизно ядро по ядро. Времето за преминаване на йоните през сепаратора, от мишената в която са създадени, до експерименталната установка, където се изследват, поставя лимит на времето на живот на ядрените състояния, които могат да се изследват. Това време обикновено е между десетки и стотици наносекунди.

При изучаване на магнитни моменти на ядрата друго предимство на тази реакция е, че при нея се получава спин-ориентиран ядрен ансамбъл [40], [41], необходим за използвания метод за измерване.

3.1 Механизъм на реакцията

При реакция на фрагментация на налитащата частица имаме ядро, което се удря в мишена с енергия обикновено от няколко десетки MeV/u до няколко GeV/u. Като резултат от реакцията получаваме фрагмент, който е част от налитащото ядро и няколко отделени нуклона. Заради голямата маса на налитащите ядра те не се сливат с ядрата на мишената, както при реакции на сливане с изпарение. В зависимост от енергията имаме два режима на протичане на реакцията – при междинни енергии от 30 MeV/u до 200 MeV/u [42] и при релятивистки енергии от 200 MeV/u до няколко GeV/u . При по-ниски енергии реакцията се характеризира като трансферна.



Фигура 8: Схема на реакция на фрагментация (взета от [40]). Отбелязани са импулса на налитащата частица \vec{p}_{proj} , импулса на отнетите нуклони („участник“) \vec{p}_{part} , импулса на фрагмента „наблюдател“ \vec{p}_{frag} и радиус-вектора между центъра на фрагмента и отнетата част преди реакцията.

При релятивистки енергии реакцията може да се опише чрез прост модел наречен участник-наблюдател (participant-spectator model) [43][44][45][46], също така наричан abrasion-ablation модел (отнемане – изпарение на нуклони). В рамките на този модел експериментално наблюдаваната ориентация на спина може да се обясни качествено, на базата на прости кинематични аргументи [47][48]. В този модел заради високата скорост на снопа се предполага, че се осъществява само периферно взаимодействие между ядрата от снопа с тези от мишената. В това взаимодействие от страна на налитащото ядро участват само част от нуклоните, наречени „участник“, намиращи се в зоната на припокриване между налитащото ядро и ядро от мишената. Те се отнемат от ядрото. Движението на останалата част от нуклоните, наречени „наблюдател“, не се променя и той отлита от мишената със скорост близка до тази на началния сноп и много малко ъглово отклонение. В следващата част от процеса частта

от налитания нуклон „наблюдател“ сменя възбудеността си чрез изпарение на нуклони и/или разцепване до получаване на крайния фрагмент. Ориентацията на спина на фрагмента е в резултат на предадения орбитален ъглов момент в първата фаза на реакцията.

Ако фрагментите се регистрират симетрично на малки ъгли около началното направление на снопа аксиалната симетрия на реакцията се запазва и спина на фрагментите е ориентиран в едно направление [12],[48],[49]. Ако се изберат фрагменти под ъгъл се получава спинова поляризация [47],[50],[51]. И двата случая добива на реакцията е функция на надлъжния импулс на фрагментите. Тази зависимост е Гаусова и се нарича още и разпределение на Голдхабер [52] – $\exp(-p^2/2\sigma^2)$. Позицията на максимума се определя от началния импулс, а ширината е

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{A_f(A_p - A_f)I(A_p - 1)}, \quad (24)$$

където A_f и A_p са масите на фрагмента и на налиташката частица, а $\sigma_0 \approx 90$ MeV/c [52].

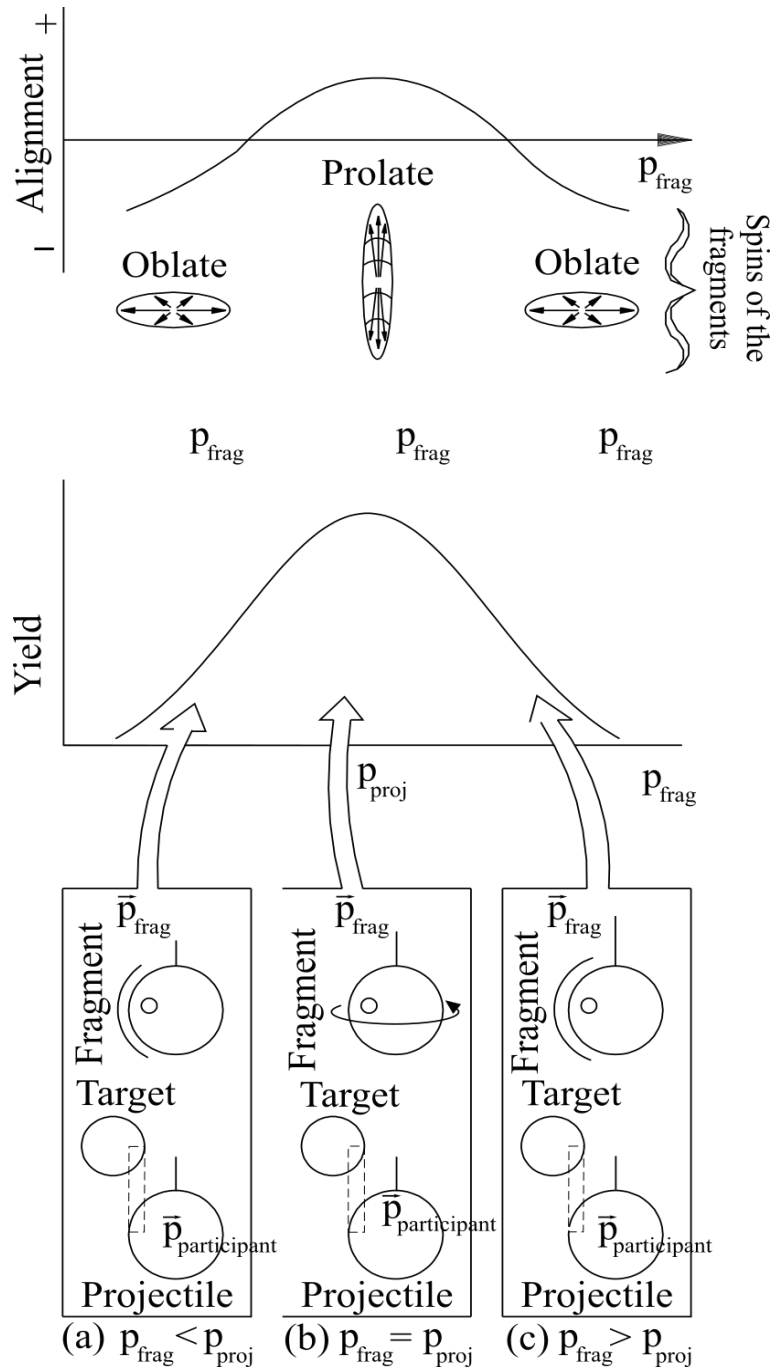
За да изследваме каква е ориентацията на ядрения ансамбъл нека приложим закона за запазване на момента и момента на импулса за частиците преди и след реакцията:

$$\begin{aligned} \vec{p}_{before} = \vec{p}_{after} &\Rightarrow \vec{p}_{proj} = \vec{p}_{frag} + \vec{p}_{part} \\ \vec{I}_i = \vec{I}_{frag} + \vec{l}_{react} &\Rightarrow \vec{0} = \vec{I}_{frag} + \vec{r} \times \vec{p}_{part} \end{aligned} \quad (25)$$

където \vec{r} и \vec{p}_{part} са радиус-вектора и импулса на „участника“.

Големината на ориентацията е положителна (издължена, prolate) при $p_{frag} = p_{proj}$ и намалява и става отрицателна (сплескана, oblate) с отдалечаването от p_{proj} от p_{frag} (Фигура 9). В първия случай (Фигура 9а) импулса на „участника“ е успореден на импулса на налиташката частица и това води до намаляване на импулса на фрагмента $|\vec{p}_{frag}| < |\vec{p}_{proj}|$. Ъгловият момент отнет от налиташката частица е $\vec{r} \times \vec{p}_{part}$ и съответно е създаден ъглов момент $\vec{I}_f = -\vec{r} \times \vec{p}_{part}$, който е перпендикулярен на оста на снопа. Това увеличава отрицателната ориентация т.к. \vec{I}_f е перпендикулярен на оста на симетрия. Аналогично имаме същата ситуация при $|\vec{p}_{frag}| > |\vec{p}_{proj}|$ (Фигура 9b).

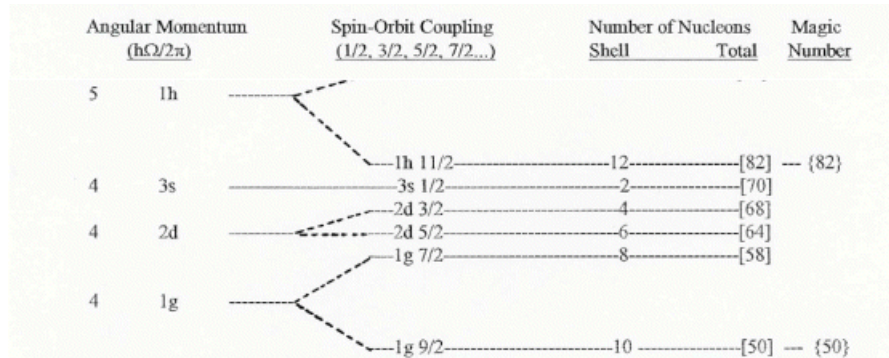
В случая когато $p_{proj} = |\vec{p}_{proj}|$ импулса на отнетите нуклони е перпендикулярен на импулса на снопа и $\vec{r} \times \vec{p}_{part}$ е успореден на оста на снопа. Това увеличава положителната ориентация (Фигура 9c).



Фигура 9: Качествено описание на получаването на подреждане на спина при реакция на фрагментация[48].Разгледани са три случая (a) $|\vec{p}_{\text{frag}}| < |\vec{p}_{\text{proj}}|$, (b) $|\vec{p}_{\text{frag}}| \simeq |\vec{p}_{\text{proj}}|$ и (c) $|\vec{p}_{\text{frag}}| > |\vec{p}_{\text{proj}}|$. На фигурата $p_{\text{frag}} = |\vec{p}_{\text{frag}}|$ и $p_{\text{proj}} = |\vec{p}_{\text{proj}}|$ са надлъжните проекции на импулса на двете компоненти. (взета от[40]).

4. Експеримент

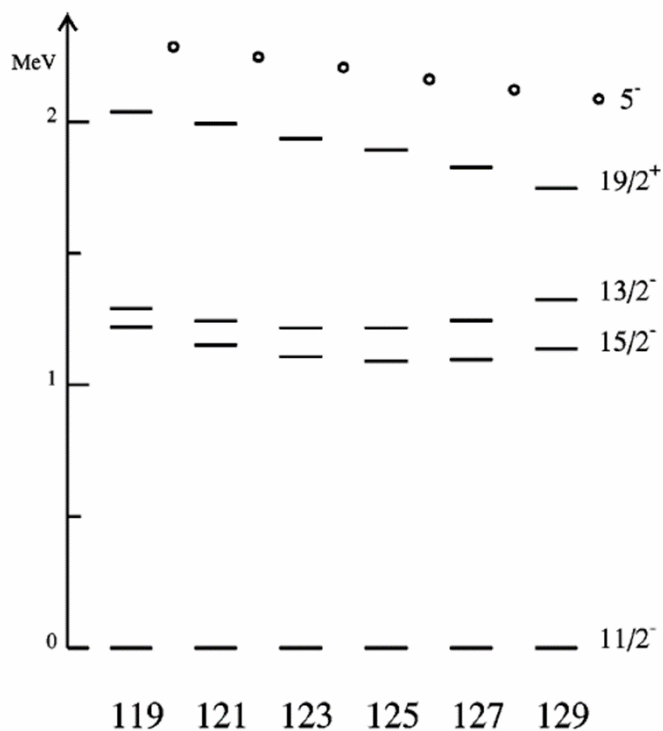
Целта на експеримента е да се измери g -фактора и степента на ориентация, получена при заселване в реакция на фрагментация на налитащата частица, на изомерното състояние със спин $I^\pi = 19/2^+$ ($E = 1827$ keV, $T_{1/2} = 4,5(3)$ μ s [5],[6],[7]) в неутронно-богатото ядро ^{127}Sn .



Фигура 10: Схема на орбиталите под затворения слой $N = 82$ (взета от [53])

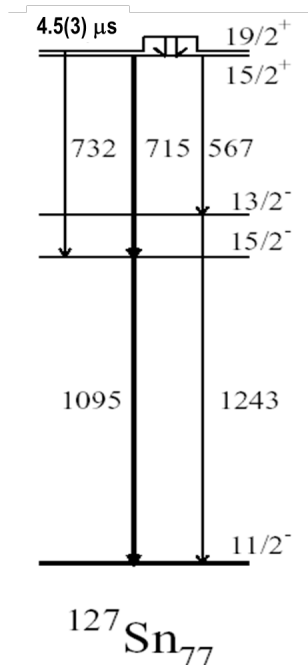
^{127}Sn се намира близо до двойномагичното ядро $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$. Конфигурациите на изомерните състояния на Sn под затворения слой $N = 82$ се състоят от неутронни дупки на орбитали $d_{3/2}$, $h_{11/2}$ и $s_{1/2}$. Измервания на g -фактори на ядрени състояния на които е приписана чиста едночастична конфигурация дават експериментални стойности $g(d_{3/2}) \approx 0,50$, $g(h_{11/2}) \approx -0,24$, а $g(s_{1/2}) \approx -2,1$. За конфигурации, които не са чисти g -факторите ще зависят и смесването между тях.

Наблюдавани са микросекундни изомери със спин $I^\pi = 19/2^+$ в нечетните Sn изотопи с маси между $A = 119$ и $A = 129$ [2]. Спина и четността на тези състояния са приписани на базата на систематика на енергетичните състояния и на сравнение с теоретични пресмятания. Енергиите на възбуждане на $19/2^+$ състоянията са близки до тези на изомерите със спин 5^- в съседните четно-четни Sn изотопи [5] (Фигура 11). На базата на това наблюдение бе предположено, че основната компонента на вълновата функция на $19/2^+$ е $(\nu h_{11/2}^{-1} \otimes 5^-)_{19/2^+}$. Измереният g -фактор на 5^- изомера е $g(5^-) \approx -0,067(13)$ [12], което предполага, че основния принос в неговата вълнова функция има конфигурацията $(\nu s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})_{5^-}$, която има емпиричен (получен на базата на измерените едночастични конфигурации) g -фактор $g(s_{1/2} h_{11/2}) \approx -0,093$. Във вълновата функция може да има малък принос на конфигурация $(\nu d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})_{5^-}$ с емпиричен g -фактор $g(d_{3/2} h_{11/2}) \approx -0,263$.



Фигура 11: Систематика на енергията на 11/2-, 13/2-, 15/2- и 19/2+ нива в $^{119-129}\text{Sn}$. Енергиите са представени по отношение на нисколежащото 11/2- състояние. Кръгчетата съответстват на дву-неутронното състояние 5- в четните Sn ядра [5].

Изомерите $19/2^+$ се разпадат частично чрез слаб M2 преход до състояние $15/2^-$ в изотопите с $A=123 - 127$ (Фигура 13). Това състояние, заедно със състоянията $11/2^-$ и $13/2^-$ се очаква да със сравнително чиста конфигурация $(\nu h_{11/2}^{-3})$. Заради правилата на подбор не може да има M2 преход между състояния с така предложените конфигурации $(\nu s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+}$ или $(\nu d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+}$ и $(\nu h_{11/2}^{-3})_{15/2^-}$. За обяснение на този разпад е предположено наличие на компонента във вълновата функция с конфигурация $(\nu g_{7/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+}$, а прехода може да има мултиполност M2/E3. Пресметнатите емпирични g-фактори за двете предложени конфигурации са различни $g(\nu s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+} \approx -0,156$, а $g(\nu g_{7/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+} \approx -0,23$ и е необходимо експериментално измерване за да се потвърди предположението и големината на смесването.



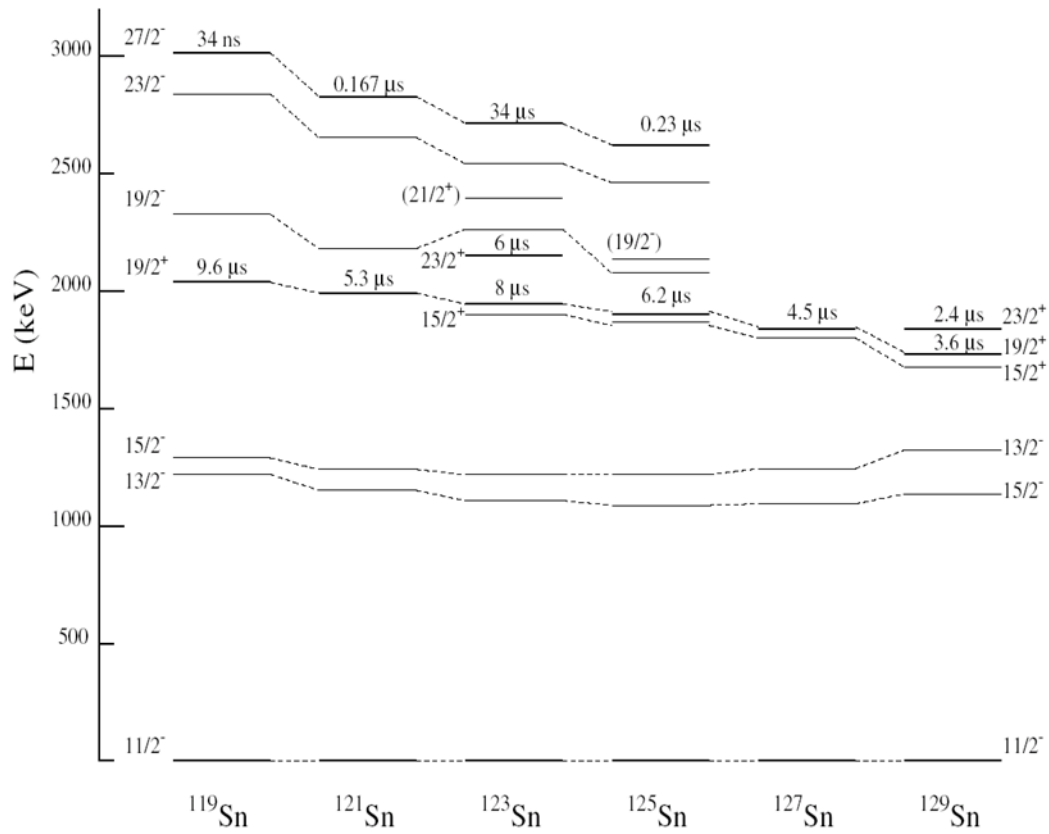
Фигура 12: Частична схема възбудените състояния на ^{127}Sn под $19/2^+$ изомера [5].

Таблица 1: Стойностите на g-факторите за различните конфигурации

| едночастични конфигурации | g_{exp} | конфигурация на $19/2^+$ | g_{emp} |
|---------------------------|------------------|--|------------------|
| $(\nu 1 h_{11/2}^{-1})$ | -0,242(1) [54] | | |
| $(\nu 3 s_{1/2}^{-1})$ | -2,05 [26] | $(\nu 3 s_{1/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,156 |
| $(\nu 2 d_{3/2}^{-1})$ | +0,505(3) [54] | $(\nu 2 d_{3/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,266 |
| $(\nu 2 d_{5/2}^{-1})$ | -0,432(2) [55] | $(\nu 2 d_{5/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,241 |
| $(\nu 1 g_{7/2}^{-1})$ | +0,159(3) [26] | $(\nu 1 g_{7/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,230 |

Изомера $19/2^+$ се разпада с най-голяма вероятност чрез преходи с енергия 715 keV (смесен E1/M2) и 1095 keV (чист E2 преход). По-слабите преходи са с енергии 732 keV (чист M2), 567 keV и 1243 keV. За тези преходи коефициентите на ъглово разпределение на излъчването A_2 са дадени в таблицата [56]:

| | | |
|------------------------------------|-----------------------------------|--|
| $A_2(1095 \text{ keV, E2})= -0.39$ | $A_2(715 \text{ keV, E1})= -0.44$ | |
| $A_2(732 \text{ keV, M2})= -0.37$ | $A_2(715 \text{ keV, M2})= 0.30$ | |

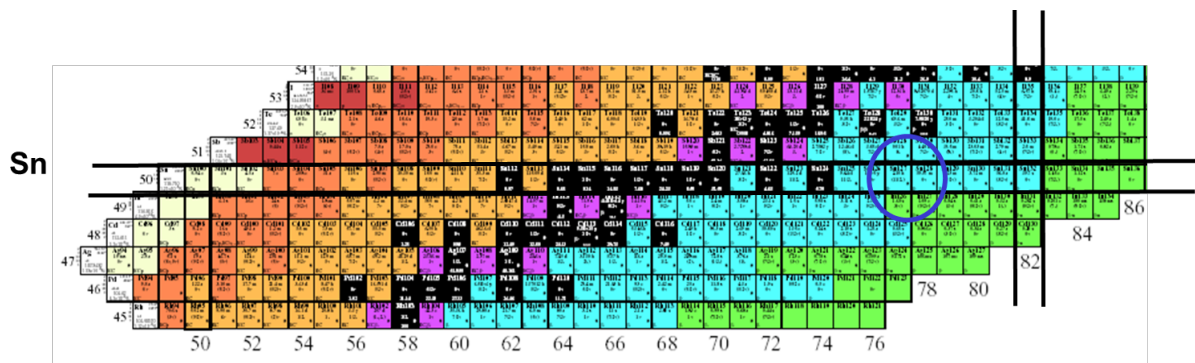


Фигура 13: Систематика на микросекундните изомер на нечетните изотопи на Sn в масовата област $A=119 - 129$.

*

4.1 Описание на експеримента

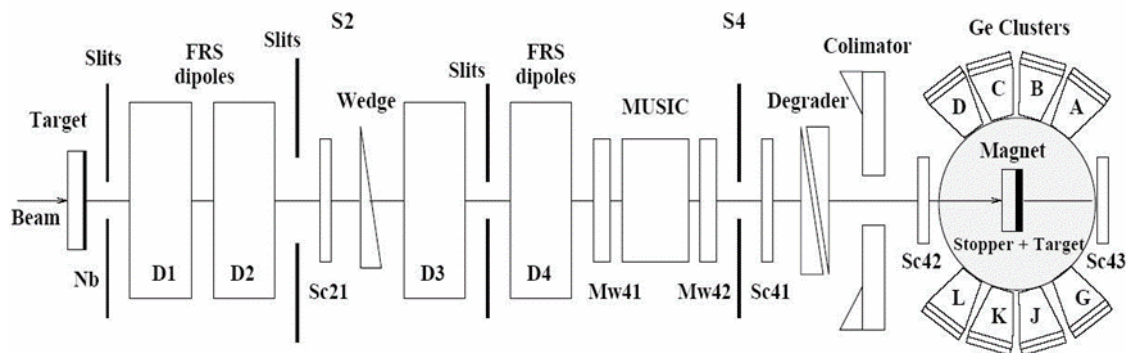
Експериментът е проведен в Център за изследване на тежки йони (GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research), Германия. Неутронно богатите ядра а маси около $A \approx 130$ са заселени в реакция на фрагментация на налитащата частица при релятивистки енергии. Използван е сноп от ^{136}Xe с енергия $E = 600 \text{ MeV/u}$ и тънка мишена от Be с маса 1024 mg/cm^2 . Използва се пулсиращ сноп с интензивност $2 \cdot 10^9$ йона за време 10 s , ускорен в синхротрона за тежко йони (SIS).



Фигура 14: Заселените ядра при реакция на фрагментация на ^{136}Xe с енергия $E = 600 \text{ MeV/u}$ в разглеждания експеримент.

Ориентация на ядрения ансамбъл, получена при реакцията се запазва до точката на имплантиране т.к. поради голямата енергия на основния сноп фрагментите се получават напълно йонизирани. Вероятността за захващане на електрони се увеличава със увеличаване за атомния номер на йоните при еднакви енергии на снопа и намалява с увеличаване на енергията на снопа за еднакви йони. Това ограничава възможността за провеждане на такъв тип експерименти при междинни енергии на основния сноп ($E/A \sim 60 - 100 \text{ MeV}$) до маси $A < 80$. За по-тежки ядра такъв трябва да се използват релятивистки снопове.

Напълно йонизираните йони се разделят и идентифицират с помощта на двустъпков фрагментен сепаратор (FRS) с голяма резолюция и ъгъл на въртене на ориентацията 0° , работещ в стандартен ахроматичен режим [57]. Състои се от четири диполни секции и група от квадруполи и хексаполи за по-добра фокусировка.



Фигура 15: Схема на експерименталната установка. От ляво на дясно: мишена, фрагментен сепаратор състоящ се от магнити и детектори следящи снопа, колиматор, детектори на γ -лъчи, стопер и електромагнит

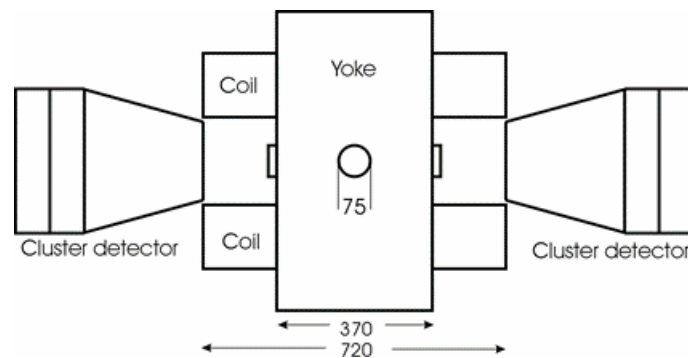
Напречното разпределение на изпулса се измерва чрез позиционно чувствителен сцинтилационен детектор Sc21 във втората фокална равнина S2 на FRS. Времето за прелитане между сцинтилационните детектори Sc21 и Sc24 [58] и магнитната ригидност на снопа $B\rho$ се използват за определяне на отношението A/q – маса към заряд на йоните. Заряда на йоните се определя от енергията загубена от йоните в йонизационната камера MUSIC (Multi-Sampling Ionization Chamber) [59], разположен в крайния фокус на фрагментения сепаратор. Това позволява да се направи идентификация на йоните достигнали крайния фокус на FRS. Многоишковки пропорционални камери Mw41 и Mw42 [60], заедно с информацията за позицията от Sc21 позволяват прецизно проследяване на всеки йон един по един. Отклика на детекторите е калибриран с нискоенергетични снопове с различна енергия. Калибровката на времето на прелитане се базира на линейната му зависимост от β (v/c – скоростта на йоните). При детектора MUSIC енергетичните загуби зависят квадратично от заряда и скоростта.

Параметрите на FRS са подбрани по такъв начин, че да позволяват преминаване през него на йоните на ^{127}Sn и изотопите със заряд и маса около неговите. Вторичния сноп от ^{127}Sn е с енергия $E = 300 \text{ MeV/u}$. След преминаване през сепаратора снопа се спира в плексигласов стопер с дебелина 15 mm и йоните се имплантират в свръх-чиста (99.998%) темперирана медна пластина с дебелина 2 mm (вторична мишена). Тя има кубична кристална решетка и осигурява среда без градиент на електрични полета, които могат да взаимодействат върху йоните.

Мишената е поставена в центъра между полюсите на електромагнит, който създава постоянно хомогенно магнитно поле с големина до 1,1 T във вертикална посока (перпендикулярно на посоката на снопа и на ориентацията на ядрения ансамбъл).

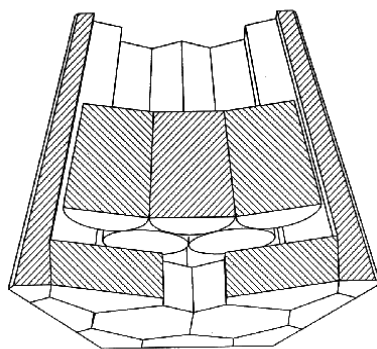
Магнитът е екраниран по посока на фрагментния сепаратор чрез стена от оловни плочки в която има колиматор с диаметър 70 mm за пропускане само на частта от снопа, която може да премине през дупката с диаметър от 75 mm водеща до центъра на магнита. Това означава, че големината на петното на снопа върху вторичната мишена е с размер 70 mm. Два допълнителни сцинтилатора Sc42 и Sc43 поставени преди и след електромагнита ни помагат да потвърдим имплантирането на падащите йони в мишената.

Използваното в експеримента магнитно поле $B = 0,1200$ (3) T е подбрано по такъв начин, че при минималната очаквана стойност за g-фактора от -0,1 да има поне два периода на осцилации на R(t) функцията в рамките на времевия прозорец. Електромагнитът позволява посоката на магнитното поле да се сменя ръчно нагоре и надолу, което е правено на всеки четири часа по време на експеримента.

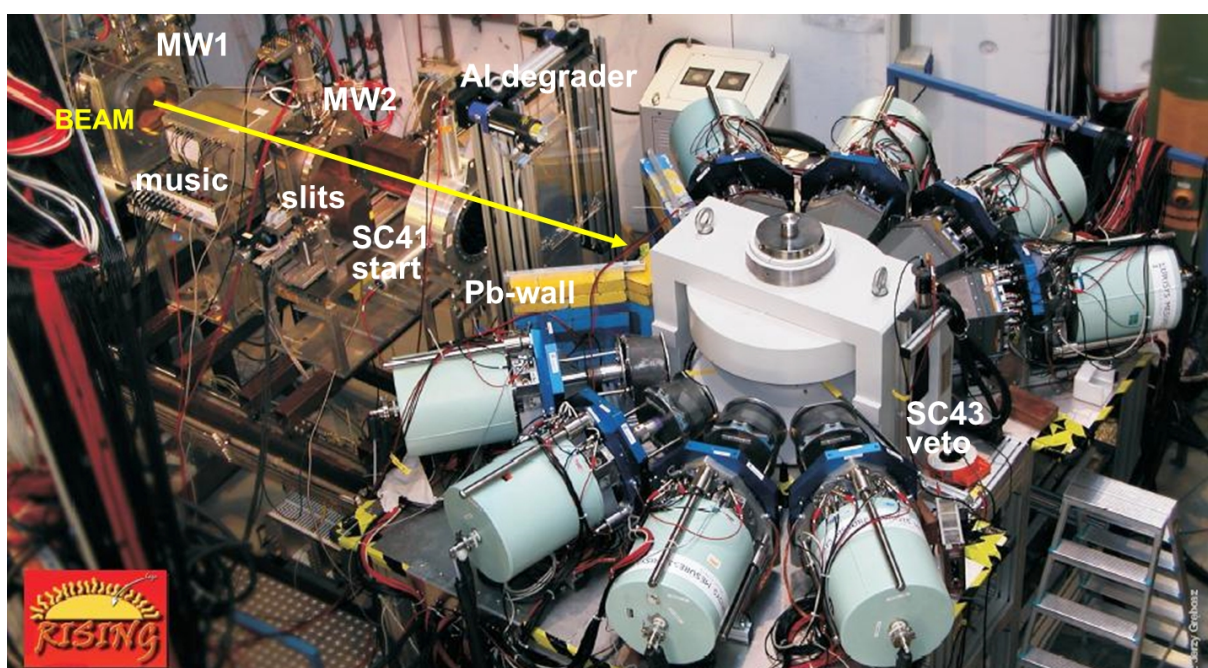


Фигура 16: Схема на магнита и разположението на детекторите около него, гледано по посока на снопа.

Около магнита, в хоризонтална равнина, перпендикулярно на магнитното поле са разположени осем клъстерни германиеви детектора от детекторната система EUROBALL [61]. Разположени са на ъгли от $\pm 45^\circ$, $\pm 75^\circ$, $\pm 105^\circ$ и $\pm 135^\circ$ спрямо посоката на снопа. Всеки от тях се състои от седем скосени хексагонални Ge кристала в общ криостат. Всеки кристал може да работи като отделен детектор. Средното разстояние между челото на детектора и вторичната мишена е около 43 cm. За намаляване на нискоенергетичния фон и спиращото лъчение в момента на имплантиране на йона пред детекторите са поставени тънки абсорбери. Използването на сегментирани детектори позволява да се намали фона дължащ се на комтъново разсейване на фотоните в съседни кристали. Ако в рамките на някакво предварително зададено време, зависещо от характеристиките на детектора, са сработили два съседни кристала то се предполага, че това е един и същ γ -квант оставил енергия и в двата кристала. Възстановяваме енергията му като сумираме сигнала от двата детектора (addback).



Фигура 17: Схема на вътрешността на клъстерен детектор (половин)



Фигура 18: Снимка на експерименталната установка, оптимизирана за измервания на g -фактори, в крайния фокус на магнитния сепаратор. Снопът се движи от ляво на дясно. В дясно от центъра на снимката е разположен магнитът, а около него са клъстер-детекторите.

Преминаването на йона през сцинтилационния детектор Sc41, намиращ се преди магнита, генерира бърз сигнал даващ началото ($t = 0$) за измерване на времето и се използва за тригер на системата за набиране на данни. Времето между този сигнал и първия сигнал получен от някой от германиевите детектори се измерва с общ TAC в рамките на прозорец от $12 \mu\text{s}$. Разликата между сигнала от първия Ge детектор и сигналите от останалите се измерват с индивидуални TDC във времеви прозорец от 2

μs. Това позволява да се подредят по време отделните кристали и дава възможност да се измерват последователни разпади.

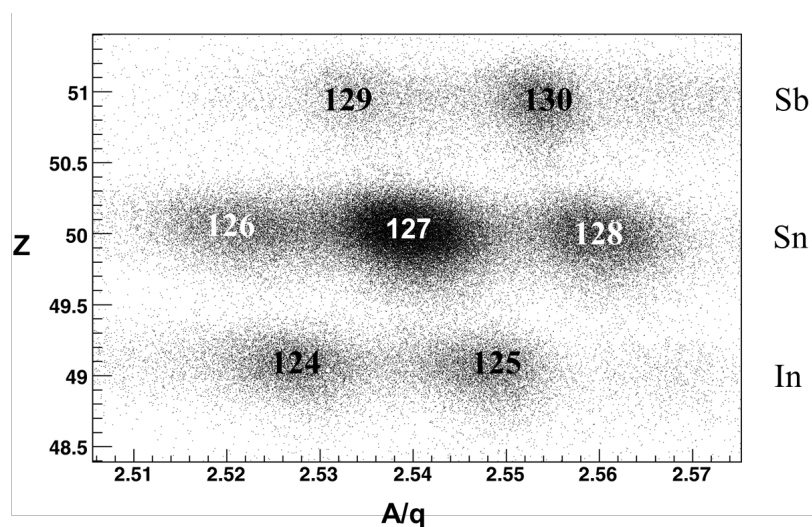
Анализаът на данни е направен с помощта на софтуерните пакети SPY/CRACOW [62], ROOT [63] и RADWARE [64].

4.2 Анализ на експерименталните данни

Идентификация на фрагментите

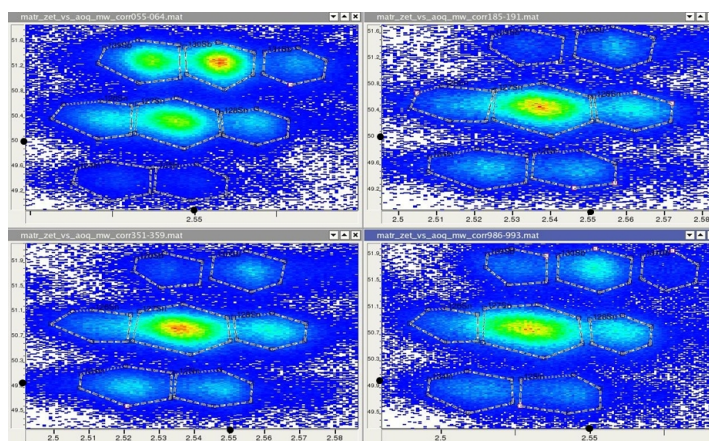
Йоните минаващи през фрагментния сепаратор се проследяват и идентифицират един по един, като се измерва магнитната ригидност ($B\rho$) във междинния фокус на спектрометъра, а скоростта на йоните се определя от времето на прелитане (ToF) между два позиционно-чувствителни скитилатора в междинния (Sc1) и крайния (Sc2) фокус на спектрометъра. От тези две измервания се определя отношението маса към заряд (A/q) на фрагмента. Заряда Z се определя от енергетичните загуби на йона при преминаване през йонизационна камера (MUSIC).

За идентификацията на йоните се построява двумерна матрица на Z към A/q . Селекция на конкретен изотоп се прави като се постави условие върху съответстващото му „петното“ в матрицата.



Фигура 19: Идентификационна матрица показваща зависимостта на заряда като функция на отношението A/q за фрагментите излизащи от фрагментния сепаратор. Показаната матрица съдържа статистика от малка част от експерименталните данни.

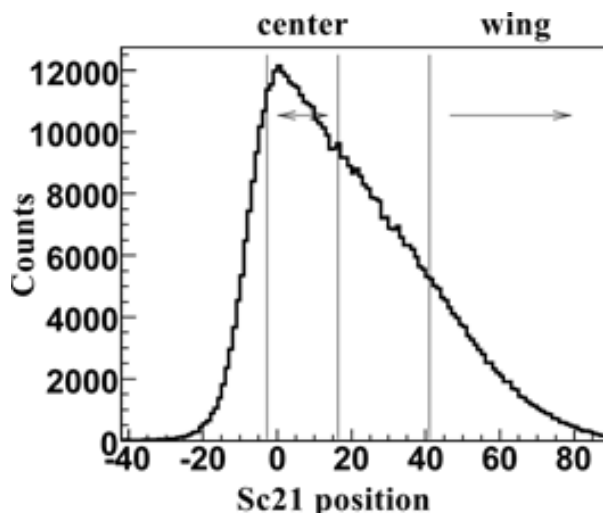
Заради поставяне на допълнителни абсорбери, частично затваряне на слитовете на позиция S2, качеството на работата на детекторите и малки промени в настройките на FRS идентификационната матрица се променя и позицията на отделните изотопи варира. Експерименталните данни са разделени на малки групи и за всяка от тях идентификацията на изотопите и моментното им разпределение са анализирани отделно.



Фигура 20: Промяна на идентификационната матрица по време на експеримента.

Измерване на импулсното разпределение

Импулсното разпределение на йоните се наблюдава с позиционно чувствителния сцинтилционен детектор Sc21 във междинния фокус S2 на фрагментния сепаратор. Изомерния ядрен ансамбъл получен при реакция на фрагментация е ориентиран, само при положение, че се избере специфична част от напречното моментно разпределение – издължено подреждане (prolate) във центъра и сплеснато (oblate) във краищата на моментното разпределение. Селекцията е направена „хардуерно“ – чрез затваряне на слитовете в или „софтуерно“ – чрез налагане на условие при сортирането на данните.



Фигура 21: Графика показваща импулсното разпределение за ^{127}Sn – позицията в Sc21 е пропорционална на импулса на йона. Лявата част на разпределението е отрязана чрез затваряне на слитовете в позиция S4, направено за да се изключат не реагирали ядра от началния сноп.

Отново както и при идентификационната матрица формата на моментното разпределение се променя по време на експеримента постепенно преминавайки към по-сложна форма. Причината е, че интензитета на снопа, който минава през Sc21 е близо до максималния интензитет ($2 \cdot 10^5$ йона/s) с който детектора може да работи и характеристиките му се влошават.

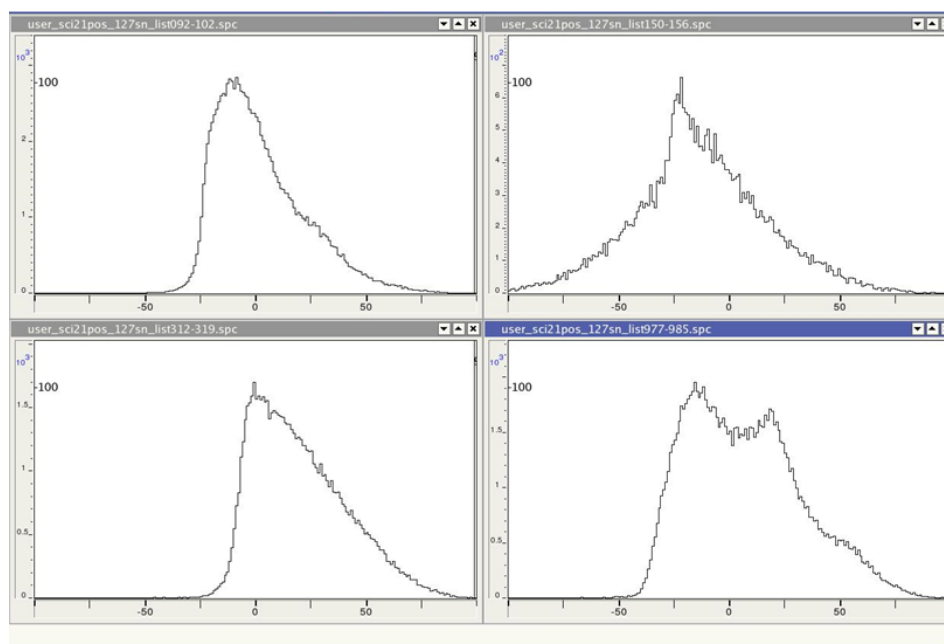


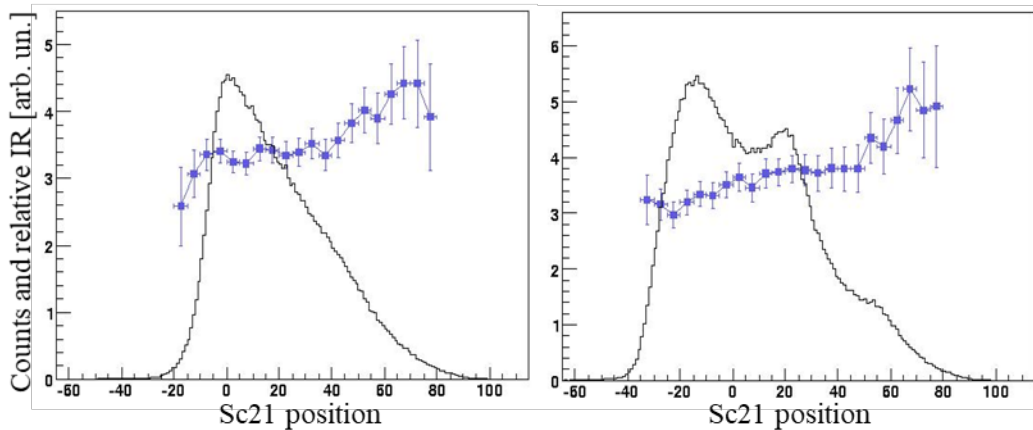
Illustration 22: Промяна на импулсното разпределение за ^{127}Sn по време на експеримента – (горе ляво) в началото на експеримента, (горе дясно) пример за данни които не са използвани при анализа – внезапна промяна на някои сигналите в детекторите по неизвестна причина, (долу ляво) слод допълнително затваряне на слитовете в S2, (долу дясно) в края на експеримента.

За да се определи по-точно позицията на центъра крилото на моментното разпределение въпреки промяната в спектъра използваме величината изомерно отношение:

$$IR = \frac{Y}{N_{imp} FG} = \frac{N_{\gamma}(1 + \alpha_{tot})}{\epsilon_{eff} b_{\gamma} N_{imp} FG} \sim \frac{N_{\gamma}}{N_{imp}}, \quad (26)$$

където N_{γ} броя на импулси в γ -линията в енергетичния спектър, съответстваща на преход разреждащ изомера, α_{tot} е конверсионния коефициент за този преход, b_{γ} (branching ratio) показва при каква част от разпадите се излъчва тази γ -линия, ϵ_{eff} е ефективността на детектора, а N_{imp} е броя на имплантираните ядра от изотопа. Коефициентите F и G са корекции за разпадите преди имплантиране на ядрата и за крайното време за измерване на γ -лъчите. За нашите цели е достатъчно да пресметнем

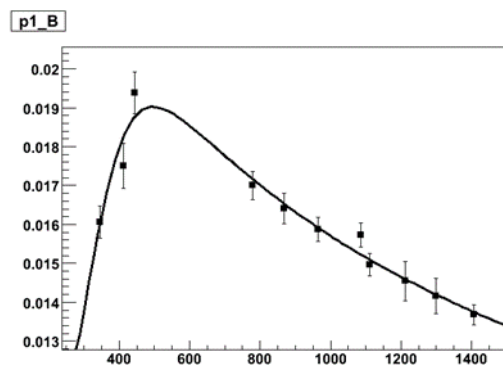
относителното изомерно отношение $IR_{rel} = N_y / N_{imp}$. Изомерното отношение се очаква да има минимум в центъра и максимум в крилото на моментното разпределение [65].



Фигура 23: Относително IR и импулсно разпределение на йоните за ^{127}Sn .
Избираме позицията на крилото между канали 35-40 и 100.

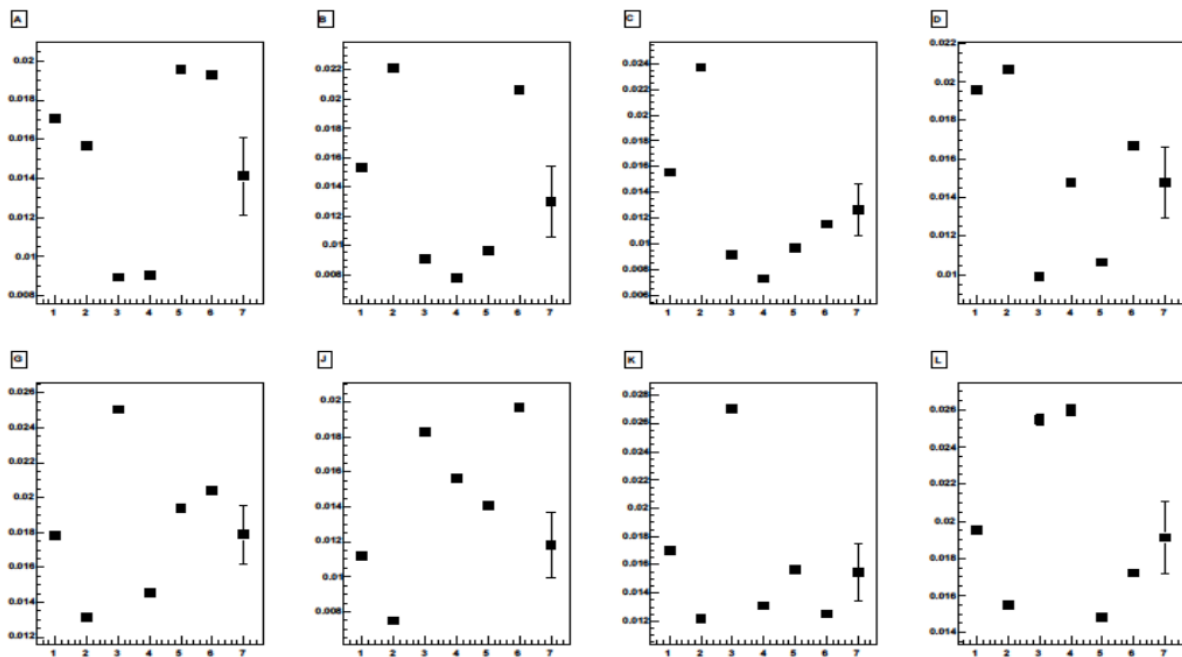
Измерване на енергията на излъчените γ -кванти

Енергията на изомерния разпад се измерва с 8 клъстерни детектори, всеки от които се състои от 7 кристала, като всеки от тях може да се разглежда като независим детектор. Детекторите с лоша резолюция не са използвани по-нататък в анализа. Всеки от кристалите е калибриран по енергия и ефективност с помощта на ^{152}Eu източник. За калибровката по ефективност източника е сложен в шест различни позиции по вторичната мишена, покриващи цялата област на имплантиране – пред Si пластина в средата (p1), горе (p21), долу (p22), ляво (p23), дясно (p24) и в средата зад пластината (p3).



Фигура 24: Крива на ефективност за клъстер В (виж означенията на фиг. 15) и позиция p1 на ^{152}Eu източник.

На Фигура 24 е показана типична крива на ефективност за клъстерните детектори. Точките са фитирани с функцията на ефективност дефинирана в [64].



Фигура 25: Ефективност на 8-те клъстер детектора при шесте позиции на ^{152}Eu източник за 1100 keV. Седмата точка е средна стойност.

Измерване на времето

Системата за набиране на данни в експеримента се стартира от сигнала, получен от йон, преминал през сцинтилационния детектор Sc41. Сигналите от всички останали детектори се регистрират, ако са дошли в някакъв предварително зададен интервал, в зависимост от типа детектор, след него. Сработването на германиевите детектори е подтиснато през първите 300 ns след минаването на йона за да се предотврати регистрирането на спиращото лъчение на йона. Заради ефекти идващи от електрониката на детекторите реално може да се използват данните получени след около 800 ns.

В този експеримент имаме два типа времеви спектри:

- при първият (с един TAC) се измерва времето от преминаване на йона през Sc41 (старт) до регистриране на първия γ -квант в някой от клъстерните детектори (стоп) във времеви прозорец от 12 μs (отбелязваме времето с LR);

- при вторият тип спектри (със TDC за всеки германиев кристал) във времеви прозорец от 2 μs се измерва времето между сигнала от γ -квант регистриран в

конкретния детектор (старт), а за стоп служи забавения сигнал от регистрацията на първия γ -квант (отбелязваме времето с SR).

И двата типа спектри се калибрират с линейна функция. Ъгловия коефициент се определя, като се използва генератор на импулси, който изпраща импулс през предварително известно еквидистантно време (40 ns в нашия случай) и генерира съответно еквидистантни пикове в спектъра. Ъгловият коефициент е отношението на стъпката на генератора към разликата между пиковете.

За първия LR спектър свободния член на калибровъчната функция обикновено се приема за нула, но може да се въведе корекция зависеща от това кой конкретен детектор е сработил. С този коефициент се компенсират разлики между различните детектори във времето за пътуване на сигнала.

За SR спектъра отместването се получава като се определи позицията на пика в него получаващ се при самосъвпадение, т.е. когато спектъра е генериран само за събитията в които този детектор е регистрирал първия γ -квант. Тогава отчетеното време ще е равно точно на времето на забавяне на сигнала от този детектор. Заради апаратурната функция на детектора това няма да е точно определена стойност, а в спектъра се наблюдава гаусов пик. Целта на калибровката е тези пикове за всички детектори да са на една и съща позиция. За нашия случай тя е избрана да е 2000 ns.

Времето съответстващо на произволен γ -квант се пресмята вече калибрираните LR и SR като $T = T_{LR} + T_{SR} - 2000$ [ns].

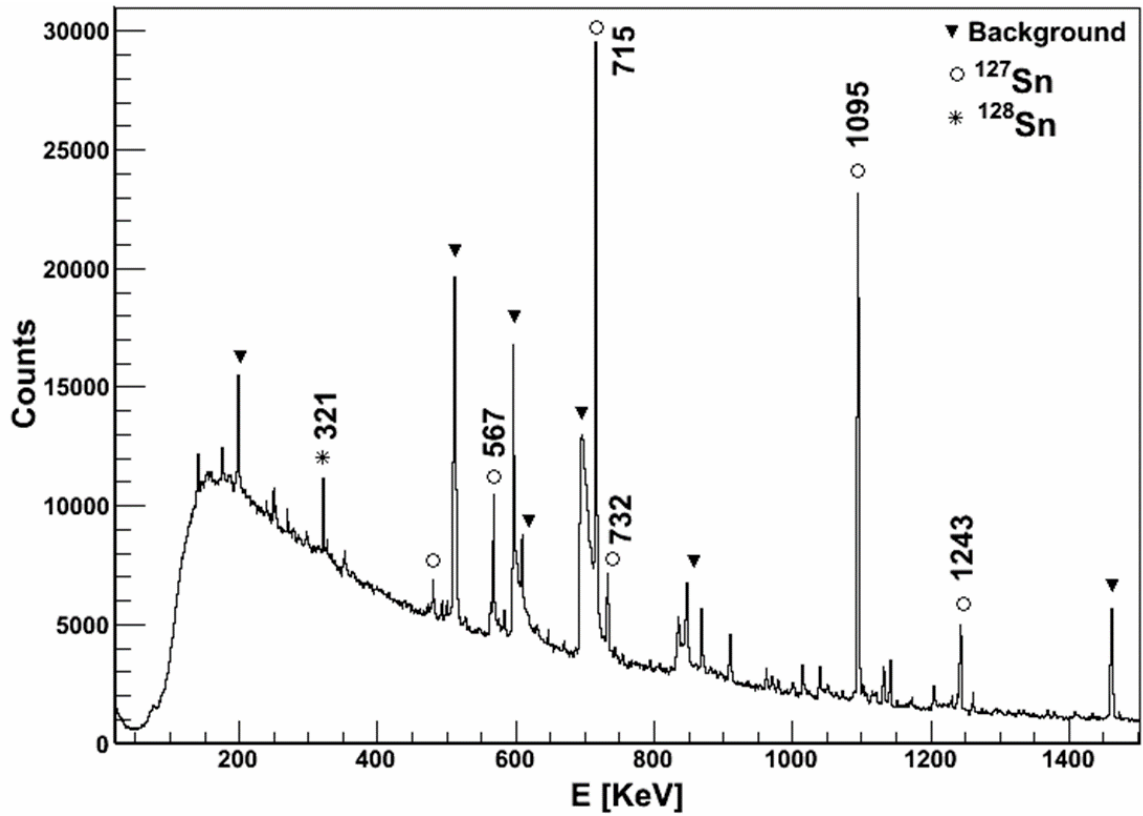
Детекторите имащи нетипични времеви спектри се изключват от анализа.

Времева разделителна способност на Ge детектори е от порядъка на 20 ns.

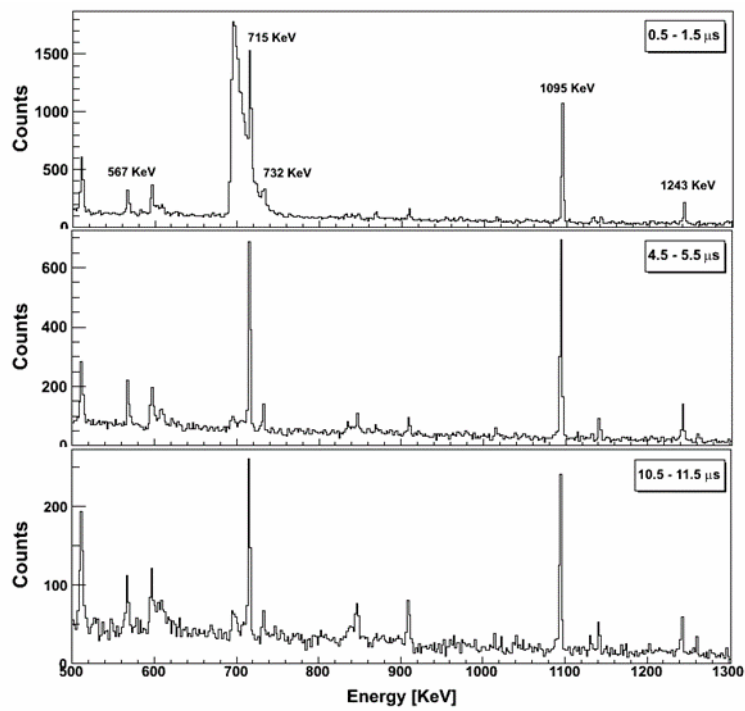
Енергетичен спектър на ^{127}Sn

Енергетичен спектър получен при наложено условие върху идентификационната матрица изотопа да е ^{127}Sn е представен на Фигура 26. Наблюдават се всички преходи от разпада на $19/2^+$ изомера (Фигура 12) с изключение на ниско-енергетичния преход $19/2^+ - 15/2^+$. Най-интензивните преходи за разпад на изомера са с енергии 715 keV и 1095 keV.

Заради голямата енергия и интензитет на снопа и многото материали разположени близо до детекторите (например електромагнита) фона регистриран в Ge детектори е сравнително висок. Основния източник на фон са (n, γ) реакциите в Ge и/или заобикалящите материали като Fe, Al и Cu от самата мишена. Повечето от тези реакции са бързи, наблюдават се само в началото на времевия прозорец (Фигура 27), но определено количество остават и по-дълго.



Фигура 26: Енергетичен спектър на ^{127}Sn

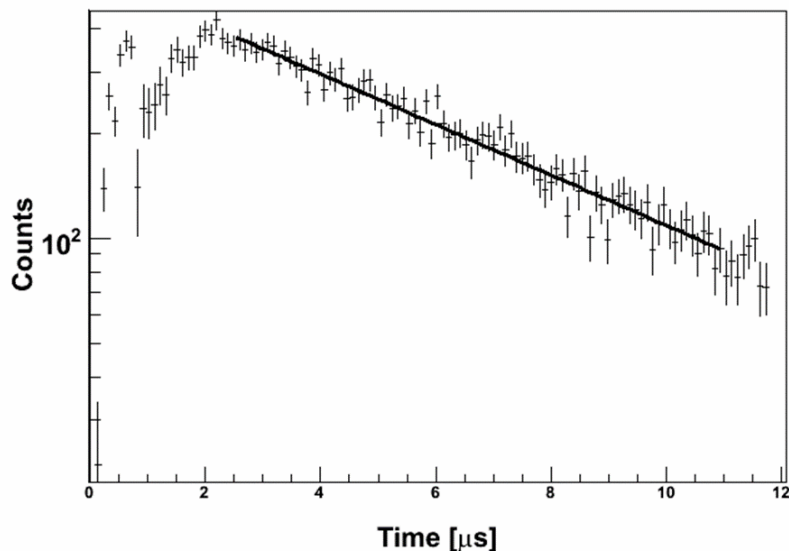


Фигура 27: Енергетичен спектър в различни времеви интервали

Също така фотопиковите на нискоенергетичните преходи са насложени върху непрекъснатия фон от комптъново разсейване на високоенергетичните γ -лъчи. Трябва да се отбележи също така, че само половината детектори работят със BGO анти-комтънновата си защита [66].

Времени спектър на ^{127}Sn

Времени спектър получен при наложени условия върху идентификационната матрица изотопа – да е ^{127}Sn и върху енергията – избрани са преходи разреждащ изомера $19/2^+$, е представен на Фигура 28.



Фигура 28: Времени спектър, в логаритмичен мащаб, на разпада на $19/2^+$ изомер в ^{127}Sn , като е поставено условие на всички изомерни γ -линии.

Полученият спектър се фитира проста експоненциална крива на разпад $I(t) = I_0 e^{-t/\tau} + Bg$, където I_0 е броя на възбудените ядра в момент $t = 0$ (броя на импулси в нулевия бин на спектъра), τ е времето на живот, а Bg е извадения фон.

Разгледани са спектри получени при различни условия:

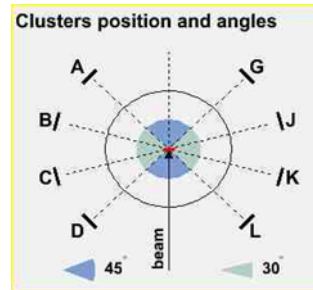
- само на отделни изомерни линии;
- при условие една от двете посоки на външното магнитното поле;
- при условие на център или крило на моментното разпределение;
- при различен размер на бина на времеви спектър;
- при различни методи за изваждане на фона. При единия от времеви спектър в съвпадение с изомерна линия се изважда нормиран времеви спектър на фона около нея.

При другия се създават енергетични спектри за различни времеви интервали с ширина равна на ширината на бина на времевия спектър (аналогично на показания на Фигура 27). Във всеки енергетичен спектър се определя броя на импулси във фотопика на изследваната изомерна линия и тя съответства на броя на импулси за този бин във времевия спектър.

Фитираните стойности на времето на живот, при наличие на достатъчен брой импулси в спектъра, са близки. Полученият период на полуразпад $T_{1/2} = 4,2(2) \mu\text{s}$ е в съвпадение в рамките на грешката с предишните резултати: $T_{1/2} = 4,5(3) \mu\text{s}$ [5], $T_{1/2} = 4,8(3) \mu\text{s}$ [6] и $T_{1/2} = 4,4(2) \mu\text{s}$ [7].

4.3 R(t) функции

В описания експеримент Ge детектори са разположени на ъгли $\theta = \pm 45^\circ, \pm 75^\circ, \pm 105^\circ$ и $\pm 135^\circ$ спрямо посоката на снопа. Магнитното поле е ориентирано по посоката си – нагоре и надолу.



Фигура 29: Схема на разположението и ъглите спрямо направлението на снопа на Ge детектори. Поглед по направление на магнитното поле.

$R(t)$ функцията има максимална амплитуда при ъгъл между два детектора равен на 90° , като например при детектори А и D. За тях формула (21) се ще има вида:

$$R(t) = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \sin(2\omega_L t) \quad (27)$$

Ако разгледаме само един от детекторите, но при двете възможни посоки на магнитното поле то формула (23) ще се опрости и ще има същия вид като формула (27). Използвайки, че детекторите на 180° имат еднакво излъчване (формула (22)) можем да конструираме експериментална $R(t)$ функция при която $I_1 = I(A+L)\uparrow + I(D+G)\downarrow$ и $I_2 = I(A+L)\downarrow + I(D+G)\uparrow$, където стрелките означават посоката на магнитното поле. Нека наречем тази функция RTA:

$$RTA = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \sin(2\omega_L t) \quad \text{при} \quad \begin{aligned} I_1 &= I(A+L)\uparrow + I(D+G)\downarrow \\ I_2 &= I(A+L)\downarrow + I(D+G)\uparrow \end{aligned} \quad (28)$$

При сумиране на времевите спектри, аналогично на формула (19), трябва да се направи корекция за ефективността за всеки от детекторите.

За използване на останалите детектори D, C, K и J има два подхода.

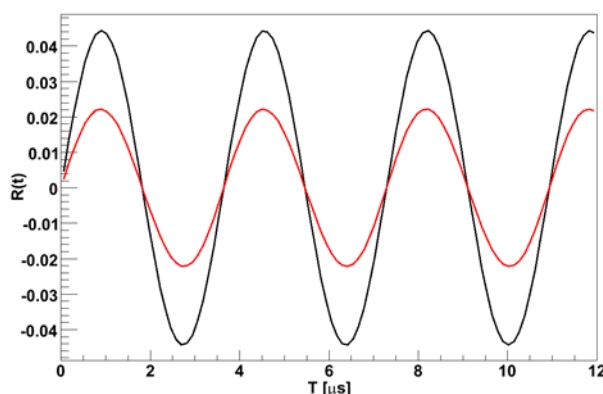
Първият е да отместим времевите спектри с $\Delta t(g) = \Delta\theta/\omega_L$, да ги добавим съответно към A D G и L и да пресметнем функцията RTA. При това трябва да се отбележи, че отместването не е константно, а зависи от g-фактора, който искаме да

измери. Процедурата може да се направи при различни начални стойности на g -фактора, като се търси при коя стойност амплитудата на получената функция ще е най-голяма, а χ^2 най-малко.

Вторият подход е да се дефинира $R(t)$ функция с времевите спектри на детекторите, като в този случай $\theta = 75^\circ$, $\theta_l = 105^\circ$, а разликата между двете направления е 30° . Нека наречем тази функция RTB . В този случай ще получим, че

$$RTB = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{3 A_2 B_2 \sin(2 \omega_L t)}{8 + 2 A_2 B_2 - 3 \sqrt{3} A_2 B_2 \cos(2 \omega_L t)} \quad \text{при} \quad \begin{aligned} I_1 &= I(B + K) \uparrow + I(C + J) \\ I_2 &= I(B + K) \downarrow + I(C + J) \end{aligned} \quad (29)$$

RTB има почти същата фаза като RTA , но два пъти по-малка амплитуда при еднакви $A_2 B_2$ и ω_L .



Фигура 30: Функциите RTA (черно) и RTB (червено) при еднакви $A_2 B_2$ и ω_L .

Могат да се построят и $R(t)$ функции за останалите комбинации от детектори, но те винаги ще имат амплитуда по-малка от RTA (Фигура (29)). Отместването на функциите спрямо RTA зависи от големината на g -фактора, докато намаляването на амплитудата само от комбинацията на детекторите. Това позволява да се фитират различните детекторни комбинации едновременно при наличие на само два свободни параметъра – Ларморовата честота (g -фактора) и $A_2 B_2$, (ориентационния параметър на ядрения ансамбъл).

Изведените до тук формули за $R(t)$ са валидни само при детектори лежащи в хоризонтална равнина. Повечето кристали на клъстер детекторите се отклоняват на някакъв ъгъл от нея. Това също води до намаляване на амплитудата (Фигура 7). Може да се отчете също и влиянието на геометричен фактор отчитащ размерите на петното на имплантацията. Обаче, поради голямото разстояние от позицията на детекторите до мястото на имплантацията тези два фактора няма да са големи и ще доведат до увеличаване на систематичната грешка на измерените величини.

$$\begin{array}{cc}
 \begin{array}{c} \uparrow \\ \text{green star} \end{array} & R(t) = \frac{3\sqrt{3}A_2B_2 \sin(2\omega_L t - \pi/6)}{8 + 2A_2B_2 - 3A_2B_2 \cos(2\omega_L t - \pi/6)} & \begin{array}{c} \uparrow \\ \text{blue star} \end{array} & R(t) = \frac{-3A_2B_2 \cos(2\omega_L t + \pi/6)}{8 + 2A_2B_2 - 3\sqrt{3}A_2B_2 \sin(2\omega_L t + \pi/6)}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 I_1 = (B+K)\uparrow + (C+J)\downarrow \\
 I_2 = (D+G)\uparrow + (A+L)\downarrow
 \end{array}$$

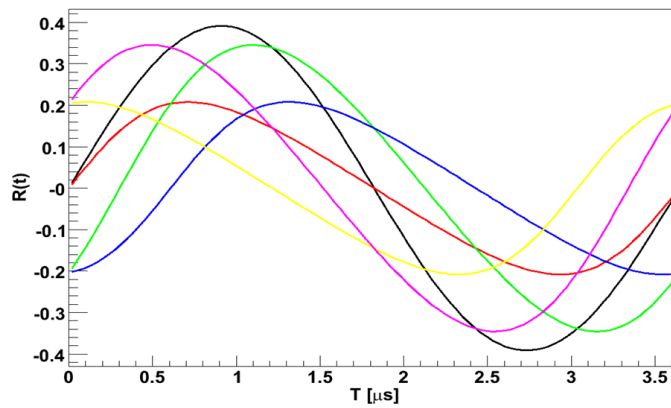
$$\begin{array}{l}
 I_1 = (C+J)\uparrow + (B+K)\downarrow \\
 I_2 = (D+G)\uparrow + (A+L)\downarrow
 \end{array}$$

$$\begin{array}{c} \uparrow \\ \text{magenta star} \end{array}
 \quad R(t) = \frac{3\sqrt{3}A_2B_2 \sin(2\omega_L t + \pi/6)}{8 + 2A_2B_2 - 3A_2B_2 \cos(2\omega_L t + \pi/6)}$$

$$\begin{array}{c} \uparrow \\ \text{yellow star} \end{array}
 \quad R(t) = \frac{3A_2B_2 \cos(2\omega_L t - \pi/6)}{8 + 2A_2B_2 - 3\sqrt{3}A_2B_2 \sin(2\omega_L t - \pi/6)}$$

$$\begin{array}{l}
 I_1 = (A+L)\uparrow + (D+G)\downarrow \\
 I_2 = (C+J)\uparrow + (B+K)\downarrow
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 I_1 = (A+L)\uparrow + (D+G)\downarrow \\
 I_2 = (B+K)\uparrow + (C+J)\downarrow
 \end{array}$$



Фигура 31: $R(t)$ функции за останалите комбинации от детектори

4.4 $R(t)$ функции – резултати

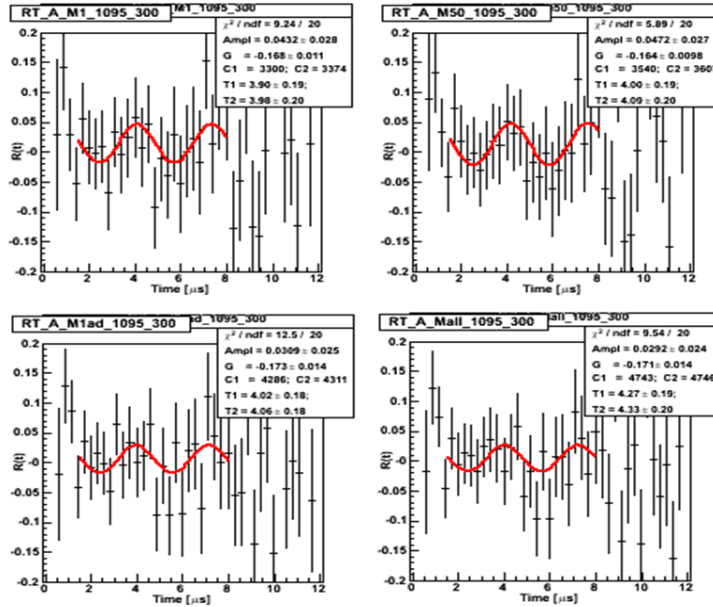
За създаване на експерименталните $R(t)$ функции върху времевите спектри са поставени редица условия:

- върху изотопа ^{127}Sn (графично условие върху идентификационната матрица),
- върху моментното разпределение на йоните (център или крило)
- върху енергетичния спектър – γ -линиите разреждащи $19/2^+$ изомера, фона около тях, комптъновия ръб на 1095 keV, високоенергетичната част от спектъра над 1243 keV),
- избор на събития с различен брой сработили Ge детектори в тях – например само един кристал; един кристал в клъстер; направен addback при повече от един кристал в клъстер, и др.

Така получените времеви спектри първоначално са сортирани с бин 4 ns/ch и максималния брой импулси в канал е от порядъка на 20. При такива стойности точките в $R(t)$ функцията ще са с много големи грешки и няма да може да се наблюдават осцилации. Затова спектрите са сортирани с по-широк бин, от порядъка на няколкостотин ns/ch, като искаме да имаме максимално около 10 бина в един период на полуразпад (обикновено).

Сортирани са множество различни $R(t)$ функции за различните детекторни комбинации, описани в предишната глава, в зависимост от изброените параметри. Фитирани са в интервал между 0,5 и 9 μs , като е изследвана и зависимостта от ширината на този интервал.

Например на Фигура 32 са показани експериментални $R(t)$ функции (комбинация RTA) за 1095 keV, при бин 300 ns/ch в крилото на импулсното разпределение при използване последователно на събития с един кристал; повече от един кристал, като са разглеждани независимо един от друг; един или два кристала в детектор, като при два съседни е направен addback; всички кристали, като при два съседни е направен addback. Вижда се, че включването на addback, въпреки че повишава статистиката, не подобрява $R(t)$ функциите. Това може да се дължи на неправилно определяне на времето приписано на сумарната енергия. Също така се вижда, че при времена над около 9 μs броя на импулсите във времевите спектри намалява толкова, че точките се разпръскват хаотично.



Фигура 32: Експериментални $R(t)$ функции за 1095 keV, 300 ns/bin, при различна структура на събитията.

На Фигура 33 е показано сравнение между $R(t)$ функции (комбинация RTA) за преходи с енергия 1095 keV и 715 keV, при бин 400 ns/ch във крилото на импулсното разпределение, където се предполага, че ориентацията е отрицателна. При тази ориентация фазата на функцията за 1095 keV (чист E2 преход между нива $15/2^- \rightarrow 11/2^-$) отговаря на отрицателен g-фактор. Вижда се, че фазата е обратна за 715 keV (смесен E1/M2 преход между нива с различна четност $15/2^+ \rightarrow 15/2^-$).

От фитата на различните $R(t)$ функции получаваме стойността за g-фактора на $19/2^+$ изомера $g(19/2^+; ^{127}\text{Sn}) = -0.17(2)$.

Амплитудата на $R(t)$ функцията за 1095 keV, квадруполен преход с ъглов корелационен коефициент $A_2(1095 \text{ keV}, E2) = -0.39$ е

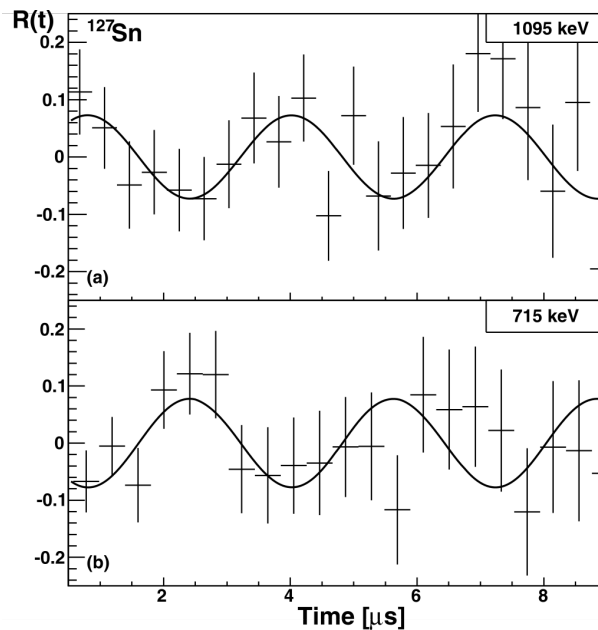
$$a = \frac{3 A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} = 0.060(15). \quad (30)$$

От тук може да се пресметне, че ориентацията в крилото на импулсното разпределение е -19(5)%, сравнена с напълно сплеснато (oblate) ориентиран ядрен ансамбъл.

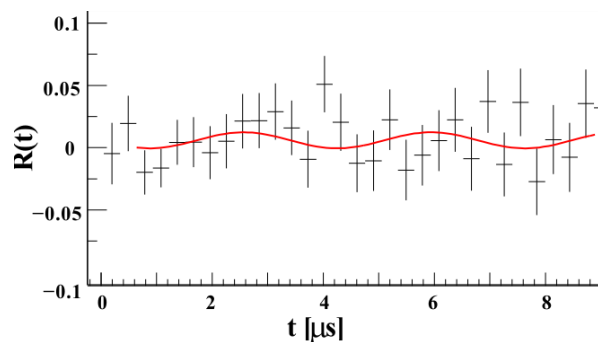
На фигура 34 е показана функцията за 1095 keV и 732 keV (M2 преход между нива $19/2^+ \rightarrow 15/2^-$). В центъра на импулсното разпределение, въпреки по-големия брой γ -лъчи амплитудата на експерименталната $R(t)$ функцията е много малка. Малката амплитуда се дължи и на влошената работа на Sc21 която не позволява сигурно определяне на позицията на центъра. Наблюдава се противоположна фаза на $R(t)$

функцията за 1095 keV в крилото на импулсното разпределение. Това показва очакваната смяна на ориентацията на ядрения ансамбъл между двете позиции в разпределението.

Сравнително голямата неопределеност на измерването идва от факта, че броя на изомерните γ -лъчи, участващи в анализа е доста нисък $\sim 10^4$. Друг фактор който внася допълнителна систематична грешка е наличието на по-високоенергетичен изомер, чието влияние не е отчетено при анализа, защото прехода от него до $19/2^+$ е нискоенергетичен, не може да се измери и не може да се каква част от заселването идва от него.



Фигура 33: Експериментални $R(t)$ функции за 1095 keV и 715 keV, 400 ns/bin, в крилото на импулсното разпределение.



Фигура 34: Експериментални $R(t)$ функции за 1095 keV и 732 keV, 300 ns/bin, в центъра на импулсното разпределение.

4.5 Дискусия

Сравнение на получения резултат за g -фактора на $19/2+$ изомера в ^{127}Sn със стойностите на емпиричните g -фактори за предложените конфигурации (Таблица 1) ползва добро съгласуване с предложената главна компонента вълновата функция. Може да се очаква и малък процент на смесване на конфигурациите.

Резултатите от експеримента са сравнени и с две теоретични пресмятания в рамките на слоестия модел, които стартират от две различни затворени ядки. При първия модел (SM I) ядката е ^{132}Sn и се използва моделно пространство от валентни орбитали за неутронните дупки $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ от слой $N = 4$ и интродуер орбиталата $1h_{11/2}$ от слой $N = 5$. Реалистичен нуклон-нуклонен потенциал, изведен на базата на съвременни модели за обмяна на мезони е ренормализиран, като е отчетена специфичната ядрена среда и е създадена G -матрица, която е началната точка за претурбативна многочастична схема за извеждане на взаимодействието [67],[68]. Пресмятанията са направени с помощта на софтуерния пакет CENS [69]. Експерименталните едно-частични енергии за дупка в орбиталите са взети от ^{131}Sn . Пресмятания на ниско-лежащите нива на ^{127}Sn и ^{129}Sn със същото ефективно взаимодействие показват добро съвпадение с експерименталните данни [6].

Вторият модел (SM II) използва ядка от ^{88}Sr и моделно пространство от валентни протони $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ и неутрони $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$, т.е. за калай моделното пространство е същото като в първия модел. Направени са пресмятания за голяма област от Sn ядра с този модел без ограничения на пространството по метода описан в [6] използвайки CD-Bonn NN реалистичен потенциал. Използвани са ефективни M1 оператори. Пресмятанията са направени с кода OXBASH [70]. Взаимодействието е монополно настроено да възпроизвежда едночастичните енергии за неутронни дупки в ^{131}Sn . Пресмятания на нивата на нечетните Sn изотопи с това ефективно взаимодействие са представени в [7].

Резултатите от двата модела за g -факторите са представени в Таблица 3. Стойностите означени с g_{free} са пресметнати с g -факторите за свободни нуклони, а g_{eff} са пресметнати със ефективни нуклонни g -фактори $g_s = 0,7 \cdot g_s^{\text{free}}$.

Като цяло пресметнатите g -фактори и при двата подхода са в съгласие с експерименталните стойности. Разликите между пресметнатите стойности се дължат главно на различните ядра и може би на факта, че SM II използва модифицирано взаимодействие.

Таблица 3. Експериментални и пресметнати стойности за g-факторите на $^{125-130}\text{Sn}$

| | I^π | g_{exp} | SM I | | SM II | |
|-------------------|---------|------------------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|
| | | | g_{eff} | g_{free} | g_{eff} | g_{free} |
| ^{125}Sn | 19/2+ | | -0.150 | -0.214 | -0.133 | -0.190 |
| ^{127}Sn | 19/2+ | -0.17(2) | -0.148 | -0.212 | -0.125 | -0.178 |
| | 11/2- | -0.242(1) | -0.260 | -0.371 | -0.239 | -0.342 |
| | 3/2+ | +0.505(3) | +0.653 | +0.933 | +0.516 | +0.737 |
| ^{129}Sn | 19/2+ | | -0.129 | -0.184 | -0.116 | -0.166 |
| ^{124}Sn | 10+ | | -0.246 | -0.349 | -0.236 | -0.337 |
| ^{126}Sn | 10+ | | -0.249 | -0.355 | -0.238 | -0.340 |
| ^{128}Sn | 10+ | -0.20(4) | -0.251 | -0.359 | -0.241 | -0.344 |
| | 8+ | | -0.253 | -0.361 | -0.240 | -0.343 |
| ^{130}Sn | 10+ | | -0.255 | -0.364 | -0.244 | -0.348 |

5. Заключение

Изводи и научни приноси

Основните приноси на дисертацията са:

1. Измерена е експерименталната стойност на g -фактора на $19/2^+$ изомера в ^{127}Sn в реакция на фрагментация при релативистки енергии чрез метода на времезависимите смутени ъгли разпределения TDPAD. Определена е големината на ориентацията на ядрения ансамбъл, получена в реакцията в крилото на импулсното разпределение.

2. Направено е сравнение с теоретични пресмятания които потвърждават конфигурацията на изомерното състояние, която е сравнително чиста. Сравнението показва, че слоестия модел дава добро описание това ядро, което близо до двойномагичното ядро ^{132}Sn .

Публикации свързани с дисертацията

1. L. Atanasova, D.L. Balabanski, M. Hass, D. Bazzacco, F. Becker, P. Bednarczyk, G. Benzoni, N. Blasi, A. Blazhev, A. Bracco, C. Brandau, L. Caceres, F. Camera, S.K. Chamoli, F.C.L. Crespi, P. Detistov, P. Doornenbal, C. Fahlander, E. Farnea, G. Georgiev, J. Gerl, K. Gladnishki, M. Górska, H. Grawe, J. Grebosz, R. Hoischen, G. Ilie, M. Ionescu-Bujor, A. Iordachescu, A. Jungclaus, G. Lo Bianco, M. Kmiecik, I. Kojouharov, N. Kurz, S. Lakshmi, R. Lozeva, A. Maj, D. Montanari, G. Neyens, M. Pfützner, S. Pietri, Zs. Podolyák, W. Prokopowicz, D. Rudolph, G. Rusev, T. R. Saito, A. Saltarelli, H. Schaffner, R. Schwengner, G. Simpson, S. Tashenov, J. J. Valiente-Dobón, N. Vermeulen, J. Walker, E. Werner-Malento, O. Wieland, H. J. Wollersheim

g-factor measurements at RISING: The case of ^{127}Sn ,
in Proc. of the XXV International Workshop on Nuclear Theory, Rila Mountains, Bulgaria, June 26 – July 1, 2006, edited by S. Dimitrova, Diomira, Sofia, 161 (2006).

2. L. Atanasova, D. L. Balabanski, M. Hass, R. Lozeva, G. Neyens, G. Simpson and N. Vermeulen for the g-RISING Collaboration

g-factor measurement of the $19/2+$ isomer in ^{127}Sn ,
GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1, 109 (2007)

3. L. Atanasova, D.L. Balabanski, M. Hass, F. Becker, P. Bednarczyk, S.K. Chamoli, P. Doornenbal, G. Georgiev, J. Gerl, K.A. Gladnishki, M. Górska, J. Grebosz, M. Kmiecik, S. Lakshmi, R. Lozeva, A. Maj, G. Neyens, M. Pfützner, G. Simpson, N. Vermeulen, H. J. Wollersheim and the g-RISING Collaboration

g-factor measurements of isomer in ^{127}Sn at RISING
Progress in Particle and Nuclear Physics **59**, 355-357 (2007).

4. L. Atanasova, D. L. Balabanski, S. K. Chamoli, M. Hass, G. S. Simpson, D. Bazzacco, F. Becker, P. Bednarczyk, G. Benzoni, N. Blasi, A. Blazhev, A. Bracco, C. Brandau, L. Caceres, F. Camera, F. C. L. Crespi, P. Detistov, P. Doornenbal, C. Fahlander, E. Farnea, G. Georgiev, J. Gerl, K. A. Gladnishki, M. Górska, J. Grebosz, R. Hoischen, G. Ilie, M. Ionescu-Bujor, A. Iordachescu, A. Jungclaus, G. Lo Bianco, M. Kmiecik, I. Kojouharov, N. Kurz, S. Lakshmi, R. Lozeva, A. Maj, D. Montanari, G. Neyens, M. Pfützner, S. Pietri, Zs. Podolyák, W. Prokopowicz, D. Rudolph, G. Rusev, T. R. Saito, A. Saltarelli, H. Schaffner, R. Schwengner, S. Tashenov, J. J. Valiente-Dobón, N. Vermeulen, J. Walker, E. Werner-Malento, O. Wieland, H. J. Wollersheim, H. Grawe and M. Hjorth-Jensen

g-factor measurements at RISING: The cases of ^{127}Sn and ^{128}Sn ,
Europhysics Letters **91**, 42001, (2010)

Доклади на научни форуми

- 1 Работен семинар за оценка на данни за ядрена структура и разпади, Международен център по теоретична физика, Триест, Италия, фев. 2006;
- 2 25-то Международно работно съвещание по ядрена теория, Гюлечица, юни 2006;
- 3 28-ми курс на Международна школа по ядрена физика “Радиоактивни снопове, ядрена динамика и астрофизика”, Ериче, Италия, септ. 2006 (със стипендия за млад учен на Европейското физическо дружество).
- 4 25-то Международно работно съвещание по ядрена теория, Гюлечица, юни 2006;

Други публикации несвързани с дисертацията

1. D. Rudolph, ... L. Atanasova, et al, *Exciting isomers from the first stopped-beam RISING campaign*, The European Physical Journal-Special Topics, **150**, Radioactive Nuclear Beams, 173-176 (2007) .
2. P.H. Regan, ..., L. Atanasova, et al, *Isomer Spectroscopy Using Relativistic Projectile Fragmentation at the $N = Z$ Line for $A \sim 80 \rightarrow 90$* , Nuclear Physics A**787**, 491 (2007).
3. S. Pietri, ..., L. Atanasova, et al, *Recent results in fragmentation isomer spectroscopy with RISING*, NIM B**261**, 1079 (2007).
4. Zs. Podolyák, ..., L. Atanasova, et al, *Isomeric decay studies around ^{204}Pt and ^{148}Tb* , The European Physical Journal-Special Topics, **150**, Radioactive Nuclear Beams, 165-168 (2007)
5. G. Neyens, L. Atanasova, et al, *g Factor Measurements on Relativistic Isomeric Beams Produced by Fragmentation and U-Fission: The g-Rising Project at GSI*, Acta Physica Polonica B **38**, 1237 (2007).
6. S. Pietri, ... , L. Atanasova, et al, *First Results from the Stopped Beam Isomer Rising Campaign at GSI*, Acta Physica Polonica B **38**, 1255 (2007).
7. R. L. Lozeva, ... , L. A. Atanasova, et al, *New sub-mu s isomers in Sn-125, Sn-127, Sn-129 and isomer systematics of Sn124-130*, Phys. Rev. C **77**, 064313 (2008)
8. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al, *Isospin symmetry and proton decay: Identification of the $10(+)$ isomer in Ni-54*, Phys. Rev. C **78**, 021301(R) (2008)
9. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al, *Evidence for an isomeric $3/2(-)$ state in Co-53*, The European Physical Journal A**36**, 131, (2008)
10. G. Ilie, ..., L. Atanasova, et al, *g Factor of the 7^- isomer in ^{126}Sn and first observation of spin-alignment in relativistic fission*, Physics Letters B **687**, 305, (2010)
11. M. Kmiecik, ..., L. Atanasova, et al, *Spin-alignment and g-factor measurement of the $I=12^+$ isomer in ^{129}Pb produces in the relativistic-energy fragmentation of a ^{138}U beam*, Eur. Phys. J. A **45**, 153, (2010)
12. P.H.Regan, ..., L. Atanasova, et al, *First Results from the Stopped RISING Campaign at GSI: The Mapping of Isomeric Decays in Highly Exotic Nuclei*, in Proc. of the 6th International Conference of the Balkan Physical Union (Istanbul, Turkey, 2006), AIP Conference Proceedings **899**, 19 (2007).

13. P. Doornenbal, ... , L. Atanasova, et al, *RISING: Gamma-ray Spectroscopy with Radioactive Beams at GSI*, in Proc. of Tours Symposium on Nuclear Physics VI (Tours, France), AIP Conference Proceedings **891**, 99 (2007).
14. J. Jolie, ... , L. Atanasova, et al., *Rare Isotopes Investigations at GSI (RISING) using relativistic ion beams.*, Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics, Proceedings of the Carpathian Summer School of Physics 2005, (ed. S. Stoica, L.Trache and R.E.Tribble), World Scientific 2006.
15. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al., *Identification of a 10^+ Isomer in ^{54}Ni : Proton Decay in the Mirror*, GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1, 103 (2007)
16. P. H. Regan, ... , L. Atanasova, et al., *Isomer Spectroscopy Using Relativistic Projectile Fragmentation at the $N=Z$ Line for A 80-90 Using RISING*, GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1, 104 (2007)
17. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al., *Mirror Isomers in the $1f_{7/2}$ Shell*, GSI Scientific Report 2007, GSI Report 2008-1, 118 (2008)

Благодарности

Литература

- 1: Talmi I., Simple Models of Complex Nuclei, The Shell Model and the Interacting Boson Model (Harwood Academic Publishers, New York) 1993.
- 2: J. Pinston and J. Genevey, , J. Phys. Nucl. Part. Phys. 30 (2004) R57.
- 3: B. Fogelberg et al., , Nucl. Phys. A 323 (1979) 205.
- 4: M. Mineva et al., , Eur. Phys. J. A 11 (2001) 9.
- 5: J. A. Pinston, C. Foin, J. Genevey, R. Beraud, E. Chabanat, H. Faust, S. Oberstedt, and B. Weiss, , Phys. Rev. C 61 (2000) 024312.
- 6: H. Gausemel, B. Fogelberg, T. Engeland, M. Hjorth-Jensen, P. Hoff, H. Mach, K. A. Mezilev, and J. P. Omtvedt, , Phys. Rev.C 69 (2004) 054307.
- 7: Lozeva, R., S. Simpson, G. Grawe, H. Neyens, G. Atanasova, L. Balabanski, D.L. Bazzacco, D. Becker, F. Bednarczyk, P. Benzoni, G. Blasi, N. Blazhev, A. Bracco, A. Brandau, C. Caceres, L. Camera, F. Chamoli, S. Crespi, F. Daugas, J.-M. Wollersheim, H.-J., New sub- μ s isomers in $^{125,127,129}\text{Sn}$ and isomer systematics of $^{124-130}\text{Sn}$, Physical Review C 77 (2008) 064313.
- 8: K. Alder and R. M. Steffen, , Ann. Rev. Nucl. Sci. 14 (1964) 403.
- 9: G. Neyens, Nuclear magnetic and quadrupole moments for nuclear structure research on exotic nuclei, Rep. Prog. Phys. 66 (2003) 633-689.
- 10: G. Georgiev et al., , Eur. Phys. Jour. A 30 (2006) 351.
- 11: I. Matea et al., , Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 142503.
- 12: W.-D. Schmidt-Ott et al., , Z. Phys. A 350 (1994) 215.
- 13: Ilie, G., Neyens, G, Simpson, G.S., Jolie, J, Blazhev, A, Grawe, H, Lozeva, R., Vermeulen, N, Atanasova, L., Balabanski, D.L, Becker, F., Bednarczyk, P, Brandau, C., Caceres, L, Chamoli, S., Daugas, J.M., Doornenbal, P., Gerl, J, Górska, M, Wollersheim, H.J., g Factor of the 7^- isomer in ^{126}Sn and first observation of spin-alignment in relativistic fission, Physics Letters B 687 (2010) 305-309.
- 14: Neyens G. et al., , Acta Phys. Pol. B 40 (2007) 1237.
- 15: Wollersheim H.J. et al., , Nucl. Instr. Meth. A 537 (2005) 637.
- 16: J. D. Jackson, Classical Electrodynamics. (John Wiley and Sons, New York) 1975.
- 17: Б. Славов, Увод в теоретичната ядрена физика (Университетско издателство "Св. Климент Охридски", София) 2003.

- 18: K. Krane, *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, Inc., New York) 1988.
- 19: H. Morinaga and T. Yamazaki, *In-beam Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland Publishing Company – Amsterdam Oxford) 1976.
- 20: B. Castel and I. Towner, *Modern Theories of Nuclear Moments*, Oxford Studies in Nuclear Physics (Clarendon Press, Oxford) 1990.
- 21: H. Miyazawa, Deviations of nuclear magnetic moments from the Schmidt lines, *Progress of Theoretical Physics* 6(5) (October 1951) 801-814.
- 22: A. Arima and H. Horie, Configuration mixing and magnetic moments of nuclei, *Progress of Theoretical Physics* 11(4) (April 1954) 509-511.
- 23: Arima A. and Horie H., Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei, *Progress of Theoretical Physics* 12(5) (November 1954) 623-641.
- 24: P. Brussaard and P. Glaudemans, *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam) 1977.
- 25: Schneider W. Matthias E. and Steven R., Nuclear level splitting caused by a combined electric quadrupole and magnetic dipole interaction, *Physical Review* 125 (1962) 261-268.
- 26: N. J. Stone, , *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 90 (2005) 75.
- 27: Steffen R M and Alder K, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy* (Amsterdam: North-Holland) 1975.
- 28: Alder K et al, , *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956) 432.
- 29: Kopf U et al, , *Z. Phys.* 226 (1969) 297.
- 30: E. Arnold, J. Bonn, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, E. Otten, P. Lievens, H. Reich, W. Widdra, and the ISOLDE Collaboration, Quadrupole Moment of ^{11}Li , *Phys. Lett. B* 281 (1992) 16.
- 31: Postma H and Stone N J, *Low Temperature Nuclear Orientation* (Amsterdam: North-Holland) 1986.
- 32: Goldring G, , *Hyperfine Interact.* 75 (1992) 355.
- 33: N. Benczer-Koller, M. Hass, and J. Sak, Transient magnetic fields at swift ions traversing ferromagnetic media and application to measurements of nuclear moments, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 30 (December 1980) 53-84.
- 34: Speidel K-H, Kenn O and Nowacki F, , *Prog. Part. Nucl. Phys.* 49 (2002) 91–154.

- 35: R.E. Horstman, J.L. Eberhardt, H.A. Doubt, C.M.E. Otten, and G. Van Middelkoop, Recoil-distance measurements of g-factors for $^{24}\text{Mg}(2+1)$ and $^{20}\text{Ne}(2+1)$, *Nuclear Physics A* 248(2) (May 1975) 291-316.
- 36: A.E. Stuchbery, P.F. Mantica, and A.N. Wilson, Electron-conguration-reset timedifferential recoil-in-vacuum technique for excited-state g-factor measurements on fast exotic beams, *Physical Review C* 71 (April 2005) 047302.
- 37: Kusoglu A., Stuchbery A. E., Georgiev G., Brown B. A., Goasduff A., Atanasova L., Balabanski D. L., Bostan M., Danchev M., Detistov P., Gladnishki K. A., Ljungvall, J., Matea I., Radeck D., Sotty C., Stefan I., Verney D., Yordanov D. T., Magnetism of an Excited Self-Conjugate Nucleus: Precise Measurement of the g Factor of the 2+1 State in ^{24}Mg , *Physical Review Letters* 114 (2015) 062501.
- 38: G. Neyens, g-factor measurements on spin-aligned isomeric beams using the RISING cluster detectors. (proposal) .
- 39: Georgi Georgiev, Magnetic Moments of Isomers and Ground States of Exotic Nuclei Produced by Projectile Fragmentation (PhD thesis) 2001.
- 40: N. Coulier, Statische momenten en spinorientatie vanprojectile-fragmentatiekernen bestudeerd met toestandsmeng-ingstechniken (PhD thesis) 1999.
- 41: N. Coulier et al., , *Phys. Rev. C* 63 (2001) 054605.
- 42: D. Morrissey, Systematics of Momentum Distributions from Reactions with Relativistic Ions, *Phys. Rev. C* 39 (1989) 460.
- 43: J. Hufner, K. Schafer, and B. Schurmann, Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions, *Phys. Rev. C* 12 (1975) 1888–1898.
- 44: A. Goldhaber and H. Heckmann, High Energy Interactions of Nuclei, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 28 (1978) 161.
- 45: J. Hufner and M. C. Nemes, Relativistic heavy ions measure the momentum distribution on the nuclear surface, *Phys. Rev. C* 23 (1981) 2538–2547.
- 46: W. A. Friedman, Heavy ion projectile fragmentation: A reexamination, 27 (1983) 569–577.
- 47: K. Asahi, M. Ishihara, N. Inabe, T. Ichihara, T. Kubo, M. Adachi, H. Takanashi, M. Kouguchi, M. Fukuda, D. Mikolas, D. J. Morrissey, D. Beaumel, T. Shimoda, H. Miyatake, and N. Takahashi, New aspect of intermediate energy heavy ion reactions. Large spin polarization of fragments, *Phys. Lett. B* 251 (1990) 488–492.
- 48: K. Asahi, M. Ishihara, T. Ichihara, M. Fukuda, T. Kubo, Y. Gono, A. C. Mueller, R. Anne, D. Bazin, D. Guillemaud-Mueller, R. Bimbot, W. D. Schmidt-Ott, and J. Kasagi,

- Observation of spin-aligned secondary fragment beams of ^{14}B , *Phys. Rev. C* 43 (1991) 456–460.
- 49: G. Neyens, N. Coulier, S. Ternier, K. Vyvey, S. Michiels, R. Coussement, D. Balabanski, J. Casandjian, M. Chartier, M. Cortina-Gil, M. Lewitowicz, W. Mittig, A. Ostrowski, P. Roussel-Chomaz, N. Alamanos, and A. Lepine-Szily, Nuclear Spin Alignment and Static Moments of Light Projectile Fragments Measured with the Level Mixing Resonance (LMR) Method, *Phys. Lett. B* 393 (1997) 36.
- 50: K. Asahi, H. Okuno, H. Ueno, H. Sato, J. Kura, T. Kubo, T. Nakamura, N. Inabe, A. Yoshida, Y. Ohkubo, M. Adachi, T. Ichihara, M. Ishihara, T. Shimoda, H. Miyatake, T. Takahashi, D. Beaumel, D. Morrissey, and W. Schmidt-Ott, Spin-Oriented Projectile Fragments: The first application to g-factor measurements, *Hyp. Int.* 75 (1992) 101.
- 51: H. Okuno, K. Asahi, H. Ueno, H. Sato, M. Adachi, T. Kubo, T. Nakamura, N. Inabe, A. Yoshida, Y. Ohkubo, T. Ichihara, M. Ishihara, H. Miyatake, and T. Takahashi, , *Hyp. Int.* (1993) 257.
- 52: A. S. Goldhaber, Statistical models of fragmentation processes, *Phys. Lett. B* 53 (1974) 306–308.
- 53: M. G. Mayer, J. Hans, D. Jensen, (John Wiley & Sons, Inc., New York) 1955.
- 54: Le Blanc F. et al., , *Phys. Rev. C* 72 (2005) 034305.
- 55: Eberz J. et al., , *Z. Phys. A* 326 (1987) 121.
- 56: T. Yamazaki, , *Nuclear Data A* 3 (1967) 1.
- 57: H. Geissel et al., , *Nucl. Instr. Meth. B* 70 (1992) 286.
- 58: B. Voss et al., , *Nucl. Instr. Meth. A* 364 (1995) 150.
- 59: M. Pfitzner et al., , *Nucl. Instr. Meth., B* 86 (1994) 213.
- 60: H. Stelzer, , *Nucl. Instr. Meth. A* 310 (1991) 103.
- 61: Eberth J. et al., , *Nucl. Instrum. Methods A* 369 (1996) 135.
- 62: J. Grebosz, , *Comput. Phys. Commun.* 176 (2007) 251.
- 63: ROOT, <https://root.cern.ch/>
- 64: D.C. Radford, , *Nucl. Instrum. Meth. A* 361 (1995) 297.
- 65: J. M. Daugas et al., , *Phys. Rev. C* 63 (2001) 064609.
- 66: M. Wilhelm, J. Eberth, G. Pascovici, E. Radermacher, P. Von Brentano, H. Prade, and R. Lieder, , *Nucl. Instrum. Methods A* 381 (1996) 462.

67: Hjorth-Jensen M. et al., , Phys. Rep. 261 (1995) 125.

68: Dean D. J. et al., , Prog. Part. Nucl. Phys. 53 (2004) 419.

69: The CENS Software, a Computational Environment for Nuclear Structure,

70: Brown B. A. et al., Oxbash for Windows, MSU-NSCLreport No. 1289 (2004) .