

Софийски Университет "Св. Климент  
Охридски"



---

Експериментално изследване на  
структурата на атомни ядра с  
 $122 \leq N \leq 126$

---

Автор:  
Милена Стоянова

Научен ръководител:  
Проф. Дфзн. Георги  
Райновски

Дисертация за придобиване на ОНС "Доктор"

Октомври , 2020



# Абстракт

Слоестият модел е най-фундаменталният модел за описание на ядрената структура. За него се очаква да описва най-добре ядра, които са двойно-магични или такива около тях. Особен интерес представляват четно-четните ядра поради факта, че нисколежащите им състояния ще се определят от взаимодействието на несдвоените нуклеони от един тип. Този факт дефинира и основната цел на дисертационния труд - експериментално изследване на свойствата на нисколежащите състояния в полониевите ядра, които се намират в околността на двойно магичното ядро  $^{208}\text{Pb}$ . За тези ядра е известно, че валентните протони заемат  $h_{9/2}$  орбиталата и това обуславя типично едночастично (наричано още сениорити) поведение за енергиите на състоянията от ираст ивицата. Когато се добавят и валентни неутрони, се очаква да се появи и колективно поведение. До този момент, поради липса на експериментални данни, беше невъзможно да се предскаже в кое точно ядро, т.е. при какъв брой на неутронните дупки в слой с неутронен брой  $N=126$ , ще се осъществи преходът от едночастично към колективно поведение. В предишно изследване [1, 2] бе наблюдавана изключително ниска колективност в ядрото  $^{212}\text{Po}$ . Експерименталната индикация за това е ниската стойност на вероятността за преход  $V(E2)$  от първото  $2_1^+$  състояние до основно състояние в ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Това ни мотивира да изследваме и по-леките полониеви изотопи от веригата  $120 \leq N \leq 126$ . В дисертацията са разгледани три четно-четни изотопа  $^{204}\text{Po}$ ,  $^{206}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$ , както и четно-нечетният изотоп  $^{209}\text{Po}$ . Експериментите по определянето на времената на живот на първите възбудени състояния в четирите изотопа са проведени на тандемният ускорител в института по ядрена физика в Кьолн, Германия. Получените вероятности за преход от времената на живот на

$4_1^+$  състоянията в изотопите  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$  са интерпретирани в рамките на модел на смесване на две нива. Като основно предположение е, че структурата на  $2_1^+$  и  $4_1^+$  състоянията в тези ядра е определена от смесване от сениорити конфигурациите  $\nu = 2 \pi (h_{9/2})^2$  и  $\nu (f_{5/2})^{-2}$ . Въпреки че това е много грубо и нееднозначно приближение, резултатите от проведените изчисления сочат, че  $4_1^+$  състоянията в ядрата  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$  имат колективен характер. Базирайки се на този факт, бе направено заключението, че за  $4_1^+$  състоянията, прехода от едночастичен към колективен характер се случва между ядра с неутронен брой  $124 \leq N < 125$ . Въпреки че ядрото  $^{208}\text{Po}$  е по-особен случай, интерпретацията на вероятността за преход  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  в това ядро потвърждава колективния характер на  $4_1^+$  състоянията. Горезложените резултати и изводи не изясняват въпроса, в кое ядро се случва прехода от колективност към едночастичност. Поради тази причина е изследвано и четно-нечетното ядро  $^{209}\text{Po}$ . Извършените изчисления в рамките на слоестия модел потвърждават твърдението, че свойствата на нечетните нисколежащи състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  се описват от едночастично слабо свързване на нечетната несдвоена частица (неутронната дупка) от ядрото  $^{209}\text{Po}$  с възбудените ираст състояния в ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Последното предполага, че отстраняването на един неутрон от ядрото  $^{210}\text{Po}$  не предизвиква никаква допълнителна квадруполна колективност. От тук следва и заключението, че за полониевите изотопи, прехода от едночастичен характер към колективен характер се случва между ядра с неутронен брой  $124 \leq N < 125$ . Както и че самият преход е спиново зависим, т.е. настъпва по-бързо за състоянията с по-нисък ъглов момент, отколкото за състоянията с по-висок ъглов момент.

# Съдържание

Абстракт	i
Списък на фигурите	v
Списък на таблиците	x
1 Едночастични и колективни възбуждания в атомните ядра	1
1.1 Слоест модел	2
1.2 Сениорити (Seniority) схема	10
1.3 Колективни възбуждания	13
2 Еволюция на нисколежащите състояния в изотопите на полония	16
2.1 Експериментални наблюдаеми	16
2.1.1 Закон за радиоактивния разпад	16
2.1.2 Ядрени състояния	18
2.1.3 Вероятности за преход	22
2.2 Еволюция на ядрената структура в полониевите ядра	26
3 Експериментален метод	31
3.1 Огледално-симетричен метод на отместване на центроидите (MSCD)	35
3.2 Построяване на PRD крива	37
3.3 Обобщен метод на разлика в центроидите (GCDM)	40
4 Експерименти и резултати	42
4.1 Експерименти	42
4.1.1 Получаване на $^{204,206}\text{Po}$	44

4.1.2	Получаване на $^{208}\text{Po}$ . . . . .	44
4.1.3	Получаване на $^{209}\text{Po}$ . . . . .	45
4.2	Анализ . . . . .	46
4.3	Резултати . . . . .	50
4.3.1	$^{204,206}\text{Po}$ . . . . .	50
4.3.2	$^{208}\text{Po}$ . . . . .	58
4.3.3	$^{209}\text{Po}$ . . . . .	61
5	Дискусия . . . . .	66
5.1	Смесване на две състояния (Two-state mixing) . . . . .	66
5.2	Спектроскопичен фактор . . . . .	68
5.3	Интерпретация на резултатите . . . . .	71
5.3.1	$^{204}\text{Po}$ $^{206}\text{Po}$ . . . . .	71
5.3.2	$^{208}\text{Po}$ . . . . .	80
5.3.3	$^{209}\text{Po}$ . . . . .	81
	Кодът NuShellX за описание на ядрената структура . . . . .	81
6	Заклучение . . . . .	93
	Списък с публикации, върху които е изграден дисертационният труд . . . . .	95
	Благодарности . . . . .	98
	Библиография . . . . .	99

## Списък на фигурите

1.1	Схема на нивата, която показва ефектите от добавяне на спин-орбитален член във функцията на Хамилтон. Фигурата е взета от [3] . . . . .	5
1.2	(а) Схема на нисколежащите състояния в четно-четните ядра, които следват енергетично поведение, характерно за сениорити схемата; (b) Схематична илюстрация на поведението на приведените вероятности а преход $V(E2)$ на сениорити-запазващите преходи (горната част на фигурата) и сениорити-променящите преходи (долната част на фигурата) като функция на дробното запълване на слоя. Фигурата е взета от [8] . . . . .	12
1.3	Форми на ядрената повърхност при най-ниските три мултиполности. С пунктирна линия е изобразена равновесната сферична повърхност, а с плътна линия са изобразени вибрационните форми. Фигурата е взета от [3] . . . . .	14
1.4	(а) Схема на нисколежащите състояния в колективни ядра, които следват енергетично поведение, характерно за вибрационните състояния; (b) Стойности за двата типа вероятности за преход при колективния модел . . . . .	15
2.1	Разположение на единични и двойно-магични числа на картата на Segre . . . . .	27

3.1	Схематично представяне на установка за провеждане на експеримент по метода на бързи съвпадения. Фигурата е взета от [26]. CFD : дискриминатор със следящ праг (constant fraction discriminator) , ТАС : преобразувател време-амплитуда (time-to-amplitude converter), DAQ : системата за събиране на данни (data acquisition system) . . . . .	32
3.2	Огледално-симетричен метод на отместване на центроидите [26] . . . . .	35
3.3	Илюстративен пример за MSCD метода. Избрано е референтната енергия да е $E_{ref} = E_{decay}$ . Центроидите на двете времеви разпределения са изобразени като функция на $E_{feeder}$ . При $E_{feeder} = E_{decay}$ , се получава $PRD = 0$ , съгласно [26] . . . . .	37
3.4	Частични схеми на нивата в ядрата $^{152}\text{Eu}$ и $^{152}\text{Gd}$ . $J^\pi$ , $E_\gamma$ , $E_{level}$ и $\tau$ са взети от [28] . . . . .	38
4.1	Принципна схема на тандемния ускорител в института по ядрена физика в Кьолн, Германия [30] . . . . .	42
4.2	Принципна схема на детекторната установка за случая на (а) ядрата $^{204,206}\text{Po}$ и (b) ядрото $^{208}\text{Po}$ . . . . .	44
4.3	(а) Соларни клетки (б) 1 - конфигурация на соларните клетки, 2 - силиконов пръстен, 3 - фолио . . . . .	45
4.4	Некалибриран спектър, използван за калибровка на един ТАС. Този спектър е взет от експеримента по определяне на времена на живот в ядрото $^{209}\text{Po}$ . . . . .	47
4.5	Експериментална PRD крива за случая на ядрата $^{204,206}\text{Po}$ , получена с използването на източник от $^{152}\text{Eu}$ [36] . . . . .	50
4.6	Пълна проекция на HPGe-LaBr-LaBr (синьо) и HPGe-LaBr-HPGe (червено) събития от реакцията $^{197}\text{Au}(^{11}\text{B},4n)$ и частична схема на нивата в ядрото $^{204}\text{Po}$ . Енергията на пиковете, използвани в анализа, е отбелязана на фигурата [36] . . . . .	51



- 4.7 Процедура за измерване на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$ . (а) Спектри, получени от двойни съвпадения от LaBr (синьо) детектори и Ge детектори (червено). Условието наложено на LaBr детектори е върху прехода, който захранва нивото на интерес. Вертикалните черни линии показват широчината на условието по енергия върху прехода, който разрежда нивото на интерес. Съответстващото p/b съотношение е 7.06. Вертикалните зелени линии показват широчината на условието по енергия, наложено върху фонови области. На долния панел са показани фитираният времеви отклик на фона (зелена пунктирана линия), заедно с PRD кривата (непрекъснатата линия в лилаво) и получената разлика в центроидите (синя точка). (b) Времеви разпределения, получени за конкретният каскад от нива (c) Същото като (а), но условието наложено на LaBr детектори е върху прехода, който разрежда нивото на интерес. Съответстващото p/b съотношение е 5.34. Във всички показани спектри не е ваден фон [36] . . . . . 53
- 4.8 Процедура за измерване на времето на живот на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Фигурата е аналогична на Фиг.4.7. Съответстващите p/b съотношения са 3.9(1) и 3.8(1) [36] . . . . . 54
- 4.9 Пълна проекция на HPGe-LaBr-LaBr (синьо) и HPGe-LaBr-HPGe (червено) събития от реакцията  $^{198}\text{Pt}(^{12}\text{C},4n)$  и частична схема на нивата в ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Отбелязана е и енергията на пиковете, използвани в анализа [36] . . . . . 55
- 4.10 Процедура за измерване на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Фигурата е аналогична на Фиг. 4.7. Съответстващите p/b съотношения са 4.38 и 4.41 [36] . . . . . 57
- 4.11 Експериментална PRD крива за случая на ядрото  $^{208}\text{Po}$ , получена посредством източник от  $^{152}\text{Eu}$  [38] . . . . . 58
- 4.12 Проекция на матрицата на съвпадение между частици и  $\gamma$ -кванти. Заградените области представляват частици, които са в съвпадение с  $\gamma$ -лъчи от съответните ядра . . . . . 59

4.13	Показана е процедурата за измерване на времето на живот на $4_1^+$ състоянието в ядрото $^{208}\text{Po}$ . Съответстващите $p/b$ съотношения са 0.7 и 0.5 . . . . .	60
4.14	Експериментална PRD крива за случая на ядрото $^{209}\text{Po}$ , получена от източник от $^{152}\text{Eu}$ . . . . .	61
4.15	Процедура по измерване на времето на живот на $9/2_1^-$ състоянието в ядрото $^{209}\text{Po}$ . Съответстващите $p/b$ съотношения са 43 и 14 . . . . .	62
4.16	Процедура за измерване на времето на живот на $11/2_1^-$ състоянието в ядрото $^{209}\text{Po}$ . Съответстващите $p/b$ съотношения са 30 и 11 . . . . .	64
4.17	Процедура за измерване на времето на живот на $5/2_1^-$ състоянието в ядрото $^{209}\text{Po}$ . Съответстващите $p/b$ съотношения са 41 и 24 . . . . .	65
5.1	Схематично представяне на изчисленията за смесване на две състояния [4] . . . . .	67
5.2	Еволюция на отношението $R_{4/2}$ в четно-четните изотопи на полония и оловото като функция на броя на неутроните. Пунктираните линии са илюстративни, с цел да се покаже особеният случай на стойността на съотношението $R_{4/2}$ при $N = 124$ ( $^{208}\text{Po}$ и $^{206}\text{Pb}$ ) [36] . . . . .	72
5.3	Сценарий на смесване за ядрото $^{206}\text{Po}$ . Панел (а) показва чистите протонни (в червено) и неутронни (в синьо) възбуждания в ядрото $^{206}\text{Po}$ , които се приема, че съответстват на възбудените състояния в ядрата $^{210}\text{Po}$ и $^{204}\text{Pb}$ , съответно. Панел (б) показва резултата от смесването на техните състояния (в пурпурно) в сравнение с експериментално получените данни за ядрото $^{206}\text{Po}$ , които са показани на панел (с). Дебелината на стрелките са пропорционални на силата на $E2$ преход, освен вероятността за преход $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ в ядрото $^{206}\text{Po}$ (най-дясната схема), където дебелината на стрелката представлява долната граница на силата на преход [36] . . . . .	76

5.4	Сценарий на смесване за ядрото $^{204}\text{Po}$ . Панел (а) показва чистите протонни (в червено) и неутронни (в синьо) възбуждания в ядрото $^{204}\text{Po}$ които се приема, че съответстват на възбудените състояния в ядрата $^{210}\text{Po}$ и $^{202}\text{Pb}$ , съответно. Панел (b) показва резултатите от смесването на техните състояния (в лилаво) в сравнение с експерименталните данни за ядрото $^{204}\text{Po}$ , показани на панел (с). Дебелините на стрелките са пропорционални на силата на $E2$ преход [36] . . . . .	78
5.5	Еволюция на приведените вероятности за преход на сениоритизапазващите преходи в полониевите изотопи като функция на масовото число [38] . . . . .	80
5.6	Сравнение между експерименталните енергии на нивата и енергиите, които са получени след изчисления по слоестия модел . . . . .	83
5.7	Протонна и неутронна компонента на матричния елемент $\langle 5/2_1^-   E2   1/2_1^- \rangle$ . . . . .	88
5.8	Протонна и неутронна компонента на матричния елемент $\langle 9/2_1^-   E2   5/2_1^- \rangle$	89
5.9	Протонна и неутронна компонента на матричния елемент $\langle 9/2_1^-   E2   5/2_2^- \rangle$ . . . . .	91

## Списък на таблиците

2.1	Вероятности за преход $W_{fi}(\sigma, L)$ ( $s^{-1}$ изразени чрез $B(EL)$ в единици $e^2 fm^{2L}$ и $B(ML)$ в единици $(\mu_N^2 fm^{2L-2})$ . $E_\gamma$ е енергията на $\gamma$ -кванта, изразена в MeV. Вероятности за преход $B(\sigma L)$ в едночастични единици или единици на Вайскопф, като функция на масата на ядрото $A$ и енергията $E_\gamma$ . (Взети от [3] и [7]) . . . . .	25
4.1	Времена на живот на изследваните $4_1^+$ и $2_1^+$ състояния в ядрата $^{204}Po$ и $^{206}Po$ , заедно с енергии на преходите, необходими за получаването на времевите разпределения и съответните вероятности за $E2$ преход [36] . . . . .	56
4.2	Време на живот на $4_1^+$ състоянието в ядрото $^{208}Po$ , заедно с приведени вероятности за преход, изчислени от измереното време . . . . .	59
4.3	Времена на живот на изследваните $9/2_1^-$ , $5/2_1^-$ и $11/2_1^-$ състояния в ядрото $^{209}Po$ , заедно с приведени вероятности за преход, изчислени от измерените времена . . . . .	63
5.1	Налични магнитни моменти на състоянията със спин и четност $6_1^+$ и $8_1^+$ състоянията в четно-четните полониеви изотопи с брой неутрони $N \leq 126$ . Данните са взети от [49] . . . . .	75
5.2	Свойства на ираст състоянията в ядрата $^{210}Po$ , $^{204}Pb$ и $^{202}Pb$ , които са използвани като входни данни за извършване на изчисления по модела на смесване на състоянията за ядрата $^{206}Po$ и $^{204}Po$ . . . . .	76

5.3	Резултати от изчисленията по модела на смесване за ядрото $^{206}\text{Po}$ сравнени с експерименталните данни. Изчисленията за смесването са извършени, като се използват за входни данни, данни от Таблица 5.2 също и стойността $V_{mix} = 308 \text{ keV}$ . . .	77
5.4	Резултати от извършени сметки за смесване на състояния в ядрото $^{204}\text{Po}$ , сравнени с експерименталните данни. Сметките за смесване на състоянията са извършени като се използват за входни данни, данните от Таблица 5.2, също и стойността $V_{mix} = 371 \text{ keV}$ . . . . .	79
5.5	Експериментални данни за нисколежащите нечетни състояния в ядрото $^{209}\text{Po}$ , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и вероятности за преход за тези състояния . . . . .	83
5.6	Експериментални данни за енергиите и електромагнитните моменти на нечетни състояния в ядрото $^{209}\text{Po}$ , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и моменти . . . .	84
5.7	Изчислени нормирани спектроскопични фактори, при които се получава ядрото $^{209}\text{Po}$ при сдвояване на една неутронна дупка с ираст състоянията в ядрото $^{210}\text{Po}$ . . . . .	86



## Глава 1

# Едночастични и колективни възбуждания в атомните ядра

Атомните ядра са многочастични системи, които съответстват на конфигурации от  $Z$  протона и  $N$  неутрона, комбинирани под общо наименование нуклеони. Те се характеризират с масово число  $A$ , което представлява сумата от протоните и неутроните  $A = Z + N$ . Атомното ядро може да съдържа до няколкостотин индивидуални нуклеона, които си взаимодействат чрез ядрени сили, а протоните и чрез Кулонови сили [3]. Сложността на ядрената система изисква използването на различни модели, с които да могат да се интерпретират различните структури, които са наблюдавани експериментално. Всеки модел има за цел да опише конкретен феномен по такъв начин, че да може както да се възпроизведат текущи експериментални измервания, така и да се прогнозира бъдещи измервания. В рамките на ядрената физика, структурата и свойствата на ядрото са описани от различни ядрени модели. Всички модели започват от фундаментална физична концепция и впоследствие се разширяват, за да възпроизведат емпирични ядрени свойства. След като настоящите експериментални измервания могат да бъдат пресъздадени успешно от модела, той може да бъде оценен по-нататък, като се опита да се предскажат бъдещи измервания на все още неизмерени ядра. Ефикасността на прогнозите служи като принос към модела, като по този начин разширява обхвата и точността му. Ядрените модели са два основни вида: микроскопични и макроскопични.

Микроскопичните модели, като слоестия модел, изследват ефектите, които отделните нуклеони имат върху общите свойства на ядрото. Той е използван в настоящата дисертация за описание на структурата на изследваните полониеви ядра. Макроскопичните модели, сред които е и течно-капковия модел, описват ядрото не като съставено от много отделни частици, а като цялостен обект – квантово-механична капка.

## 1.1 Слоест модел

Слоестият модел е базиран на идеята, че съществува слоеста структура в ядрата, подобно на електронните обвивки в атомите [4]. Има множество доказателства в подкрепа на съществуването на дискретни слоеве в ядрената структура. Най-силният аргумент е съществуването на магическите числа 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126. При това ядрата, при които броят на протоните и/или неутроните отговаря на едно от тези числа, наричаме магически. Доказателствата за слоевете се демонстрират и от експериментално наблюдаваната енергия, необходима за отделяне на последният свързан нуклеон от ядрото като функция на броя протони или неутрони. За по-голямата част от ядрата, тя е около 8 MeV, докато при магическите ядра, тази енергия се увеличава значително. Същите магически числа се появяват и при експериментален анализ на енергията на свързване като функция на броя протони или неутрони.

Слоестият модел описва последователното запълване на енергетичните нива, което се осъществява съгласно принципа на Паули. Според него всеки нуклеон се третира поотделно като независима частица, движеща се в рамките на даден среден потенциал. В това се изразява и основното предположение на слоестия модел, че нуклеоните се движат независимо един от друг в рамките на осреднения потенциал на всички други нуклеони.

Самото ядро представлява квантово-механична структура, съставена от много на брой частици, наречени нуклеони. За решаване на всяка квантово-механична задача е нужно да се състави многочастичен оператор



на Хамилтон, наричан за кратко Хамилтониан, (оператор описващ пълната енергия на една квантово-мехнична система) и след това да се реши уравнението на Шрьодингер. Поради това се налага да използваме моделна представа за ядрото. В рамките на слоестия модел, Хамилтонианът на една ядрена система може да се представи като кинетичен член и сума от двунуклеонни взаимодействия :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k) \quad (1.1)$$

Този обобщен Хамилтониан може да бъде пренаписан като сума от зарядово инвариантен член  $H_0$  и член, който съдържа остатъчното взаимодействие  $H_{res}$ , като се въведе едночастичният потенциал  $U_i$  [4] :

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^A \left( \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + U_i(\mathbf{r}_i) \right) + \left( \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k) - \sum_{i=1}^A U_i(\mathbf{r}_i) \right) \\ &= H_0 + H_{res} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Едно от големите опростявания и основни допускания на модела е, че в първо приближение трябва да се има предвид само  $H_0$ . Предполага се, че всеки нуклеон се движи като независима частица, в потенциал, генериран от всички останали нуклеони. Или казано по друг начин, основният резултат от сложните взаимодействия с две тела е да генерират среден сферичен потенциал. Когато за този потенциал положим потенциала на хармоничния осцилатор -  $U(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$ , се получават познатите собствени стойности за енергията  $E = \hbar\omega \left(N + \frac{3}{2}\right) = \hbar\omega \left(2n + \ell + \frac{3}{2}\right)$ , където с  $N$  е отбелязано главното квантово число, а с  $\ell$  е отбелязано квантовото число на ъгловия момент. Като се използва този потенциал, се възпроизвеждат само трите най-ниски магически числа 2,8,20. Останалите магически числа могат да бъдат възпроизведени ако към средният потенциал се добави член,

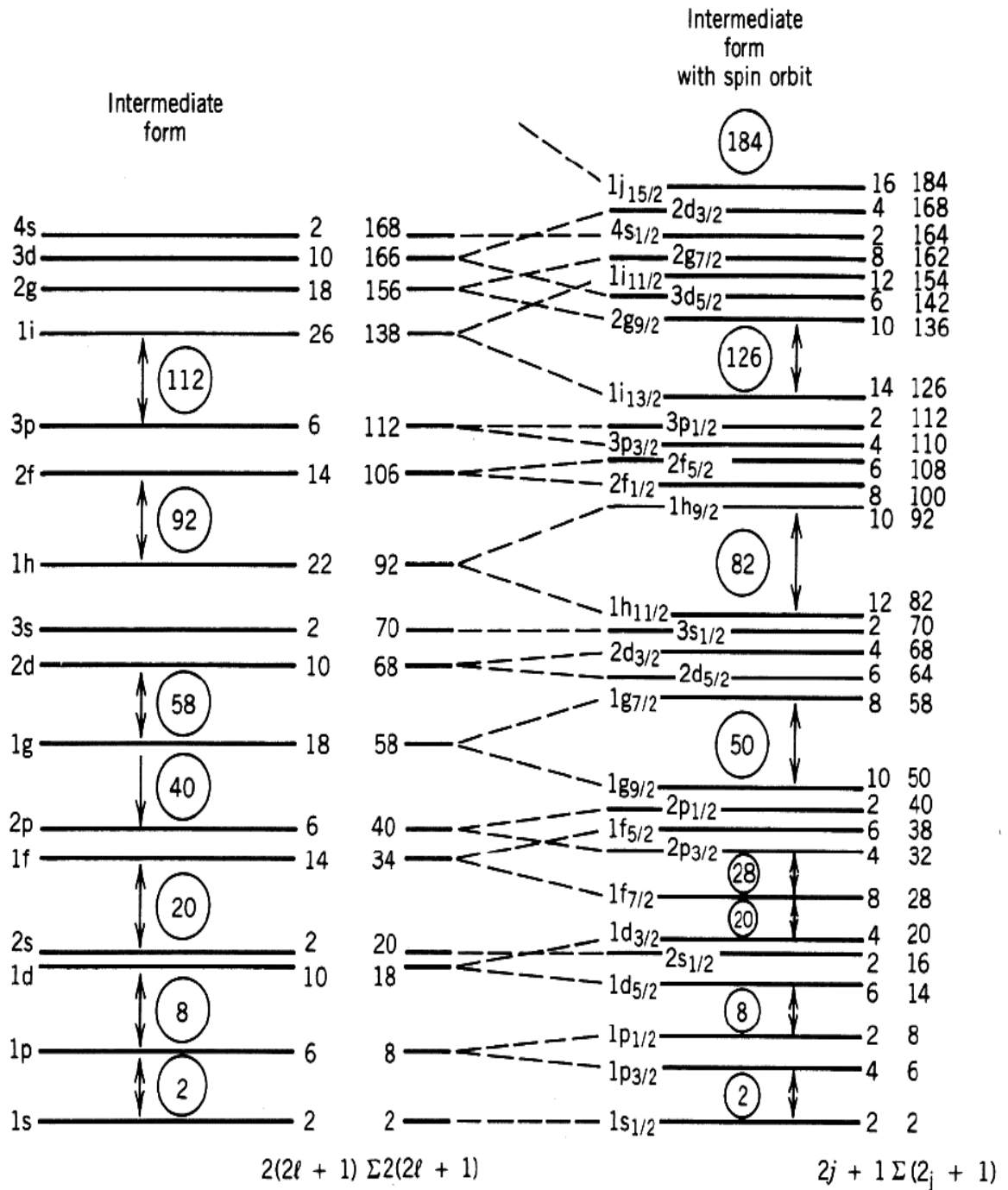
<sup>1</sup>В тази глава, с цел опростяване на изложението, векторните величини на операторите са обозначени с шрифт в стил "получер" (bold), подобно на описанието направено в [4] и [7]

пропорционален на  $\ell^2$ , който ще разграничи слоевете по енергия.[4] Това може да се случи, като се модифицира формата на потенциала, като това ще направи потенциалната яма по-заоблена. Това означава също, че под-слоевите с голям орбитален ъглов момент  $\ell$  ще почувстват по-силно привличащият потенциал. По този начин нивата с по-голям ъглов момент  $\ell$  се спускат под нивата с по-малък ъглов момент  $\ell$ , и двете под нивата на осцилатора

В края на 1940s Mayer [5], Haxel, Jensen и Suess [6] показват, че добавянето на спин-орбитален член към средния потенциал (третият член от формула 1.3), ще може да възпроизведе експериментално наблюдаваните магически числа, както и да предскаже ненаблюдаваните до този момент орбитали, отговарящи на  $Z=126$  и  $Z$  или  $N=184$ .

$$U(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + D\ell^2 + C\ell \cdot s \quad (1.3)$$

Ефектът на спин-орбиталното взаимодействие се състои в разделянето на нивата с ъглов момент  $\ell > 0$  на две отделни нива. По този начин, включването на спин-орбитален член води до въвеждане и на пълен ъглов момент  $j$  като характеристика на едночастичните състояния ( $j = |\ell \pm \frac{1}{2}|$ ). Израждането на състоянията се променя от  $2(2\ell + 1)$  до  $2j + 1$ . По този начин, наборът от магически числа се възпроизвежда от модела, поради факта, че енергетичните нива се запълват с магически брой нуклеони. Това води до разделяне по енергия между даден запълнен слой и следващия възможен. Сравнение на енергетичните нива, получени с и без приноса на спин-орбиталния член, може да се види на Фиг.1.1, където са показани възпроизведените магически числа.



Фигура 1.1: Схема на нивата, която показва ефектите от добавяне на спин-орбитален член във функцията на Хамилтон. Фигурата е взета от [3]

Както може да се види на фигурата от ляво на дясно, вторият член от формула 1.3 повдига по енергия осцилаторните нива с голям орбитален ъглов момент  $\ell$ , докато спин-орбиталният член понижава по енергия нивата с  $j = \ell + 1/2$  спрямо тези с  $j = \ell - 1/2$ . Тъй като силата на спин-орбиталният член е пропорционална на  $\ell$ , той ще действа по-силно при големи стойности на  $\ell$ . От горното твърдение става ясно, че могат да се разграничат два вида магически числа: тези, според хармоничния осцилатор 8, 20, 40 и тези, които се възпроизвеждат като се въведе спин-орбитален член 14, 28, 50, 82 и 126. Тъй като има промяна в четността между орбиталите под и над тези на хармоничния осцилатор, квадруполните възбуждания, които запазват четността, са забранени при състояния тип частица-дупка (1p-1h). За да се получи колективност, са необходими възбуждания от типа две частици-две дупки 2p-2h [4]. От друга страна, орбиталите под и над енергетичните процепи, създадени от спин-орбиталното взаимодействие имат еднаква четност и се различават с  $\Delta\ell = 2$ , те предпочитат 1p-1h квадруполни възбуждания. Основната идея на модела е да запълва последователно едночастичните орбитали, съгласно принципа на Паули. По този начин, всяка орбитала ще съдържа  $2j + 1$  нуклеона. Тъй като пълният ъглов момент на запълнена  $j$ -орбитала е равен на нула, спина и четостта на ядра с една частица или една дупка извън инертната сърцевина, могат да се предскажат от модела. Още повече, спинът, магнитните моменти и квадруполните моменти на много ядра с нечетно масово число могат да бъдат описани правилно, като се използва слоестият модел. При прилагането на модела се предполага, че състоянията в тези ядра се определят от последния несдвоен нечетен нуклеон. Въпреки своята простота, слоестият модел може да опише доста широк спектър от експериментални данни.

Слоестият модел отдавна се е доказал като ключов към разбирането на ядрената структура. Той предоставя теоретичната рамка за микроскопично описание на ядрените свойства, което по същество се основава на използването на ефективни взаимодействия. Всъщност, както е добре известно, в

рамките на слоестия модел влизат само частиците извън инертната сърцевина и изчисленията се извършват в редуцирано Хилбертово пространство, така нареченото пространство на модела. По-фундаментален подход към слоестия модел се състои в разглеждане на взаимодействие между свободни нуклеони и конструиране на Хамилтониан с помощта на техники на много състояния, което води до така нареченото „реалистично ефективно взаимодействие“. Добре установен подход е извеждането на реалистичните ефективни взаимодействия от свободния потенциал  $V_{NN}$ . Този алтернативен начин, базиран на микроскопично извеждане на ефективното взаимодействие на слоестия модел, има предимството, че не е необходим регулируем параметър и създава връзка между ефективното взаимодействие на слоестия модел и основните ядрени сили. По последното е постигнат значителен напредък през последните две десетилетия и изчисленията на реалистичния слоест модел са показали, че осигуряват точно описание на свойствата на ядрената структура за ядра, които се намират в различна масова област.

Както беше описано по-горе, в първо приближение можем да смятаме, че нуклеоните могат да се движат независимо един от друг в някакъв среден потенциал, генериран от взаимодействието помежду им [7]. Много-частичното взаимодействие може да се представи като сума от двунуклеонни взаимодействия, която от своя страна можем да апроксимираме с емпиричен среден потенциал. За средният потенциал се приема някаква аналитична форма, като числените стойности на нейните параметри се напасват в съгласие с експерименталните данни. Въвежда се ефективно взаимодействие, като Хамилтонианът на ядрото може да се представи във вида :

$$H = K + V(i) + V_{res} \quad (1.4)$$

където  $K$  е кинетичен член, а  $V(i)$  е потенциалът на средното поле. Ефективното двунуклеонно взаимодействие само по себе си представлява безкрайна сума от процеси на разсейване на двата нуклеона в ядрената материя -

$$V_{eff} = \sum_{i < j}^A V(i, j). \quad (1.5)$$

Потенциалът на средното поле, въпреки че възпроизвежда точни много ядрени свойства в рамките на едночастичният модел, не успява да опише адекватно експерименталните данни, свързани с възбужданията. Остатъчното взаимодействие е отговорно за всички конфигурационни смесвания, колективност и други корелации в слоестия модел [4]. Освен средно поле, в ядрата действат и късодействащи остатъчни сили между нуклеоните. Два нуклеона от един и същ подслой ще се намират в двунуклеонно състояние с най-ниска възможна енергия. Това води до факта, че те ще са най-силно свързани при пълен ъглов момент на двойката равен на нула  $J=0$ . Този ефект води до повишаване по енергия на  $0^+$  състоянието, без да влияе на останалите  $2j-1$  състояния.

Важен компонент на остатъчното взаимодействие е силата на сдвояване. Тя позволява да се въведат корелации на сдвояване, които в този формализъм се представят като недиагонални разсейвания [4]. Тя може също да възпроизведе и енергетичния процеп, наблюдаван в експерименталните спектри на възбуждане в четно-четните ядра. Формално, взаимодействието на сдвояване може да се представи чрез

$$\langle j_1 j_2 J | V_{\text{pair}} | j_3 j_4 J' \rangle = -G (j_1 + 1/2) (j_3 + 1/2) \delta_{j_1 j_2} \delta_{j_3 j_4} \delta_{J_0 J' 0} \quad (1.6)$$

където  $G$  представлява силата на взаимодействието. Нека се има предвид, че това е взаимодействие на привличане и е ефективно само за  $0^+$  състоянията на идентични нуклеони, които се намират в един и същи подслой. Това взаимодействие позволява също и недиагонални разсейвания,  $\langle j_1^2 0^+ | V_{\text{pair}} | j_3^2 0^+ \rangle$ , при които двойка частици преминава към друга орбита като двойка.

$\delta$ -взаимодействието е радиално взаимодействие, което по дефиниция е равно на нула, освен в случая когато нуклеоните се намират в еднаква

орибита. Интуитивно обяснение на този факт произлиза от това, че ядрените сили са късodeйстващи. В това отношение,  $\delta$ -взаимодействието ще е най-голямо при  $J = 0$  и  $J = J_{max}$  конфигурации, при които ъгловите моменти са паралелни или антипаралелни съответно.  $\delta$ -взаимодействието се дефинира по следният начин [4] :

$$V_{res} = -V_0\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (1.7)$$

което характеризира късodeйстващата част на ядрените сили. Антисиметричната пространствена вълнова функция изчезва, когато  $\delta$ -взаимодействието започва да действа, т.е.  $r_1 = r_2$ . За да са в съответствие с принципа на Паули, спиновата или изоспиновата част на вълновата функция трябва да е антисиметрична. За идентични нуклеони (тези със симетрични изоспинови компоненти на вълновата функция), израждането по енергия за  $J = 0, 2, 4, \dots (2j - 1)$  състоянията се покачва. Ефектите от взаимодействието се увеличават с увеличаване на пълния ъглов момент  $j$ .

$\delta$ -взаимодействието и силата на сдвояване са предназначени да представляват късodeйстващата компонента на ядреното взаимодействие. Остатъчното взаимодействие, от своя страна, съдържа също и далекодействаща компонента, която е съществена при възпроизвеждане на колективните свойства при несферични ядра. Обикновено този компонент се представя от така нареченото квадруполно взаимодействие. Комбинацията от квадруполни сили и сили на сдвояване е може би най-широко използваното за моделиране на ядрените взаимодействия в тежки ядра. [4].

## 1.2 Сениорити (Seniority) схема

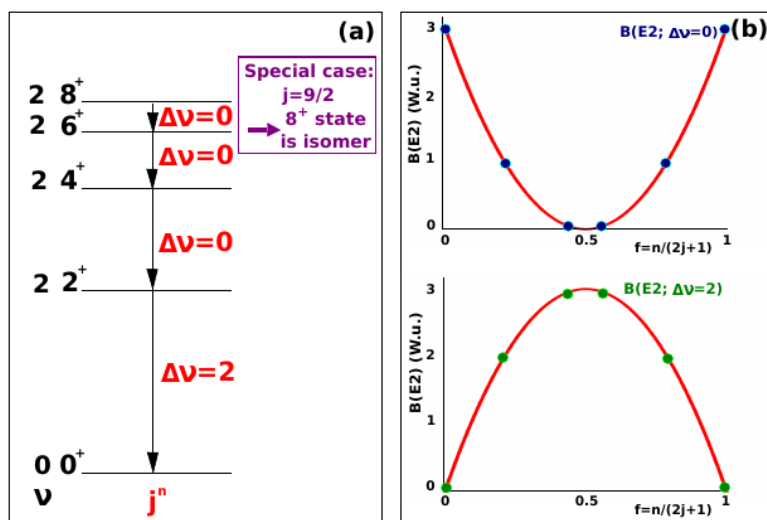
Нека разгледаме многонуклеонна конфигурация. Под атова се разбира конфигурация от две или повече валентни частици извън инертната сърцевина. Има два въпроса : Кои стойности на ъгловия момент  $J$  са разрешени според принципа на Паули и какво е тяхното подреждане по енергия. Първият въпрос може да бъде решен с въвеждане на среден потенциал или остатъчно взаимодействие. Много свойства могат да се изведат от факта, че радиалните и ъглови части на една вълнова функция, в централен потенциал, могат да бъдат разделени :  $\psi = R(r)Y(\theta, \varphi)$ , и че предсказанията за тях са независими от стойностите на ъгловия момент  $J$ . Тъй като формата, която обуславя даден запълнен слой е сферично симетрична, взаимодействието на валентния нуклеон в състояние  $|jm\rangle$  не зависи от  $m$ . Следователно, частиците от затворен слой ще имат същият ефект върху всички валентни нуклеони, които се намират в орбитала с даден ъглов момент  $j$ . В конфигурациите с много частици, ефектите от нуклеоните в затворените орбити са независими от начина, по който отделните стойности  $|jm\rangle$  се сдвояват до пълнен ъглов момент  $J$ . При наличие на няколко валентни нуклеона от съществено значение е силата на сдвояване. Тенденцията, два нуклеона да свързват в двойка до пълнен ъглов момент  $J = 0$ , води до въвеждането на сениорити схемата. Нека разгледаме  $j^n$  конфигурация. Основна задача е да се намери най-малката стойност на  $n$ , при която ще се получи даден ъглов момент  $J$  ( $J \neq 0$ ). Въвежда се ново квантово число наречено сениорити (seniority), което се бележи с  $\nu$  и представлява броя несдвоени нуклеони в конфигурация  $j^n$ , където  $s$  е отбелязан пълният брой частици, и спин на ядреното състояние  $J$ . Ясно е, че в конфигурация-та  $j^n J$ , при сениорити число равно на пълният брой частици,  $\nu = n$ , няма частици, сдвоени до ъглов момент  $J = 0$ . В случая, когато  $\nu = 0$ , всички частици са сдвоени до ъглов момент  $J = 0$ . Броят на сдвоените частици е  $(n - \nu)$ , а броят на такива двойки е  $(n - \nu)/2$  [4].



Концепцията за сениорити схемата е от значение, защото води до прости, но съществени резултати. Например различни взаимодействия и матрични елементи могат да бъдат класифицирани по отношение на това дали запазват или не сениорити числото. Още по-значим е факта, че много реалистични остатъчни взаимодействия запазват сениорити числото, така че тази схема прави точни прогнози за съществуващите ядра. В рамките на тази дисертация е невъзможно да се разгледат всички характеристики на сениорити схемата без да се добави нежелана сложност. Най-важните свойства на схемата са разгледани по-долу.

Основното и преимущество е, че матричните елементи на  $j^n$  конфигурацията може да се редуцират до тези на  $j^v$  конфигурацията. А именно, всички енергетични разлики при състоянията със сениорити  $\nu = 2$  в конфигурацията на  $n$  частици са идентични на тези в системата с две частици и са независими от  $n$ . По този начин става възможно приложението на слоестия модел за ядра с повече от една или две валентни частици.

Нека разгледаме ядро с две частици или дупки от един тип (протони или неутрони) извън двойно-магична сърцевина, които се намират в едночастична орбитала. Нивата с ъглов момент  $J = 2j - 1$  могат да се определят от вълновата функция  $|j^2\nu J\rangle$ . В основно състояние със спин и четност  $0^+$  двете частици са сдвоени до ъглов момент нула, т.е. имат сениорити число  $\nu = 0$ . За възбудените състояния  $2^+, 4^+, \dots, (2j - 1)$  двете частици не са сдвоени и за тях сениорити числото е  $\nu = 2$ . Тази класификация води до разграничаване между E2 преходите от едно ниво към друго: преходът  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  се класифицира като сениорити-променящ ( $\Delta\nu = 2$ ), докато останалите преходи са сениорити-запазващи ( $\Delta\nu = 0$ ).



Фигура 1.2: (а) Схема на нисколежащите състояния в четно-четните ядра, които следват енергетично поведение, характерно за сениорити схемата; (б) Схематична илюстрация на поведението на приведените вероятности а преход  $B(E2)$  на сениорити-запазващите преходи (горната част на фигурата) и сениорити-променящите преходи (долната част на фигурата) като функция на дробното запълване на слоя. Фигурата е взета от [8]

За араст състоянията в четно-четните ядра, сениорити схемата се проявява с няколко ясни експериментални резултата [4, 9], както е показано на Фиг.1.2. Възбудените състояния се характеризират със сениорити  $\nu = 2$  и следват енергетично поведение еквивалентно на  $j^2$  конфигурация, където енергетичното разстояние намалява с нарастване на ъгловия момент. Ниската стойност на енергията на прехода  $(2j - 1) \rightarrow (2j - 3)$  обикновено води до това, че  $(2j - 1)$  състоянието е изомерно. На Фиг. 1.2 (b) са представени изчислените стойности на приведените вероятности за преход  $B(E2)$  като функция на дробното запълване на слоя  $f = n / (2j + 1)$ . При сениорити-променящите преходи  $2_1^+(\nu = 2) \rightarrow 0_1^+(\nu = 0)$  кривата, която описва еволюцията на вероятностите за преход, следва параболичен закон и нараства със запълването на слоя, като има максимум при наполовина запълнен слой. При сениорити-запазващите преходи  $J \rightarrow J - 2 (J > 4)$  еволюцията на вероятностите за преход има противоположно поведение и се характеризира с минимум при наполовина запълнен слой.

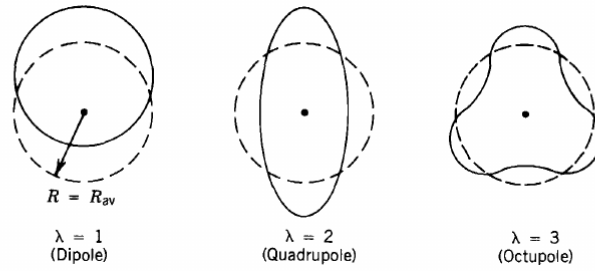
### 1.3 Колективни възбуждания

Слоестият модел и сениорити схемата са удобни за описание на възбудени състояния с едночастичен характер. С нарастване на броя на нуклеоните които се намират извън запълнен слой, влиянието на остатъчното взаимодействие върху средния потенциал се усилва. Това води до намаляване на стабилността на сферичната форма на ядрата. Според геометричният модел на Бор и Мотелсон, колективните възбудени състояния са свързани с отклонения на ядрото от неговата сферична форма. В ядра с неголям брой нуклеони извън четно-четната ядка се наблюдават възбуждания, свързани с вибрационни движения около сферично-симетричната форма. Тези възбуждания се появяват в резултат на взаимодействие на валентните нуклеони с повърхността на ядрото и представляват трептене на повърхността на капката около равновесната сферична форма. При наличие на голям брой несдвоени нуклеони възникват и ротационни движения, които се характеризират с въртене около ос, различна от оста на симетрия. В модела на Бор и Мотелсон, ядрената форма е описана математически чрез параметризиране на ядрената повърхност. Изменението на ядреният радиус се задава като развитие в ред по сферични хармонични функции:

$$R(t) = R_{av} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (1.8)$$

Вибрацията се разглежда като фонон с ъглов момент или мултиполност  $\lambda$ . Членът с  $\lambda = 0$  във формула 1.8, представлява монополен член. Той обуславя т.нар. дихателни или компенсационни колебания и е включен в средният радиус  $R_{av}$ , който е равен на  $R_0 A^{1/3}$ . Членовете с  $\lambda = 1$  са диполни членове и обикновено се изключват от изложението. Те отговарят на трансляция на ядрото като цяло. При разглеждане на нискоенергетичните възбуждания от основно значение са квадруполните вибрации  $\lambda = 2$ . Вибрационните ядра се описват като вибрации на повърхността около равновесната сферична форма. Тези вибрации са илюстрирани на Фиг.1.3.

Енергията на вибрационното състояние  $E_n$ , се задава чрез



Фигура 1.3: Форми на ядрената повърхност при най-ниските три мултиполности. С пунктирна линия е изобразена равновесната сферична повърхност, а с плътна линия са изобразени вибрационните форми. Фигурата е взета от [3]

$$E_n = n\hbar\omega \quad (1.9)$$

Ротационното движение, от друга страна, е характерно за силно деформирани ядра с несферична форма. Това е така, защото квантово механично няма промяна при въртене около сферично симетрични оси. Енергията на ротационните състояния  $E_{rot}$ , се изчислява по следната формула:

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}I(I+1), \quad (1.10)$$

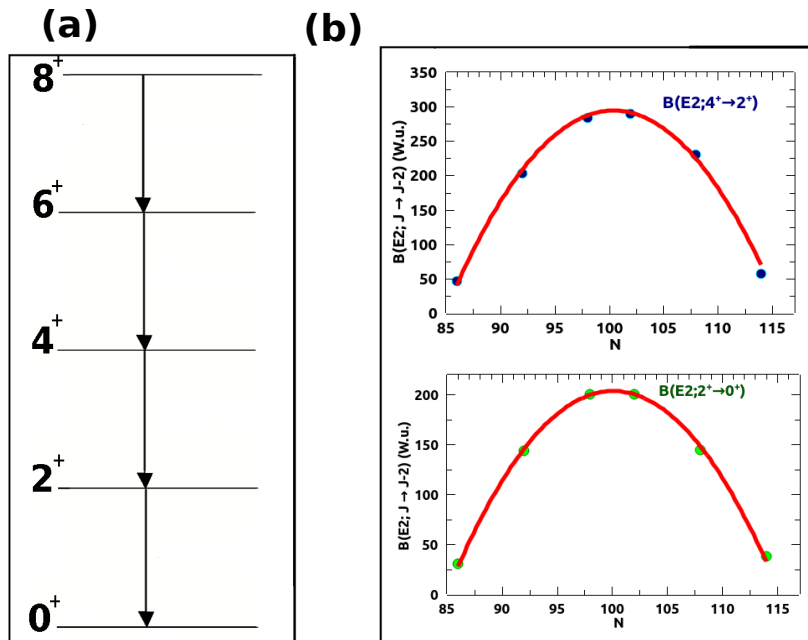
където с  $\mathcal{J}$  е отбелязан инерчният момент на ядрото, а с  $I$  е отбелязан пълният ъглов момент на ядрото.

Порждането и еволюцията на квадруполната колективност в четно-четните ядра се определят по следните експериментални критерия: отношението на енергията на второто възбудено ираст състояние към енергията на първото ираст възбудено състояние  $\mathbf{R}_{4/2} \equiv E_x(4_1^+)/E_x(2_1^+)$  и отношението на съответните вероятности за преход

$$\mathbf{B}_{4/2} \equiv B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+).$$

Ротационните състояния се характеризират със следните стойности на тези две съотношения  $R_{4/2} \geq 3.33$  и  $B_{4/2} \approx 10/7$ , като най-често се описват като твърд ротор. За вибрационните ядра, тези съотношения имат следните стойности  $R_{4/2} \approx 2$  и  $B_{4/2} \approx 2$ .

Еволюцията на приведените вероятности за преход може да бъде знак и за наличието на колективност в ядрото. Това може да се види на Фиг. 1.4. Поведението на вероятността  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в колективния модел е еднакво с това при сениорити схемата, като се наблюдава максимум при наполовина запълнен слой. От особено значение е, че това параболично поведение на сениорити-запазващите преходи в сениорити схемата е в пълен контраст с поведението на тези преходи в колективните ядра, където стойностите за преходите  $J \rightarrow J - 2 (J > 2)$  нарастват със запълването на слоя, като повтарят поведението на вероятностите за преход от първото възбудено състояние до основното  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ .



Фигура 1.4: (а) Схема на нисколежащите състояния в колективни ядра, които следват енергетично поведение, характерно за вибрационните състояния; (б) Стойности за двата типа вероятности за преход при колективния модел

## Глава 2

# Еволюция на нисколежащите състояния в изотопите на полония

### 2.1 Експериментални наблюдаеми

#### 2.1.1 Закон за радиоактивния разпад

Въпреки че търсенето на фундаменталния характер на материята се появява още в зората на гръцката философия, подробно познаване на атомната структура е придобито едва след 1910 година. Първите експериментални открития, които правят възможно изследването на атомната структура, са последвали едно след друго в бърза последователност. През 1895 година В. Рънтген открива рентгеновите лъчи, в началото на 1896 година А. Бекерел открива радиоактивността, и малко по-късно сър Дж. Дж. Томсън, Е. Вихерт и У. Кауфман дават доказателство за съществуването на електрона [10]. Преломна точка е установяването, че радиоактивните атоми променят своята химическа идентичност с времето. Интензивното изследване на този феномен води до теорията за радиоактивния разпад (Ръдърфорд и Соди, 1903; фон Швайдлер, 1905). Според тази теория, радиоактивните ядра ще се разпадат спонтанно. Средният брой ядра, който се разпада за единица време, е пропорционален на общия брой на наличните ядра. Този тип закон е характерен за случайни събития и се

прилага за всички видове радиоактивен разпад: алфа- ( $\alpha$ ), бета- ( $\beta$ ) и гама- ( $\gamma$ ), електронен захват, спонтанно делене или излъчване на светлина от възбудени атоми.

Законът за радиоактивно разпадане гласи, че вероятността ансамбълът от ядра да се разпадне за единица време, е константа, независима от времето. Разпадането на ядрата [3] е статистически процес и има вероятностен характер. Вероятността дадено ядро да се разпадне за определен интервал от време е възможно да се пресметне и това е показано в следващите редове. Нека в момент  $t$  е наличен ансамбъл от  $N$  неразпаднали се радиоактивни ядра и в пробата не се въвеждат нови ядра. Тогава средният брой разпаднали се ядра  $dN$  за време  $dt$  е правопрпорционален на  $N$ :

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

където  $\lambda$  е положителен коефициент на пропорционалност, наречен константа на разпад. Тази константа е характеристика на ядрото и на начина на разпад. Знакът минус показва, че с течение на времето броят на ядрата намалява вследствие на разпадането.

Решението на диференциалното уравнение 2.1 задава закона за радиоактивния разпад:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

където  $N(0)$  се явява константа на интегрирането и дава средният начален брой ядра (в момент  $t=0$ ), а  $N(t)$  е средният брой оцелели ядра.

Ако в уравнение 2.2 се замести  $N(t)$  да бъде равно на  $N(0)/2$ , тогава

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (2.3)$$

По този начин се получава т.нар. период на полу-разпад, който задава времето, което е необходимо, за да се разпаднат половината от наличните

ядра.

Също така е полезно да се въведе средно време на живот  $\tau$  (или просто наречено време на живот), което се дефинира като средното време, за което едно ядро оцелява в ансамбъла, преди да се разпадне. Ако се вземе предвид дефиницията за средно аритметично от статистиката, времето на живот се получава:

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$

Времето на живот е обратнопропорционално на константата на разпадане. Експериментални стойности за периода на полуразпад на възбудени ядрени състояния дават важна информация за ядрената структура чрез изведените от тях вероятности за преход и абсолютни стойности на матричните елементи.

### 2.1.2 Ядрени състояния

Дадено ядро може да се опише чрез няколко параметъра: енергии на възбудените състояния [3], електричен заряд, радиус, маса, енергия на свързване, ъглов момент, четност, магнитен диполен момент и електричен квадруполен момент. Това са така наречените статични свойства на ядра, които ще бъдат темата на този подраздел.

Структурата на атомното ядро може да бъде изучавана чрез изследване на  $\gamma$ -лъчи излъчени по време на снемането на възбуждането на дадени възбудени състояния. Тези възбудени състояния са представени чрез енергетични нива, разположени в схема на нивата в дадено ядро. Най-ниското по енергия състояние се обозначава като основно състояние. Неговата енергия е равна на нула. Всички останали състояния, които се намират над това състояние, се обозначават като възбудени състояния, характеризиращи се с енергия на възбуждане  $E$ , която се отчита спрямо основното състояние. Възбудените ядрени състояния обикновено са краткоживущи ( $T_{1/2} \sim 10^{-9}$



s). Състоянията със значително по-дълго време на живот са възпрепятствани от разпадане чрез един или комбинация от механизми. Тези състояния се наричат изомерни състояния, изомери или метастабилни състояния.

Дадено стационарно състояние - състояние, което не променя физичните си свойства с времето, живее практически вечно [3]. Очакваните стойности за неговата енергията са постоянни във времето и за такова състояние е известна с точност до

$$\Delta E = \sqrt{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2} = 0 \quad (2.5)$$

Прилагайки съотношението на неопределеност на Хайзенберг  $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$  се получава, че  $\Delta t = \infty$ . Т.е. състоянието ще съществува вечно.

При разглеждане на ансамбъл от ядра, намиращи се в едно и също възбудено състояние, се осъществяват  $\gamma$ -преходи с различни енергии. При преход от начално състояние с енергия  $E_i$  към крайно състояние с по-ниска енергия  $E_f$  се излъчва гама-квант с енергия  $E_0$ , която представлява разликата между двете енергии  $E_i - E_f$ . В действителност, излъчените  $\gamma$ -кванти нямат строго определена енергия поради естествената ширина на ядреното ниво  $\Gamma$ , дефинирана от съотношенията на неопределеност като

$$\Gamma \tau = \hbar \quad (2.6)$$

Времето на живот на ядреното ниво  $\tau$  определя естествената ширина на линията  $\Gamma$ . Тя представлява пълната ширина на полу-височината на разпределението, което описва формата на линията.

Вероятността за разпад от начално възбудено състояние  $|\psi_i\rangle$  до крайно състояние  $|\psi_f\rangle$  е пропорционална на естествената ширина  $\Gamma$  и се определя от матричния елемент, който описва разпада като свързва началното и крайното състояние по следният начин:

$$\Gamma \propto |\langle \psi_f | M | \psi_i \rangle|^2, \quad (2.7)$$

където  $M$  е квантово-механичният оператор, задаващ разпада.

Силното ядрено взаимодействие е отговорно за съществуването на ядрата като свързана структура, като се противопоставя на Кулоновото отблъскване между протоните [3]. Силното взаимодействие между всяка двойка нуклеони е еднакво и те могат да се възприемат като различни състояния на една частица (изоспинова симетрия при ротации в изоспиновото пространство). Подобно на електронната обвивка на атома, можем да въведем в ядрото слоеста структура, където всяка орбита е еднозначно определена от набор квантови числа: главно квантово число -  $n$ , орбитален ъглов момент -  $\ell$  (придава форма на слоевете) и пълнен ъглов момент -  $j$ . В класическата физика ъгловият момент  $\ell$  на частица, движеща се с импулс  $\mathbf{p}$  намираща се на радиус  $\mathbf{r}$  от началното си положение, може да се дефинира чрез равенството  $\ell = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ . В ядрената физика той служи за обозначаване на различни вълнови функции и за описанието им в пространството. За пълно описание на ядреното състояние можем да въведем и вътрешен ъглов момент или т.нар. спин  $s$ , който заема стойности  $s = 1/2$  за фермиони, каквито са протоните и neutronите. Нуклеон, движещ се в централен потенциал с орбитален ъглов момент  $\ell$  и спин  $s$ , има пълнен ъглов момент  $j = \ell + s$ , който представлява сума от орбиталният момент и спина.  $j$  може да заема следните стойности  $|\ell - s| \leq j \leq \ell + s$ .

Пълният ъглов момент на ядрото [3], съставено от  $A$  нуклеона, ще се задава като векторна сума от ъгловите моменти на всички нуклеони. Пълният ъглов момент на ядрото се нарича ядрен спин и се бележи с  $I$ . При четен брой нуклеони,  $I$  заема цели стойности. Когато броят на нуклеоните е нечетен, тогава  $I$  заема полу-цели стойности. Заедно с ядреният спин, за описание на дадено ядрено състояние се използва и четността, която се задава чрез  $\pi = (-1)^\ell$ . Тя, от своя страна, може да заема или четни стойности (+) или нечетни стойности (-). Четността показва дали вълновата функция на състоянието е симетрична или антисиметрична спрямо операция на пространствена инверсия. Ако знаем вълновата функция на всеки нуклеон, може да определим четността на ядрото, като умножим четностите на

всеки нуклеон по отделно  $\pi = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A$ .

Преходите между възбудените ядрени състояния са резултат от взаимодействието на ядрото с външно електромагнитно поле. Всяко разпределение на електрически заряди и токове произвежда електрически и магнитни полета, които варират с разстоянието. Можем да присвоим на заряда и токовете мултиполен електромагнитен момент  $L$  ( $L=0$  - монополен,  $L=1$  диполен,  $L=2$  - квадруполен и т.н.), който може да бъде изчислен с помощта на електромагнитната теория.

Нека разгледаме  $\gamma$ -преход от начално състояние с ъглов момент  $I_i$  и четност  $\pi_i$  до крайно състояние с ъглов момент  $I_f$  и четност  $\pi_f$ . Валиден е законът за запазване на ъгловият момент, според който възможните стойности за  $L$  се задават чрез  $|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$ . Също е валиден законът за запазване на четността, според който  $\pi_i = \pi_\gamma \pi_f$ . При дадена мултиполност  $L$  има възможност за осъществяване на преходи от два типа: електрични (EL), свързани с преразпределение на зарядите в ядрото и магнитни (ML), свързани с преразпределение на спиновете и орбиталните магнитни моменти. Четността при електричните преходи се задава чрез следната връзка  $\pi(EL) = (-1)^L$  - при инверсия се преобразуват като полярен вектор, а четността при магнитните преходи се задава чрез  $\pi(ML) = (-1)^L + 1$  - като при инверсия се преобразува като аксиален вектор. Вижда се, че електричните и магнитните преходи от една и съща мултиполност имат винаги противоположна четност. Според правилата на подбор, с нарастване на мултиполността, вероятността за преход намалява бързо. Също, електричните преходи са по-вероятни от магнитните преходи. Така че на практика се осъществяват преходите с най-ниската мултиполност или с 1 по-висока (като малък примес) :  $L = \Delta I, \Delta I + 1 \dots$ . Значение имат само първите най-ниски мултиполности. Коя от двете доминира над другата, се вижда от отношението за мултиполно смесване  $\delta$ . То се дефинира като отношението на абсолютните стойности за E2- и M1-преходи и е свързано с вероятността за преход чрез следната формула:

$$\delta = \frac{\sqrt{3} E_\gamma \langle \Psi_f || E2 || \Psi_i \rangle}{10 \hbar c \langle \Psi_f || M1 || \Psi_i \rangle}, \quad \delta^2 = \frac{I(E2)}{I(M1)} = \frac{\lambda(E2)}{\lambda(M1)} \quad (2.8)$$

### 2.1.3 Вероятности за преход

От микроскопична гледна точка [7], ядрото е многочастична квантова система, която съществува в потенциал, който се задава от взаимодействието между протоните и неутроните в нея. Това позволява за описанието на система от  $A$  нуклеона да се използва нерелативисткото уравнение на Шрьодингер. Можем да запишем Хамилтониана на ядрената система във външно електромагнитно поле като

$$H = H_0 + H_{INT}(t), \quad (2.9)$$

където с  $H_0 = H_N + H_F$ , е отбелязана зарядово инвариантната част, която представлява сума от ядрения Хамилтониан  $H_N$ , който може да бъде някакъв моделен Хамилтониан, и  $H_F$  - Хамилтониана на външното електромагнитно поле.  $H_{INT}$  представлява малка поправка, която дава възможност за осъществяване на преходи между стационарните състояния на  $H_0$  и възниква в следствие на взаимодействие между външното електромагнитно поле и ядрената система. В първи порядък на теорията на пертурбациите важи така нареченото „златно правило“ на Ферми за вероятностите за преход :

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{INT} | i \rangle|^2 g(E_f) \quad (2.10)$$

което гласи, че вероятността за преход от начално състояние  $i$  към крайно състояние  $f$  е пропорционална на квадрата на модула на матричния елемент на  $H_{INT}$  и на плътността на крайните състояния  $g(E_f)$ . От златното правило се извеждат вероятностите за  $\gamma$ -преходи от различен тип  $\sigma$  и мултиполност  $L$ , които могат да бъдат записани в общия вид:

$$W_{fi}(\sigma, Lm) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} |\langle f | \mathcal{M}(\sigma, Lm) | i \rangle|^2 \quad (2.11)$$

Където  $\mathcal{M}$  е обобщен оператор за мултиполен преход, който характеризира прехода на ядрото от начално към крайно състояние. С  $m$  е отбелязана разликата в магнитните квантови числа на началното и крайното състояние, а  $\sigma$  характеризира типа на прехода - електричен (E) или магнитен (M).

Формула 2.11 не е подходяща за сравнение с експериментални резултати, защото тя отчита разграничаване на преходите по различните ориентации на ъгловия момент, което не е необходимо, освен ако се правят поляризационни експерименти. За да може да се сравнява с експерименталните резултати, се налага сумиране по всички стойности на проекцията на  $m$  на крайното състояние  $f$  и усредняване по тези на началното състояние  $i$ . Формулата се трансформира във вида:

$$W_{fi}(\sigma, L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) \quad (2.12)$$

където с  $B(\sigma L)$  са отбелязани приведените вероятности за преход, които са дефинирани като:

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = (2I_i + 1)^{-1} \sum_{m, m_i, m_f} |\langle f | \mathcal{M}(\sigma, Lm) | i \rangle|^2 \quad (2.13)$$

Количествено, съотношението между експериментално получените стойности на вероятността за преход и едночастичните оценки се изразява от отношението на съответните редуцирани вероятности за преход  $B(\sigma L)$ . При изчисляването на това отношение се прилага нормиране на експериментално получените стойности за  $\lambda$  (или  $\tau_i = 1/\lambda$  времето на живот) спрямо

едночастичната оценката за съответното ядро при отчитане на вида, мулти-полността и енергията на прехода. Крайният резултат за  $B(\sigma L)$ , в едночастични единици (единици на Вайскопф), е критерий доколко структурата на участващите в прехода състояния е от едночастичен характер или е резултат от колективно възбуждане. Доброто съгласие между експериментално изведените вероятности  $W_{fi}(\sigma, L)$  и едночастичните оценки на Вайскопф  $B(\sigma L)$  подсказва, че преходът има едночастичен характер, съгласно слоестия модел, за разлика от повишените стойности, които предполагат колективни възбуждания.

От уравнение 2.13 можем да получим оценки за приведените вероятности за двата типа преходи по отделно - електричен и магнитен преход, които се дефинират като :

$$B_{sp}(EL) = (1.2)^{2L} \frac{1}{4\pi} \left( \frac{3}{3+L} \right)^2 A^{2L/3} \quad [e^2 fm^{2L}] \quad (2.14)$$

$$B_{sp}(ML) = (1.2)^{2L-2} \frac{10}{\pi} \left( \frac{3}{3+L} \right)^2 A^{2L-2/3} \quad [\mu_N^2 fm^{2L-2}] \quad (2.15)$$

За различни мултиполности, вероятностите за преход в единици ( $s^{-1}$ ) и в единици на Вайскопф, са представени в Таблица 2.1.

Таблица 2.1: Вероятности за преход  $W_{fi}(\sigma, L)$  ( $s^{-1}$ ) изразени чрез  $B(EL)$  в единици  $e^2 fm^{2L}$  и  $B(ML)$  в единици  $(\mu_N^2 fm^{2L-2})$ .  $E_\gamma$  е енергията на  $\gamma$ -кванта, изразена в MeV. Вероятности за преход  $B(\sigma L)$  в едночастични единици или единици на Вайскопф, като функция на масата на ядрото  $A$  и енергията  $E_\gamma$ . (Взети от [3] и [7])

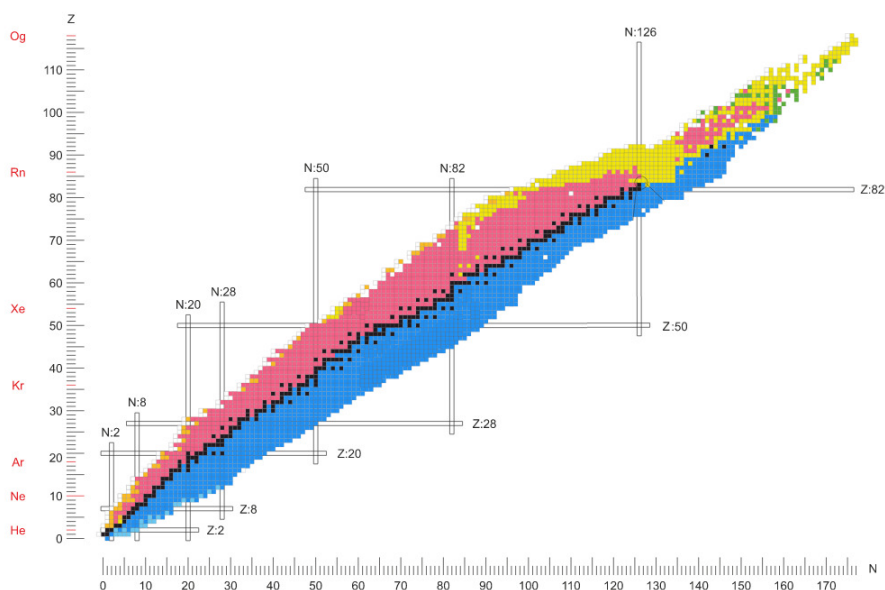
$W(E1) = 1.587 \times 10^{15} E_\gamma^3 B(E1)$	$B_{sp}(E1) = 1.02 \times 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$
$W(E2) = 1.223 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2)$	$B_{sp}(E2) = 7.28 \times 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$
$W(E3) = 5.689 \times 10^2 E_\gamma^7 B(E3)$	$B_{sp}(E3) = 3.39 \times 10 A^2 E_\gamma^7$
$W(E4) = 1.649 \times 10^{-4} E_\gamma^9 B(E4)$	$B_{sp}(E4) = 1.07 \times 10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9$
$W(M1) = 1.779 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1)$	$B_{sp}(M1) = 3.15 \times 10^{13} E_\gamma^3$
$W(M2) = 1.371 \times 10^7 E_\gamma^5 B(M2)$	$B_{sp}(M2) = 2.24 \times 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$
$W(M3) = 6.387 \times 10^0 E_\gamma^7 B(M3)$	$B_{sp}(M3) = 1.04 \times 10^1 A^{4/3} E_\gamma^7$
$W(M4) = 1.889 \times 10^{-6} E_\gamma^9 B(M4)$	$B_{sp}(M4) = 3.37 \times 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$

## 2.2 Еволюция на ядрената структура в полониевите ядра

Успешна основа за микроскопични изчисления на ядрена структура е слоестият модел. Моделът се основава на предположението, че нуклеоните се движат независимо един от друг в централно средно поле със силен спин-орбитален член, който поражда наблюдаваната слоеста структура и съответните магически числа [5, 6]. В рамките на този модел валентните нуклеони, които се явяват външни за напълнените слоеве, взаимодействат чрез остатъчното двучастично взаимодействие (частта от взаимодействието, която не се включва в централния потенциал), и това предизвиква смесване на различни конфигурации. Добре известно е, че протон-неутронната компонента на остатъчното взаимодействие има тенденция да поражда колективно поведение. Самата колективност се появява, когато поротон-неутронната компонента, която се увеличава с броя на валентните протони и неутрони, преодолява взаимодействието на сдвояване. В този контекст, еволюцията на ядрените състояния с броя на валентните нуклеони, от едночастични конфигурации към многокомпонентни такива, е въпрос от голямо значение, която може да даде важна информация за свойствата на взаимодействието в ядрена среда. Една от основните задачи на съвременните изследвания на ядрената структура е да се търси цялостно описание на ядрата чрез едновременно обяснение на богатото разнообразие от едночастични и колективни явления, които те излагат.

Ядрената структура, както я разбираме днес, по-специално слоестият модел описан в Глава 1, съдържа в себе си идеята група от нуклеони да заемат последователни орбитали в ядрото. Тя също така включва концепцията за съществуването на магически числа, при която броят на протоните или неутроните отговаря на някое от тези числа. Ядрата с магичен брой протони или неутрони са стабилни спрямо възбуждания и за това свидетелства голямата енергия за отделяне на последния свързан нуклеон. Линиите на магическите числа са показани на картата на Сегре на Фиг. 2.1.





Фигура 2.1: Разположение на единични и двойно-магични числа на картата на Сегре

Слоестият модел, в комбинация с корелации на сдвояване, са в основата на разбирането на нисколежащите състояния в полу-магичните ядра. Състоянията с ъглов момент  $J > 0$  в тези ядра, с повече от една валентна частица във високо лежащи  $j$  състояния, са сдвоени до състояния, които се характеризират с едно и също квантово число ( $\nu$ ) наречено сениорити [11, 12, 13]. За нисколежащите състояния на четно-четните ядра, в сениорити схемата, се разграничават ясно изразени експериментални характеристики:  $8_1^+$  състоянията в тези ядра са изомери с вълнови функции доминирани от  $\pi(h_{9/2})^n$  конфигурацията [14]. Възбудените състояния следват енергетичен модел, който отговаря на  $j^2$  конфигурация. В нея, с нарастване на ъгловия момент, енергетичната разлика между две състояния намалява. В основно състояние двата нуклеона са сдвоени до ъглов момент  $J = 0$ , следователно те имат сениорити число  $\nu = 0$ , докато във възбудените състояния двата нуклеона не са сдвоени и за тях сениорити числото е  $\nu = 2$ . Въз основа на тази класификация могат да се различат сениорити-запазващи преходи ( $\Delta\nu = 0$ ) между възбудените състояния и сениорити-променящи преходи ( $\Delta\nu = 2$ ), какъвто е прехода  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ . Двата типа преходи могат да се

разграничат експериментално - при тях се наблюдава напълно противоположно поведение на еволюцията на приведените вероятности за преход  $B(E2)$  като функция на дробното запълване на слоя  $f = n/(2j + 1)$ . Това е изобразено на Фиг. 1.2 от Глава 1. При сениорити-запазващите преходи  $J \rightarrow J - 2 (J > 4)$ , кривата, която описва поведението на вероятностите за преход следва параболичен закон и има минимум в средата на слоя, докато при сениорити-променящите преходи  $2_1^+ (\nu = 2) \rightarrow 0_1^+ (\nu = 0)$ , кривата има максимум в средата на слоя.

Сениорити схемата е приложима за ядра с незапълнени слоеве, близки до магичните, в които нисколежащите състояния се определят от взаимодействието на несдвоените нуклеони от един тип (протони или неутрони). С нарастване на другият тип валентни нуклеони, обаче, може да се очаква, че взаимодействието между протоните и неутроните ще нараства [15] и евентуално ще обуслави колективен характер. Това може да се счита за преход от едночастични възбуждания към колективни. Но в кое ядро, с какво масово число ще се осъществи този преход, не е ясно. Подобно разглеждане за  $N = 50$  изотопите показва, че този процес е породен от cross-shell възбуждания между несдвоените нуклеони и ядрата [16]. Po-Rn-Ra веригата от ядра, която се намира в околността на двойно-магичното ядро  $^{208}\text{Pb}$ , се оказва удобна за изследване на прехода от едночастични възбуждания към колективни. Може да се очаква [9], че валентните неутрони в ядра с  $N < 126$  заемат орбитали с голямо главно квантово число и малък ъглов момент. В резултат на това, те взаимодействат слабо с протоните, които се намират в  $h_{9/2}$  орбиталата [17]. Действително, за четно четни ядра от Po-Rn-Ra изотонната верига с  $120 \leq N \leq 126$ , нисколежащите състояния се описват от сениорити схемата. Това подтиква J.J. Ressler да заключи, че сениорити схемата описва ядрата от Po-Rn-Ra изотонната верига до  $^{210}\text{Ra}$  [14], и че колективното поведение се появява при ядра с неутронен брой  $N = 118 - 120$ . Трябва да се отбележи, че в това изследване, поради недостатъчно експериментални данни, не е разгледана еволюцията на вероятността за  $E2$  преход на сениорити-променящите преходи  $2_1^+ (\nu =$

$2) \rightarrow 0_1^+(\nu = 0)$ . Т. Grahn представя в статията [18], че  $N = 122$  изотоните  $^{206}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Rn}$  имат вероятности за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  оценени на  $18_{-10}^{+14}$  W.u. и  $13(6)$  W.u. съответно. Тези стойности предполагат постоянно (константно) или леко нарастващо поведение на еволюцията на вероятностите за преход с нарастване на броя на протоните. Базирайки се на това наблюдение и на QRPA сметки, беше докладвано, че за  $2_1^+$  състоянията се появява слаба колективност при отдалечаване от запълнения протонен слой. Това предсказва, че сениорити режима се запазва при ядра с неутронен брой  $N = 122$ , както е представено в [9] и [14], докато измерените стойности на вероятностите за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в ядрата  $^{206}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Rn}$  предполагат наличието на слаба колективност [18]. Тези данни водят до заключението, че прехода от едночастични към колективни състояния има различно поведение при нискоспиновите и високоспиновите състояния.

С цел да се изясни горезаклученото, бяха измерени времената на  $4_1^+$  състоянията в ядрата  $^{204}\text{Po}$ ,  $^{206}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$ , което води до намиране на вероятностите за преход  $B(E2)$  на сениорити-запазващият преход  $4_1^+(\nu = 2) \rightarrow 2_1^+(\nu = 2)$ . До сега, такива данни са липсвали, поради факта, че  $4_1^+$  състоянието в тези ядра се намира между дългоживущото  $8_1^+$  състояние ( $\tau(8_1^+; ^{208}\text{Po}) = 505(29)$  ns,  $\tau(8_1^+; ^{206}\text{Po}) = 335(6)$  ns [19] и  $\tau(8_1^+; ^{204}\text{Po}) = 222(6)$  ns [20]) и късоживущото  $2_1^+$  състояние  $\tau(2_1^+; ^{206}\text{Po}) = 3.8_{-1.7}^{+2.9}$  ps [18].

Стремежът да се разбере как се появява колективността се основава на систематични изследвания на последователности от ядра, които показват повишаване на колективността, като се започне от ядрото със запълнен неутронен слой - в случая  $^{210}\text{Po}$ . Една от най-простите възможни стъпки, които могат да бъдат предприети, е да се проучи промяната в колективността придружаваща отнемането на един нуклеон извън полумагично четно-четно ядро. Ядрото  $^{209}\text{Po}$  е изследвано задълбочено в миналото, главно чрез реакция на електронен захват от ядрото  $^{209}\text{At}$ . Схемата на неговите нива е добре установена с разпределение на състоянията по спин и четност, базирано най-вече на измерени коефициенти на електронна конверсия. Поспециално, изомерното състояние  $17/2_1^-$  с енергия 1472 keV е открито от

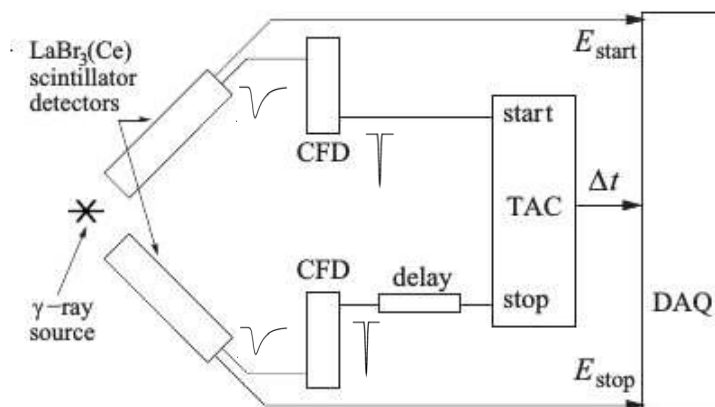
Ямазаки и Матиас и неговото време на живот е измерено точно от Hüsser и колектив [21], докато времената на живот на състоянията  $5/2_1^-$ ,  $13/2_1^-$  и  $11/2_1^-$  са докладвани в [22]. Alpsten и колектив са интерпретирали тези резултати в рамките на полуреалистични изчисления по слоестия модел, които предполагат, че структурата на ниско разположените нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  възникват от слабо свързване на една неутронна дупка към възбудените състояния на ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Това тълкуване е в цялостно съгласие с наличните експериментални данни за магнитните диполни моменти [21] и електрическите квадруполни моменти [23] на изомерните състояния със спин и четност  $13/2_1^-$  и  $17/2_1^-$ .

## Глава 3

# Експериментален метод

Времената на живот на възбудени ядрени състояния варират в широк диапазон от  $10^{-15}$ s, до  $10^{15}$  у. Това води до наличието и използването на различни методи за експерименталното им определяне, като границите на тяхното приложение зависят от измерваните стойности. За времена на живот от порядъка на  $\mu$ s до десетки или стотици ps, в чийто регион попадат и търсените времена на изотопите изследвани в дисертацията, се използват електронните методи на бързи съвпадения (от английски *electronic fast-timing technique*). Тези методи се базират на методите на забавените съвпадения [24, 25] и се състоят в измерване на времевата разлика между два време-корелирани(съгласувани) електронни сигнала. Опростена експериментална установка за прилагането на метод на бързи съвпадения е представена на Фиг. 3.1.

Схемата се състои от два цилиндрични сцинтилационни детектора с кристал от  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  (наричани по-долу  $\text{LaBr}$ ), които са свързани с фотоумножител (PMT). Фотоумножителите поглъщат светлината, излъчвана от сцинтилатора, и я излъчват под формата на електрони чрез фотоелектричен ефект. Последващото умножение на фотоелектроните води до електрически импулс, който може да се анализира по електронен път. Както може да се види на фигурата, фотоумножителите предоставят два изходни сигнала: Амплитудата на сигнала от динодите е мярка за енергията на падналия в сцинтилатора  $\gamma$  - квант. Докато отрицателният аноден сигнал се използва за привързване по време. Когато  $\gamma$ -квант попадне в детектора се генерира



Фигура 3.1: Схематично представяне на установка за провеждане на експеримент по метода на бързи съвпадения. Фигурата е взета от [26]. CFD : дискриминатор със следящ праг (constant fraction discriminator) , TAC : преобразувател време-амплитуда (time-to-amplitude converter), DAQ : системата за събиране на данни (data acquisition system)

еднополярен сигнал, който се използва като входен сигнал за дискриминатора със следящ праг (CFD). Дискриминатора, от своя страна, разделя този сигнал в два канала. Единият канал намалява амплитудата на сигнала до предварително избрана стойност спрямо първоначалната амплитуда, а по втория канал има закъснителна линия и сигналът е инвертиран. Незакъснелият, но намален по амплитуда сигнал се изважда от закъснелият ненамален сигнал за получаване на биполярен сигнал. Позицията, в която този биполярен сигнал пресича нулевата линия не зависи от първоначалната амплитуда на сигнала и се използва за привързване на сигнала по време. Това задава началният момент  $t_{start}$ , в който е регистриран  $\gamma$ -квантът. При попадане на  $\gamma$ -квант в stop детектора, получаваме  $t_{stop}$ .

Главна задача във времевите измервания е да се изработи импулс при пресичане на някакъв постоянен праг от входното напрежение. Тогава моментът на появяване на изходния импулс ще зависи от амплитудата на входния. При изработването на времеви сигнал винаги съществуват фактори, които водят до известна неопределеност. Тя се дължи на т.нар. Walk и Jitter ефекти. Jitter ефектът е свързан с поява на шумове или статистически флуктуации в изходния сигнал, при постоянна амплитуда на

входния сигнал. Walk ефектът се дава като отместване на изходния импулс в резултат от изменение на входната амплитуда в някакви съотношения. Поради това може да се наблюдава отклонение от точното време на регистрация на сигнала. Този ефект може да се сведе до минимум чрез правилен избор на времето за забавяне.

Сигналът от start CFD задейства преобразувател време-амплитуда (ТАС), който изработва логически сигнал с амплитуда, пропорционална на времевата разлика  $t_{start} - t_{stop}$ . Към сигнала от stop CFD е поставена закъснителна линия, като по този начин се цели start сигнала да се регистрира преди stop сигнала и тази времева разлика винаги да е положителна. Закъснението е избрано така, че центроидът (максималната позиция) на времевият пик да се появява в средата на ТАС спектъра. Амплитудите на ТАС и регистрираните в детекторите енергии на  $\gamma$ -квантите, се записват от системата за събиране на данни (DAQ).

Функция на отклик (prompt response function, PRF) на тази детекторна система се нарича резултантното времево разпределение на изходящия от ТАС сигнал, при наличието на източник на два практически едновременни  $\gamma$ -кванта, регистрирани от двата детектора. Функцията на отклик на идеална детекторна система има вид на  $\delta$ -функция. Експериментално, видът на PRF е гаусиан, чиято пълна ширина на половин височина (FWHM) е свързана с времевата разделителната способност на използваните детектори. Първият момент на времевото разпределение (или математическото очакване) на  $PRF \equiv P(t)$  (центроид, център на тежестта) -  $C^P$  може да се дефинира като [27] :

$$C^P \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{tP(t)dt}{P(t)dt} \quad (3.1)$$

За илюстрация нека разгледаме каскад от два прехода -  $\gamma_{feeder} - \gamma_{decay}$ , които захранват и разреждат дадено възбудено ниво. Когато преходът, който захрива нивото на интерес, задава start сигнала на ТАС, а разреждащият преход задава stop сигнала на ТАС се получава т.нар. закъсняло

времево разпределение (от англ. "delayed"). В обратният случай, когато разреждащият преход задава start сигнала, а захранващият преход задава стоп сигнала на ТАС имаме анти-закъсняло времево разпределение ("anti-delayed"). И в двата случая, експериментално полученото времево разпределение  $D(t)$  представлява конволюция на нормираната функция на отклик  $P(t)$  на детекторната система и експоненциалния закон за радиоактивният разпад на разглежданото възбудено състояние. Времето разпределение  $D(t)$  се дефинира като :

$$D(t) = n\lambda \int_{-\infty}^t P(t' - C(P)) \exp^{-\lambda(t-t')} dt' \quad (3.2)$$

където  $n$  е броят регистрирани събития,  $\lambda = 1/\tau$  е вероятността за преход на възбуденото състояние и  $\tau$  е неговото средно време на живот. Аналогично на формула 3.1, можем да дефинираме център на тежестта  $C^D$  на времето разпределение. Според метода на отместване на центроидите (centroid-shift method), времето на живот се задава с разликата между двата центроида:

$$\tau = C^D(E_{feeder}, E_{decay}) - C^P(E_{feeder}, E_{decay}), \quad (3.3)$$

като това равенство е валидно когато имаме закъсняло (delayed) времево разпределение. Когато имаме анти-закъсняло (anti-delayed) времево разпределение, времето на живот се задава по следният начин :

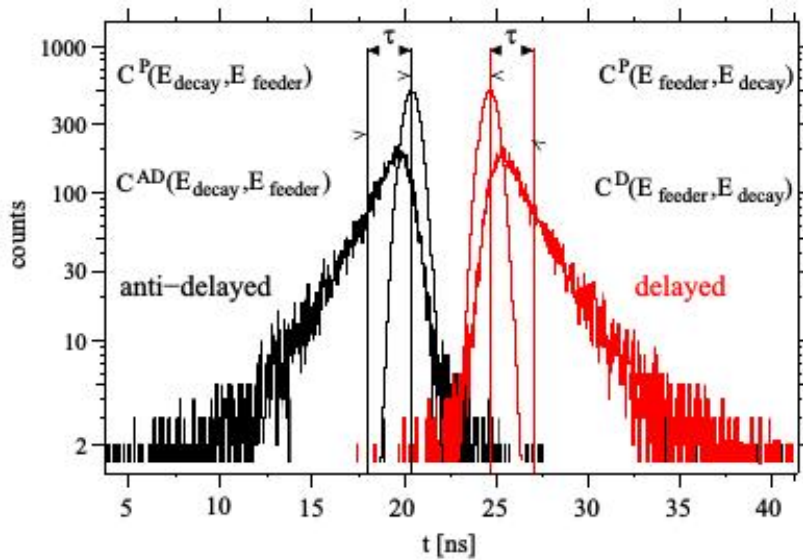
$$\tau = C^P(E_{decay}, E_{feeder}) - C^{AD}(E_{decay}, E_{feeder}). \quad (3.4)$$

Може да се види, че определянето на времето на живот на дадено възбудено ядрено състояние се свежда до намирането на центровете на тежестта на PRF и на времето разпределение  $D(t)$ . Центроидът  $C^D$  може да се определи директно от експерименталните данни. Центроидът  $C^P$  трябва да се намери при идентични условия с  $C^D$ . Това налага използването на два различни калибровъчни източника, което от своя страна поражда систематични грешки, поради термичен дрифт на детекторите във времето



и неточност в позицията на източника. Всеки детектор има индивидуален времеви отклик  $C^P(T)$ , като по този начин центроидът на PRF е зависим от отклика и на двата детектора :  $C^P(E_{start}, E_{stop}) = T(E_{stop}) - T(E_{start})$ . Това означава, че  $C^P(E_{feeder}, E_{decay}) \neq C^P(E_{decay}, E_{feeder})$ . Тези систематични грешки могат да се премахнат, като се използва т.нар. огледално-симетричен метод на отместване на центроидите (Mirror-symmetric centroid difference method, MSCD)

### 3.1 Огледално-симетричен метод на отместване на центроидите (MSCD)



Фигура 3.2: Огледално-симетричен метод на отместване на центроидите [26]

При този метод се въвежда нова физична величина - разлика в центроидите, дефинирана като :

$$\Delta C(E_f, E_d) = C^D(E_f, E_d) - C^{AD}(E_d, E_f) = PRD(E_f, E_d) + 2\tau \quad (3.5)$$

където функцията  $PRD(E_f, E_d) = C^P(E_{feeder}, E_{decay}) - C^P(E_{decay}, E_{feeder})$  (prompt response difference) описва общият времеви ход на детекторната

система. Инверсия на start и stop детекторите е еквивалентно на хипотетична инверсия на хранващия и разреждащия преход от даден  $\gamma - \gamma$  каскад. Това води до факта, че центроидната разлика е огледално-симетрична :

$$\Delta C(E_{feeder}, E_{decay}) = -\Delta C(E_{decay}, E_{feeder}) \quad (3.6)$$

$$PRD(E_{feeder}, E_{decay}) = -PRD(E_{decay}, E_{feeder}), \quad (3.7)$$

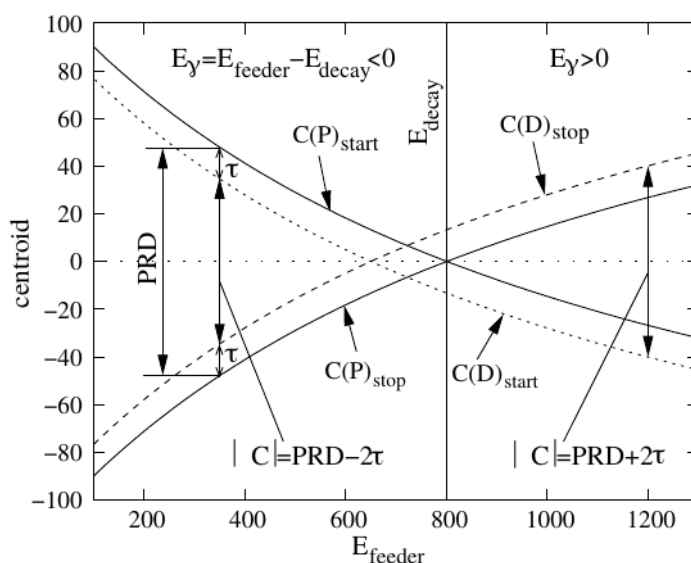
$$PRD(E_{feeder}, E_{feeder}) = PRD(E_{decay}, E_{decay}) = 0 \quad (3.8)$$

Главна задача на този метод е да се определи енергетичната зависимост на PRD функцията. За визуална интерпретация е удобно да се въведе референтна енергия  $E_{ref}$ , чрез която може да се въведе ново означение  $PRD(E, E_{ref}) = PRD_{E_{ref}}(E)$ . Според формула 3.8, се получава допълнителна точка за PRD, при която  $PRD_{E_{ref}}(E_{ref}) = 0$ . С други думи, кривата  $PRD_{E_{ref}}(E)$  пресича оста на енергията в референтната си енергия. Това може да се види на Фиг.3.3.

Стойността на PRD функцията за определен  $(E_{feeder}, E_{decay})$  каскад е получена от  $PRD_{ref}(E)$  кривата. Тя се задава като относителната разлика между стойностите на PRD функцията за съответните енергии на  $\gamma$ -квантите.

$$PRD_{ref}(E_{feeder}, E_{feeder}) = PRD_{ref}(E_{feeder}) - PRD_{ref}(E_{decay}) \quad (3.9)$$

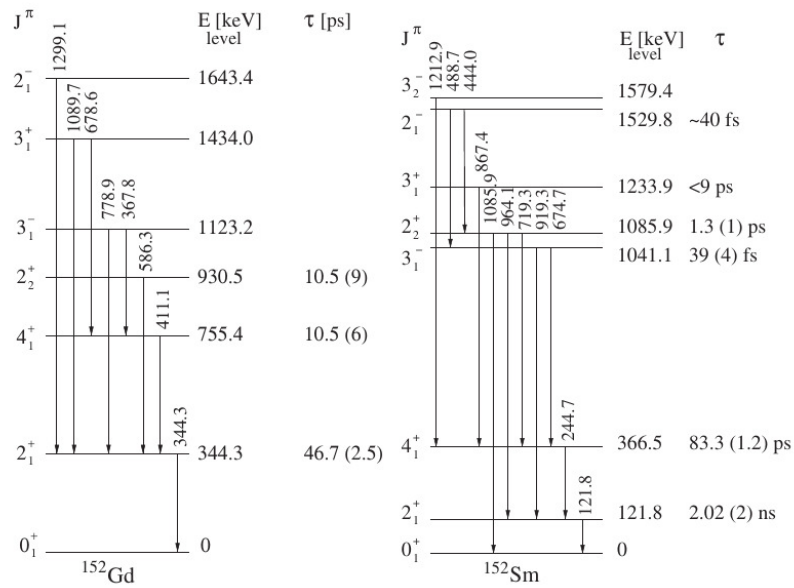
За калибрирането на PRD кривата в широк енергетичен диапазон е нужен подходящ калибровъчен източник.



Фигура 3.3: Илюстративен пример за MSCD метода. Избрано е референтната енергия да е  $E_{ref} = E_{decay}$ . Центроидите на двете времеви разпределения са изобразени като функция на  $E_{feeder}$ . При  $E_{feeder} = E_{decay}$ , се получава  $PRD = 0$ , съгласно [26]

## 3.2 Построяване на PRD крива

Стойността на PRD функцията, за дадена енергетична комбинация, се използва като единична корекция по определянето на времето на живот на дадено възбудено състояние. PRD кривата представлява енергетичната зависимост на времевия отклик на детекторната система и се явява като единствена неопределеност за MSCD метода. За енергетичното калибриране на кривата се използва източник от  $^{152}\text{Eu}$ . Той е подходящ за тази цел, поради наличието на множество преходи в енергетичния интервал  $40 \text{ keV} < E_\gamma < 1048 \text{ keV}$  с времена на живот, известни с добра точност от литературата.  $^{152}\text{Eu}$  се разпада чрез електронен захват или  $\beta^+$ -разпад до  $^{152}\text{Sm}$  или чрез  $\beta^-$ -разпад до  $^{152}\text{Gd}$  [28]. Частични схеми на разпад и на двата изотопа са показани на Фиг.3.4. За калибровка на PRD кривата е необходимо да се използват различни референтни енергии. Като типично се избират следните енергии : 344 keV, 411 keV в ядрото  $^{152}\text{Gd}$  и 244 keV, 444 keV в ядрото  $^{152}\text{Sm}$ .



Фигура 3.4: Частични схеми на нивата в ядгара <sup>152</sup>Gd и <sup>152</sup>Sm.  $J^\pi$ ,  $E_\gamma$ ,  $E_{level}$  и  $\tau$  са взети от [28]

За всяка референтна енергия  $E_{ref}$  са избрани всички възможни ( $E_\gamma, E_{ref}$ ) или ( $E_{ref}, E_\gamma$ ) каскади. За всеки от тях са генерирани времеви спектри, като са наложени условията по енергия и по двата начина. Разликата в центроидите на каскадите е измерена чрез :

$$\Delta C_{E_{ref}}(E_\gamma) = C_{E_{ref}}^D(E_\gamma) - C_{E_{ref}}^{AD}(E_\gamma) \quad (3.10)$$

и, оповавайки се на Формула 3.5, е коригирана с известното време на живот. По описаната процедура се получава отделно множество точки за всяка референтна енергия. Точките за коя да е референтна енергия се апроксимират с функция от вида :

$$PRD(E_\gamma) = \frac{a}{\sqrt{E_\gamma + b}} + cE_\gamma + d \quad (3.11)$$

която описва времеви ход на цялата детекторна система [29].

Тази функция не е универсална и варира за различни детекторни системи. Като се използва друга референтна енергия, точките от втората крива се отместват спрямо точките от първата крива, с цел да се получи една

гладка PRD крива. Самото отместване е резултат на това, че времевият отклик на системата е енергетично зависим. Отместването, според 3.9, се дефинира като :

$$\mathit{shift}((E_{ref1}, E_{ref2}) = PRD(E_{ref1}) - PRD(E_{ref2}) \quad (3.12)$$

След отместване на всички точки спрямо първоначално избраната референтна енергия, те отново се апроксимират със същата функция и това е крайният вид на PRD кривата.

### 3.3 Обобщен метод на разлика в центроидите (GCDM)

Описаните дотук MSCD метод се отнася за детекторна установка с два детектора. За прилагане на метода за система с много детектори се използва обобщеният метод на разлика в центроидите (generalized centroid difference method, GCDM).

За детекторна система с  $N$  сцинтилационни детектора ще са необходими  $N(N - 1)/2$  броя преобрзуватели време-амплитуда. За да се избегне това, се използва мултиплексна електроника [26]. Детекторите са обединени в групи, всяка от която е свързана с ТАС, като това значително редуцира броят им. За детекторна система с  $N$  сцинтилационни детектора могат да се изберат  $N(N - 1)/2$  възможни комбинации от два детектора. За всяка от тези комбинации, разликата в центроидите  $\delta C_{ij}$  със start индекс  $i \in \{1, 2, \dots, N - 1\}$  и stop индекс  $j \in \{i + 1, i + 2, \dots, N\}$  ще бъде в сила

$$\Delta C_{exp} \equiv \overline{\Delta C} = \frac{2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \Delta C_{ij}}{N(N-1)} = \overline{PRD} + 2\tau \quad (3.13)$$

където с  $\overline{PRD}$  е отбелязана осреднената стойност на PRD. На практика, определянето на индивидуалните  $\Delta C_{ij}$  не е нужно, защото осреднената разлика в центроидите  $\overline{\Delta C_{ij}}$  представлява разликата между центроидите на суперпозцията от всички  $N(N - 1)/2$  delayed and anti-delayed времеви разпределения. Аналогично, използвайки източник от  $^{152}\text{Eu}$  и получените  $\overline{\Delta C_{ij}}$ , може да се пресметнат стойностите  $\overline{PRD}_{ij}$  с цел да се получи осреднената PRD крива.

Стойността  $\Delta C_{exp}$  определена във Формула 3.13, не може да се използва директно, а трябва да се отчете фоновия принос към времевите разпределения, дължащ се основно на Комптъново разсеяли се  $\gamma$ -кванти от сцинтилационните детектори. Тази корекция се прави, като се избират няколко енергетични региона с ширина равна на енергетичния прозорец, който е избран за съвпадение и е използван за съответният пик. По този начин се построяват времевите разпределения на съвпадение между единият пик, например

захранващият преход от  $\gamma_{feeder} - \gamma_{decay}$  каскада и всеки от фоновите региони около вторият пик - в случая разреждащият. Получените разлики в центроидите се апроксимират с полином от трета или четвърта степен, като по този начин се интерполира центроидната разлика  $\Delta C_{BG}$  на фона под пика. Като самата корекция се прави поотделно и за двата пика от каскада. Финалната разлика в центроидите, която се използва за пресмятането на времето на живот, се задава чрез :

$$\Delta C_{FER} = \Delta C_{exp} + \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta C_{exp} - \Delta C_f^{BG}}{(p/b)_f} + \frac{\Delta C_{exp} - \Delta C_d^{BG}}{(p/b)_d} \right) \quad (3.14)$$

където  $\Delta C_{FER}$  отгова на коригираната центроидна разлика, а  $(p/b)_{f,d}$  е отношението на площта на пика към площта на фона (peak-to-background), използвано впоследствие в текста като  $p/b$ . Индексът  $f$  ("feeder") или  $d$  ("decay") показва използваната референтна енергия, като по този начин разликата в центроидите е дефинирана в енергията на разреждащия или захранващия преход. Като се вземе предвид всичко изложено дотук, окончателната формула за определяне на средното време на живот на дадено възбудено ядрено състояние се дефинира по следният начин :

$$\tau = \frac{1}{2} \left( \Delta C_{FER} - PRD \right) \quad (3.15)$$

## Глава 4

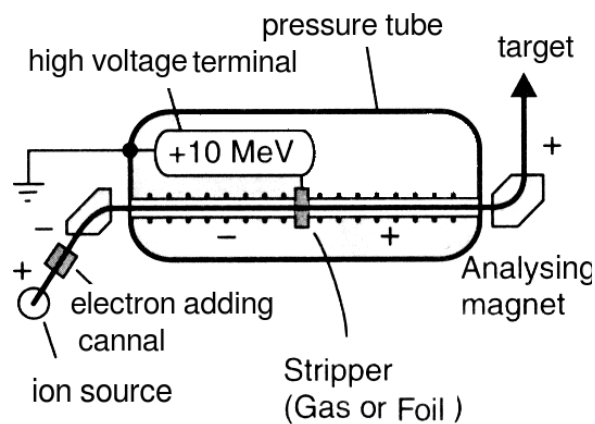
# Експерименти и резултати

### 4.1 Експерименти

Експериментите по определяне на времена на живот на нисколежащи състояния в ядрата  $^{204}\text{Po}$ ,  $^{206}\text{Po}$ ,  $^{208}\text{Po}$ ,  $^{209}\text{Po}$  и  $^{211}\text{At}$  са проведени в периода 2017 - 2019 година на тандемния ускорител в Института за ядрена физика в Кьолн, Германия. Експерименталният метод, който се използва е обобщеният метод на разлика в центроидите (generalized centroid difference method, GCDM), описан подробно в глава 3 от дисертационния труд.

#### Тандемен ускорител

На Фиг. 4.1 е представена принципна схема на тандемния ускорител [30], използван в Института по ядрена физика в Кьолн, Германия.



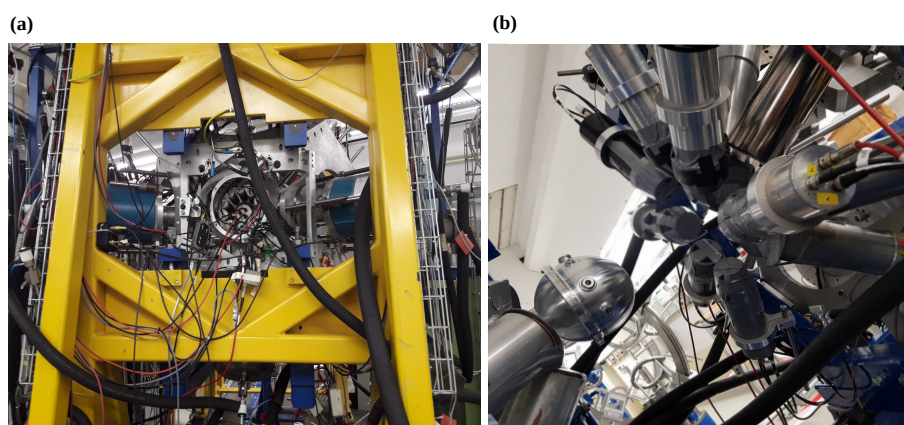
Фигура 4.1: Принципна схема на тандемния ускорител в института по ядрена физика в Кьолн, Германия [30]



Тандемният ускорител е ускорител на частици, използван в ядрената физика, който се състои от две последователни секции за електростатично ускорение с обрната полярност, чийто център („терминалът“) на Ван-де Грааф генератора се поддържа при положително високо напрежение. От едната страна се инжектират отрицателно заредени йони, които губят част от електроните си, като преминават през набор от тънки фолия и след това допълнително се ускоряват като положителни йони от другата страна. Ускорителната тръба се състои от 400 плоски електрода, които са поставени заедно с пръстени с дължина 1 инч, направени от изолационен материал, в конкретният случай стъкло. В нея йоните преминават през потенциалната разлика между електрода, който се намира под високо напрежение и мишената, която е заземена. Максималното ускорително напрежение е 10 MV. Ускорените йони се насочват към изхода на ускорителната тръба и се фокусират върху използваната мишена чрез система от магнитни лещи.

### Детекторна система

Хибридната детекторна система, съставена от полупроводникови детектори от свръхчист германий (high-purity germanium, HPGe) и сцинтилационни детектори от кристал  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  с размери  $\varnothing 1.5 \times 1.5$  in, е представена на Фиг. 4.2. Детекторите образуват сфера в  $4\pi$  геометрия, като в центъра на тази сфера е поставена мишената. LaBr детекторите имат активна Комптънова защита състояща се от BGO детектори (bismuth germanate oxide,  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ). На предната стена на някои LaBr детектори са поставени оловни пластини, за да потискат фоновите събития, породени от разсеяни  $\gamma$  - лъчи.



Фигура 4.2: Принципна схема на детекторната установка за случая на (a) ядрата  $^{204,206}\text{Po}$  и (b) ядрото  $^{208}\text{Po}$

#### 4.1.1 Получаване на $^{204,206}\text{Po}$

Възбудените състояния в ядрото  $^{204}\text{Po}$  бяха заселени в следната реакция на сливане с изпарение  $^{197}\text{Au}(^{11}\text{B},4n)$ , с енергия на снопа 55 MeV. Мишената, която беше използвана е изработена от  $^{197}\text{Au}$  с дебелина  $110 \text{ mg/cm}^2$ .

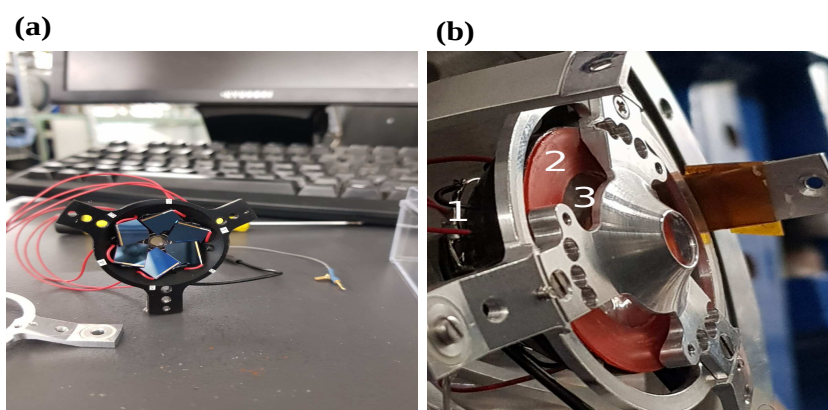
Възбудените състояния в ядрото  $^{206}\text{Po}$  бяха заселени използвайки реакция на сливане с изпарение  $^{198}\text{Pt}(^{12}\text{C},4n)$ , с енергия на снопа 65 MeV. Мишената, която беше използвана е изработена от  $^{198}\text{Pt}$  с дебелина  $10 \text{ mg/cm}^2$  и чистота 91.6%.

За регистрация на  $\gamma$  лъчението, бяха използвани 8 HPGe детектора и 9 сцинтилационни детектора от LaBr.

#### 4.1.2 Получаване на $^{208}\text{Po}$

Възбудените състояния в ядрото  $^{208}\text{Po}$  бяха заселени в следната трансферна реакция  $^{204}\text{Pb}(^{12}\text{C},^8\text{Be})^{208}\text{Po}$ , с енергия на снопа 62 MeV. Мишената, която беше използвана е изработена от  $^{204}\text{Pb}$  с дебелина  $23 \text{ mg/cm}^2$ . За регистрация на  $\gamma$ -лъчението бяха използвани 11 HPGe детектора, които бяха разположени в две основни направления – 6 броя детектори на предни ъгли -  $45^\circ$  и 5 броя детектори на задни ъгли -  $142^\circ$ . Детекторната система се допълва от 7 LaBr детектора, разположени на  $90^\circ$  спрямо посоката на снопа, както е показано на Фиг. 4.2 (b). За регистриране на леките

заредени частици от реакцията беше поставен пръстен от шест соларни клетки (наричани впоследствие в текста "Solar"), който покрива пространствен ъгъл между  $116^\circ$  и  $167^\circ$ . Соларните клетки са показани на Фиг. 4.3 (a). Между соларните клетки и мишената, перпендикулярно на снопа, е поставено допълнително Al фолио с дебелина  $80\mu\text{m}$ , показано на Фиг. 4.3 (b). Ролята му е да спира фрагментите, които са по-тежки от  $^4\text{He}$ , като по този начин ще се намали замърсяването от нежелани реакции в спектрите. Детайли за фолиото могат да бъдат намерени в [32].



Фигура 4.3: (a) Соларни клетки (б) 1 - конфигурация на соларните клетки, 2 - силиконов пръстен, 3 - фолио

#### 4.1.3 Получаване на $^{209}\text{Po}$

Възбудените състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  бяха заселени чрез последователни алфа-разпад и реакция на електронен захват от ядрото  $^{213}\text{Fr}$ . Последното е заселено в следната реакция на сливане с изпарение  $^{206}\text{Pb}(^{11}\text{B},4n)^{213}\text{Fr}$ , като енергията на снопа е  $65\text{ MeV}$ .  $^{213}\text{Fr}$  има период на полу-разпад  $T_{1/2} = 34.14(6)\text{ s}$ , и се разпада чрез алфа-разпад до основното състояние  $J^\pi = 9/2^-$  в ядрото  $^{209}\text{At}$ .  $^{209}\text{At}$  има период на полу-разпад  $T_{1/2} = 5.42(5)\text{ h}$  и се разпада чрез електронен захват до възбудените състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  [31]. Мишената, която е използвана е изработена от  $^{206}\text{Pb}$  с дебелина  $14.5\text{ mg/cm}^2$  и е нанесена върху подложка от  $130\text{ mg/cm}^2\text{ Au}$ . Предназначението на използваната подложката е за спиране на снопа и за да се предотвратят допълнителни реакции в реакционната камера. За регистрация на  $\gamma$  лъчението, бяха използвани 8 HPGe детектора и 12 сцинтилационни детектора от

LaBr.

## 4.2 Анализ

Сигналите от детекторите и амплитудите на ТАС са регистрирани със синхронизиращи дигитализиращи устройства (synchronized digitizers). Суровите данни от експеримента се записват на всеки двадесет минути и се предоставят във файлов формат "listmode", който съдържа цялата информация за регистрираните  $\gamma$ -кванти.

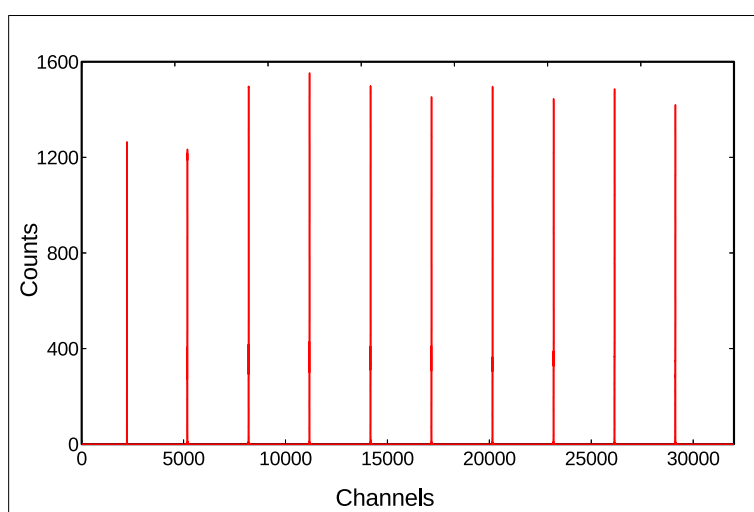
За визуализация и за анализ на данните са използвани софтуерните пакети TV [33] и SocoV2 [34], разработени в института по ядрена физика в Кьолн.

Преди да се извършат каквито и да е операции с тези данни, е необходимо да се калибрират детекторите. Направени са два типа калибровки - по енергия и по време, които са описани в следващите редове.

Детекторите от HPGe имат линеен отклик по енергия, който се характеризира със стабилност във времето. За калибрирането им по енергии са използвани данни, получени с калибровъчен източник от  $^{152}\text{Eu}$ . При експеримента, проведен за определяне на времената на живот в ядрото  $^{208}\text{Po}$  е използван и калибровъчен източник от  $^{226}\text{Ra}$ . В некалибрираните спектри лесно се разграничават най-интензивните линии от двата източника. Тези пикове са използвани с цел да се определи зависимостта на енергията от канала (позицията на центроида им). Детекторите от LaBr проявяват нестабилност на отклика с времето и нелинейност. Калибрирането им по енергия се осъществява посредством същият калибровъчен източник, но са използвани и данни от заселването на изследваните изотопи. Последното се налага, защото наблюдаваните температурни промени във времето оказват влияние върху енергетичните показания на сцинтилационните детектори. За да се противодейства на това отклонение, така че за целият набор от данни позицията на даден пик с дадена енергия да отговаря на един и същи канал, се извършва т.нар. операция "shift track", която е вградена

като функция в програмата SocoV2. В края на тази процедура се генерират подходящи параметри, които могат да бъдат използвани като допълнителна енергетична калибровка при създаването на събития.

Калибровката по време е направена за всеки един ТАС по отделно. Чрез генератор на импулси с нарастващо закъснение от 1 ns, за всеки ТАС модул се генерира набор от данни, с който е определен интервалът, съответстващ на един канал от времевите разпределения. Такъв спектър е показан на Фиг.4.4.



Фигура 4.4: Некалибриран спектър, използван за калибровка на един ТАС. Този спектър е взет от експеримента по определяне на времена на живот в ядрото  $^{209}\text{Po}$

Програмата SocoV2 е използвана за обработване на "listmode" данните, като първата стъпка е сортирането на събития. Всяко събитие съдържа информация за регистрираните  $\gamma$ -кванти, енергията им и времето на регистрация от детекторите. Това ни позволява да сортираме определен тип събития, като се постави условие за броят и типа детектори, които са сработили в рамките на даден времеви интервал, наречен прозорец на съвпадение. Ширината на прозореца на съвпадение е предварително зададена. За четирите експеримента тя е различна, като варира между 80 и 180 времеви единици, наречени time stamp units ( $1 \text{ tsu} = 12,5 \text{ ns}$ ). За определяне на времената на живот чрез прилагане на метода на бързи

съвпадения, се работи в режим на четворни съвпадения от вида HPGe-LaBr-LaBr-TAC. Това означава, че времето на живот ще бъде извлечено от данни, съдържащи съвпадения на два  $\gamma$ -кванта. Те регистрирани последователно в детекторите от LaBr, като е наложено допълнително условие (на жаргон "гейт"(от английски gate)),  $\gamma$ -квант с определена енергия, която попада в определен енергетичен диапазон, да е регистриран и от HPGe детектор. Последното условие позволява да се селектира конкретен каскад в изследваното ядро, като по този начин се цели да се подобри съотношението на сигнал/фон в детекторите LaBr. Освен това, намалява влиянието на възможните замърсяващи преходи с енергии, подобни на тези на хранващите и/или разреждащите преходи и намалява влиянието на корелирания във времето фон.

От събитията, построени в режим на съвпадение, се конструират матрици на съвпадение. За целите на анализа са построени т.нар. "Fast Timing" матрици, които са получени при налагане на условие по енергия върху HPGe детектора и единият от LaBr детектори. Като се наложат тези условия се получава матрица енергия-време, която представлява двуизмерен спектър. По едната ос на този спектър са нанесени енергиите на единият LaBr детектор, а по другата са нанесени времевите разлики между събитията, регистрирани от всеки два LaBr детектора. От проекция върху времевата ос на сортираната матрица, след налагането на условията по енергия, се получават двете времевы разпределения *delayed* и *anti-delayed*, от които се извлича времевата разлика в канали. На един канал, в конкретните експерименти, отговарят 10 ps.

За експеримента по определяне на времената на живот в ядрото  $^{208}\text{Po}$  са конструирани четворни съвпадения от вида Solar-LaBr-LaBr-TAC. Тук вместо сигнала от HPGe детектори е използван сигнала от соларните клетки, с цел да се регистрира нужният канал на реакция.

За да се провери дали условието, наложено върху HPGe детектора е изчистило спектъра, се използват също и тройни съвпадения от типа HPGe-LaBr-HPGe. Като тук целта е да се видят само преходи, които

са регистрирани в съвпадение, като е наложено и условието по енергия върху първият LaBr детектор. Конструирани събития ясно показват кои преходи са включени в рамките на тези съвпадения.

Последна стъпка от определянето на времето на живот е калибрирането на PRD кривата като се използва източник от  $^{152}\text{Eu}$ , както е описано в Глава 3. За целта се определят подходящите  $E_{feeder}, E_{decay}$  каскади за всяка от референтните енергии 344 keV, 411 keV, 244 keV и 444 keV. Използва се MSCD метода, като се построяват събития от вида LaBr-LaBr. Получените центроидни разлики се фитират с функция от вида :

$$PRD(E_\gamma) = \frac{a}{\sqrt{eE_\gamma^2 + b}} + cE_\gamma + d \quad (4.1)$$

която е взимствана от [35]. Универсалността на тази формула беше подробно изследвана в експеримента по определяне на времена на живот в ядрото  $^{211}\text{At}$  [35]. Посоченият експеримент също изследва прехода от едночастичност към колективност, но в случая по отношение на броя протони. В процеса на неговата подготовка бяха направени няколко калибровки при различни режими на LaBr детекторите, за да се тества и определи поведението на общият времеви ход на цялата детекторна система в зависимост от енергията.

Неопределеността за конкретна PRD стойност се приема за еднаква по цялата крива и тази стойност се пресмята като два пъти средно квадратичното отклонение ( $2\sigma$ ), на всички експериментални PRD точки спрямо съответстващите им стойности. Неопределеността за конкретна стойност на PRD кривата се определя от:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_i^n \left( PRD_{exp} - PRD(E_\gamma) \right)^2} \quad (4.2)$$

като в конкретните експерименти варира в между 4 и 8 ps.

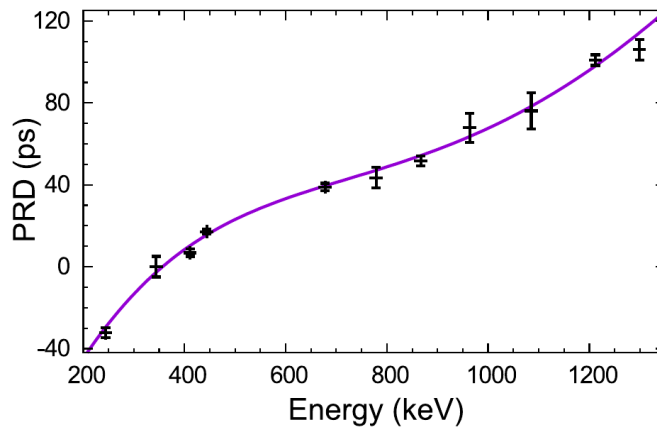
Схемата на заселване в изследваните ядра, както и енергетичните спектри

за двата типа детектори, PRD кривите и времевите разпределения, необходими за измерването на времето на живот, са показани в следващият раздел.

## 4.3 Резултати

### 4.3.1 $^{204,206}\text{Po}$

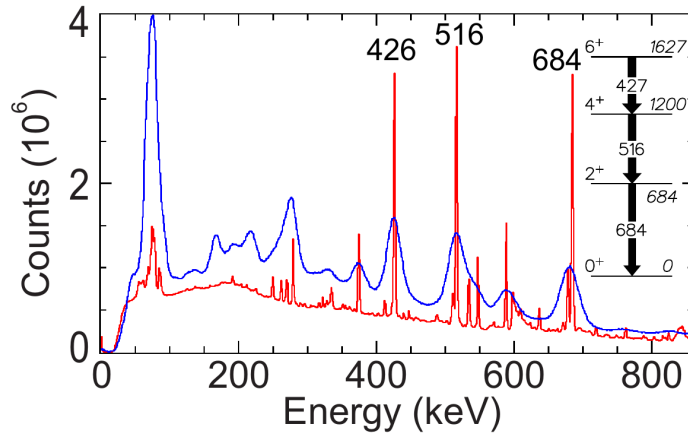
Както беше споменато в Глава 3, PRD кривата е индивидуална за различните детекторни конфигурации. Поради това, за всеки експеримент беше построена отделна PRD крива. За този експеримент, PRD кривата е представена на Фиг.4.5.



Фигура 4.5: Експериментална PRD крива за случая на ядрата  $^{204,206}\text{Po}$ , получена с използването на източник от  $^{152}\text{Eu}$  [36]

Времената на живот са измерени, като се конструират тройни събития на съвпадение. Пълната проекция на тройните съвпадения, заедно със схема на нивата на ираст състоянията в ядрото  $^{204}\text{Po}$ , използвани в анализа, са показани на Фиг.4.6.





Фигура 4.6: Пълна проекция на HPGe-LaBr-LaBr (синьо) и HPGe-LaBr-HPGe (червено) събития от реакцията  $^{197}\text{Au}(^{11}\text{B},4n)$  и частична схема на нивата в ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Енергията на пиковете, използвани в анализа, е отбелязана на фигурата [36]

На Фиг.4.7 (а) и (с), са показани спектри, получени от LaBr и HPGe детектори. Тези спектри са получени, от конструираните Ge-LaBr-LaBr и Ge-LaBr-Ge тройни съвпадения, като и в двата случая са наложени еднакви условия по енергия . Като се сравнят спектрите, показани на фигури 4.6 и 4.7, се забелязват някои предимства на тройните  $\gamma$ -съвпадения. Много от преходите, които присъстват в пълните проекции, са напълно елиминирани в спектрите от Фиг. 4.7.

На Фиг.4.7 (b) са показани времевите разпределения (закъснял - delayed и анти-закъснял - antidelayered). Като те са получени, когато се постави първото условие по енергия за LaBr детектори върху прехода с енергия 427 keV и второто условие върху прехода с енергия 516 keV. Измерва се разликата в центроидите на тези две разпределения  $\Delta C_{exp}$  и може да се определи времето на живот, използвайки формулата [27]:

$$\Delta C = PRD + 2\tau \quad (4.3)$$

Тази центроидна разлика трябва да се коригира, като се отчете фоновия принос към времевите разпределения, дължащ се основно на Комптъново

разсеяли се  $\gamma$ -кванти от сцинтилационните детектори.

Времето на живот се изчислява по следните формули 3.14 и 3.15 :

$$\tau = \frac{1}{2} [\Delta C_{FEP} - PRD(E_{feeder}, E_{decay})] \quad (4.4)$$

И има неопределеност

$$\delta\tau = \frac{1}{2} \sqrt{(\delta\Delta C_{FEP})^2 + (\delta PRD)^2} \quad (4.5)$$

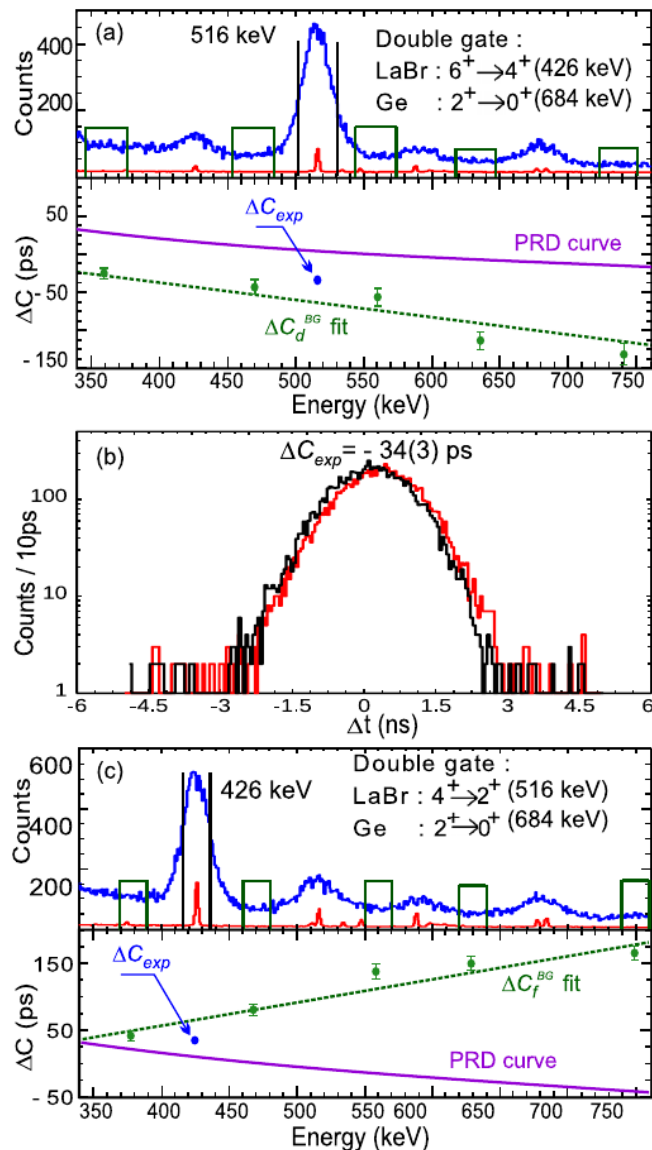
Тогава неопределеността на коригираната за фонов принос разлика в центроидите  $\Delta C_{FEP}$ , се пресмята чрез :

$$\delta\Delta C_{FEP} = \frac{1}{2} \left[ 4 (\delta\Delta C_{exp})^2 + (A)_{feeder} + (A)_{decay} \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

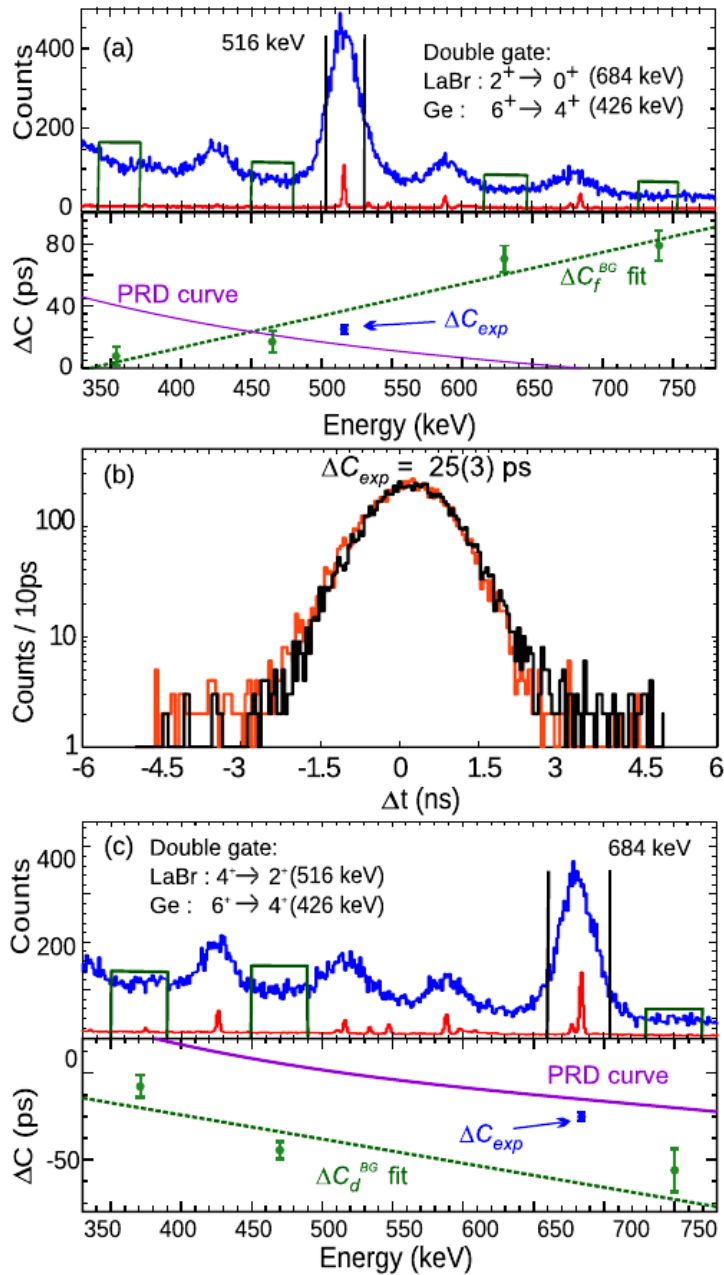
$$A = \left( \frac{\delta\Delta C_{exp}}{p/b} \right)^2 + \left( \frac{\delta\Delta C_{Compton}}{p/b} \right)^2 + (\delta_{p/b})^2 \cdot \left( \frac{\Delta C_{exp} - \Delta C_{Compton}}{(p/b)^2} \right)^2$$

Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$  от  $\tau = 23(6)$  ps. Голямата неопределеност се дължи на малката разлика в центроидите  $\Delta C_{exp}$ .

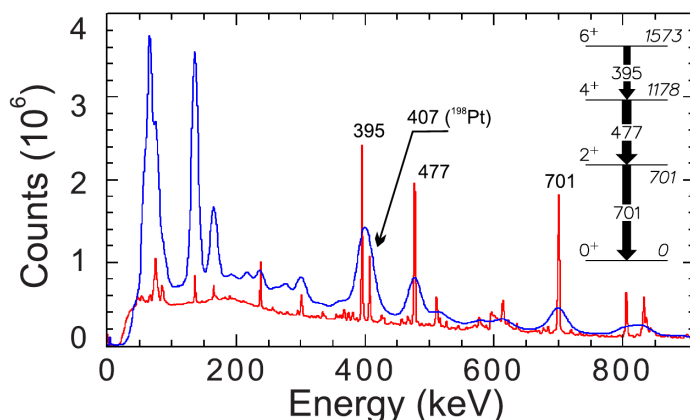
Беше направен опит за измерване на времето на живот на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Времето на живот на това състояние е получено по аналогичен начин на получаването на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието. Процедурата е показана на Фиг. 4.8. Условието по енергия, наложено на HPGe детектори е върху прехода с енергия 427 keV, а това наложено на LaBr детектори е върху преходите с енергия 684 keV и 516 keV съответно. Като резултат за това ниво е измерена горна граница за времето му на живот от 9 ps.



Фигура 4.7: Процедура за измерване на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$ . (a) Спектри, получени от двойни съвпадения от LaBr (синьо) детектори и Ge детектори (червено). Условието наложено на LaBr детектори е върху прехода, който захранва нивото на интерес. Вертикалните черни линии показват широчината на условието по енергия върху прехода, който разрежда нивото на интерес. Съответстващото p/b съотношение е 7.06. Вертикалните зелени линии показват широчината на условието по енергия, наложено върху фонови области. На долния панел са показани фитираният времеви отклик на фона (зелена пунктирана линия), заедно с PRD кривата (непрекъсната линия в лилаво) и получената разлика в центроидите (синя точка). (b) Времеви разпределения, получени за конкретният каскад от нива (c) Същото като (a), но условието наложено на LaBr детектори е върху прехода, който разрежда нивото на интерес. Съответстващото p/b съотношение е 5.34. Във всички показани спектри не е ваден фон [36]



Фигура 4.8: Процедура за измерване на времето на живот на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Фигурата е аналогична на Фиг.4.7. Съответстващите р/б съотношения са 3.9(1) и 3.8(1) [36]



Фигура 4.9: Пълна проекция на HPGe-LaBr-LaBr (синьо) и HPGe-LaBr-HPGe (червено) събития от реакцията  $^{198}\text{Pt}(^{12}\text{C},4n)$  и частична схема на нивата в ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Отбелязана е и енергията на пиковете, използвани в анализа [36]

Пълната проекция на тройните съвпадения, заедно със схема на нивата на ираст състоянията в ядрото  $^{206}\text{Po}$ , използвани в анализа, са показани на Фиг.4.9. На Фиг.4.10 (а) и (с), са показани спектрите, получени от LaBr и HPGe детекторите, по описания начин, аналогично на случая на ядрото  $^{204}\text{Po}$ . На Фиг.4.10 (b) са показани времевите разпределения. Аналогично на случая на ядрото  $^{204}\text{Po}$ , също е направено сравнение между спектрите показани на фигури 4.9 и 4.10. Това сравнение също показва предимства на тройните  $\gamma$ -съвпадения. Например, във Фиг. 4.9 ясно се забелязва присъствието на пик с енергия 407-keV, който отговаря на преход от първото  $2_1^+$  състояние до основно състояние ( $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ) в ядрото  $^{198}\text{Pt}$ . Като се използва подходящ гейт наложен върху HPGe детектори, приносът на този преход към прехода с енергия 395 keV в ядрото  $^{206}\text{Po}$  значително се редуцира. След налагане на гейт и върху вторият LaBr детектор, пикът напълно се елиминира. Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$  от  $\tau = 89(7)$  ps.

Аналогична процедура за измерването на времето на живот на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$  води до намирането на горна граница, която не подобрява стойността на вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ , която е посочена в статия [18]. Резултатите от анализа на времената на живот за двете ядра  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$  са обобщени в Таблица 4.1 и са публикувани през 2018 и 2019 година в [37] и [36].

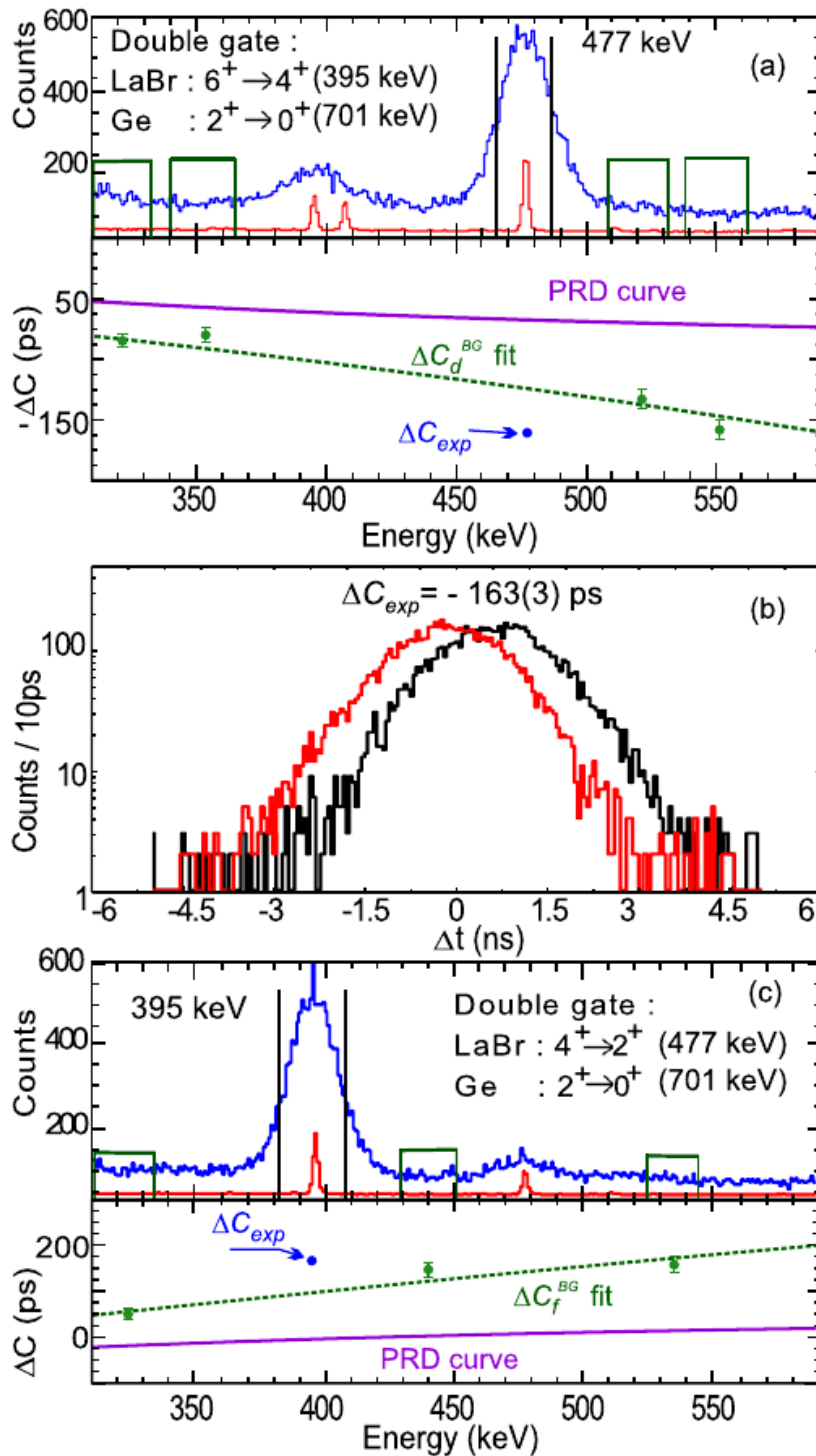
Таблица 4.1: Времена на живот на изследваните  $4_1^+$  и  $2_1^+$  състояния в ядрата  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$ , заедно с енергии на преходите, необходими за получаването на времевите разпределения и съответните вероятности за  $E2$  преход [36]

Ядра	$E_{level}$ (keV)	$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ % <sup>a</sup>	$\alpha^b$	$\tau$ (ps)	$B(E2)(e^2\text{fm}^4)$ <sup>c</sup>
$^{206}\text{Po}$	1177.80	$4_1^+$	$2_1^+$	477	100	0.0359	89(7)	359(28)
$^{204}\text{Po}$	1200	$4_1^+$	$2_1^+$	516	100	0.0297	23(6)	$932_{-195}^{+326}$
	684	$2_1^+$	$0_1^+$	684	100	0.01584	$\leq 9$	$\geq 596$

<sup>a</sup>от [28]

<sup>b</sup>Пълни коефициенти на вътрешна конверсия. Взети от [39]

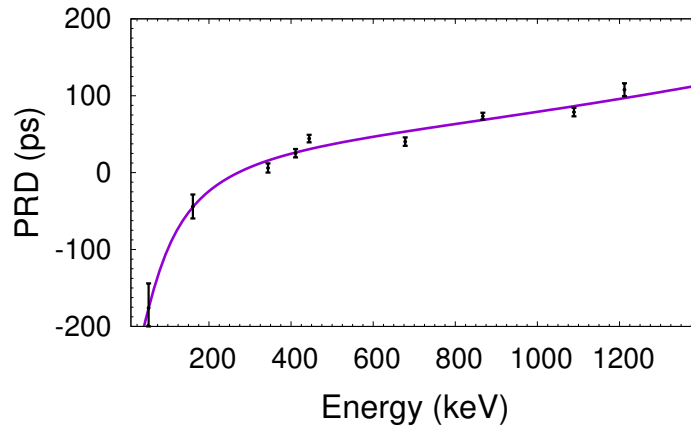
<sup>c</sup> $1W.u. = 71.33 e^2\text{fm}^4$  за ядрото  $^{204}\text{Po}$ ;  $1W.u. = 72.26 e^2\text{fm}^4$  за ядрото  $^{206}\text{Po}$



Фигура 4.10: Процедура за измерване на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Фигурата е аналогична на Фиг. 4.7. Съответстващите p/b съотношения са 4.38 и 4.41 [36]

4.3.2  $^{208}\text{Po}$ 

За този експеримент, получената PRD крива е показана на Фиг.4.11

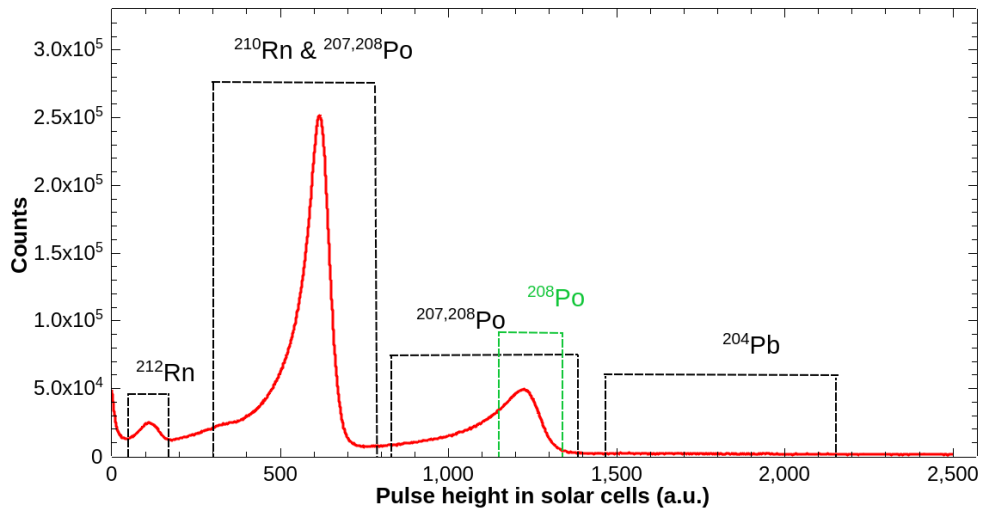


Фигура 4.11: Експериментална PRD крива за случая на ядрото  $^{208}\text{Po}$ , получена посредством източник от  $^{152}\text{Eu}$  [38]

Този експеримент бе конструиран с цел измерване на три времена на живот в ядрото  $^{208}\text{Po}$  посредством три различни метода. По тази причина бе създадена по-различна установка за fast-timing измерване, като е използван сигналът от соларните клетки, с цел да се регистрира нужният канал на реакция. Друга цел на проведения експеримент беше да се провери дали соларните клетки са подходящи за прилагане в такъв метод, понеже такава информация до момента не беше известна .

Проекцията на матрицата на съвпадение между частици и  $\gamma$ -кванти е показана на Фиг.4.12. Показани са области на съвпадение между  $\gamma$ -кванти и частици, които отговарят на ядрена структура. В първата област наблюдаваме частици, в съвпадение с  $\gamma$ -кванти от ядрото  $^{212}\text{Rn}$ . Втората област е на съвпадение между частици и  $\gamma$ -кванти от ядрото  $^{210}\text{Rn}$ , както и от ядрата  $^{207}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$ . Четвъртата област е свързана с Кулоновото възбуждане на ядра от мишената, получени в реакцията  $^{204}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{204}\text{Pb}^*$ . Областта, която е изследвана, е маркирана в зелено. Тя представлява област на съвпадение между частици и  $\gamma$ -кванти от ядрото  $^{208}\text{Po}$ .





Фигура 4.12: Проекция на матрицата на съвпадение между частици и  $\gamma$ -кванти. Заградените области представляват частици, които са в съвпадение с  $\gamma$ -лъчи от съответните ядра

На Фиг.4.13 (а) и (с), са показани спектри, необходими за измерване на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието, получени от LaBr и HPGe детектори. Тези спектри са получени, от конструираните Solar-LaBr-LaBr и Solar-LaBr-Ge тройни съвпадения, като и в двата случая са наложени еднакви условия по енергия . На Фиг.4.13 (b) са показани съответните времеви разпределения. Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{208}\text{Po}$  от  $\tau = 125(31)$  ps. Резултатите са обобщени в Таблица 4.2 и са публикувани в [38].

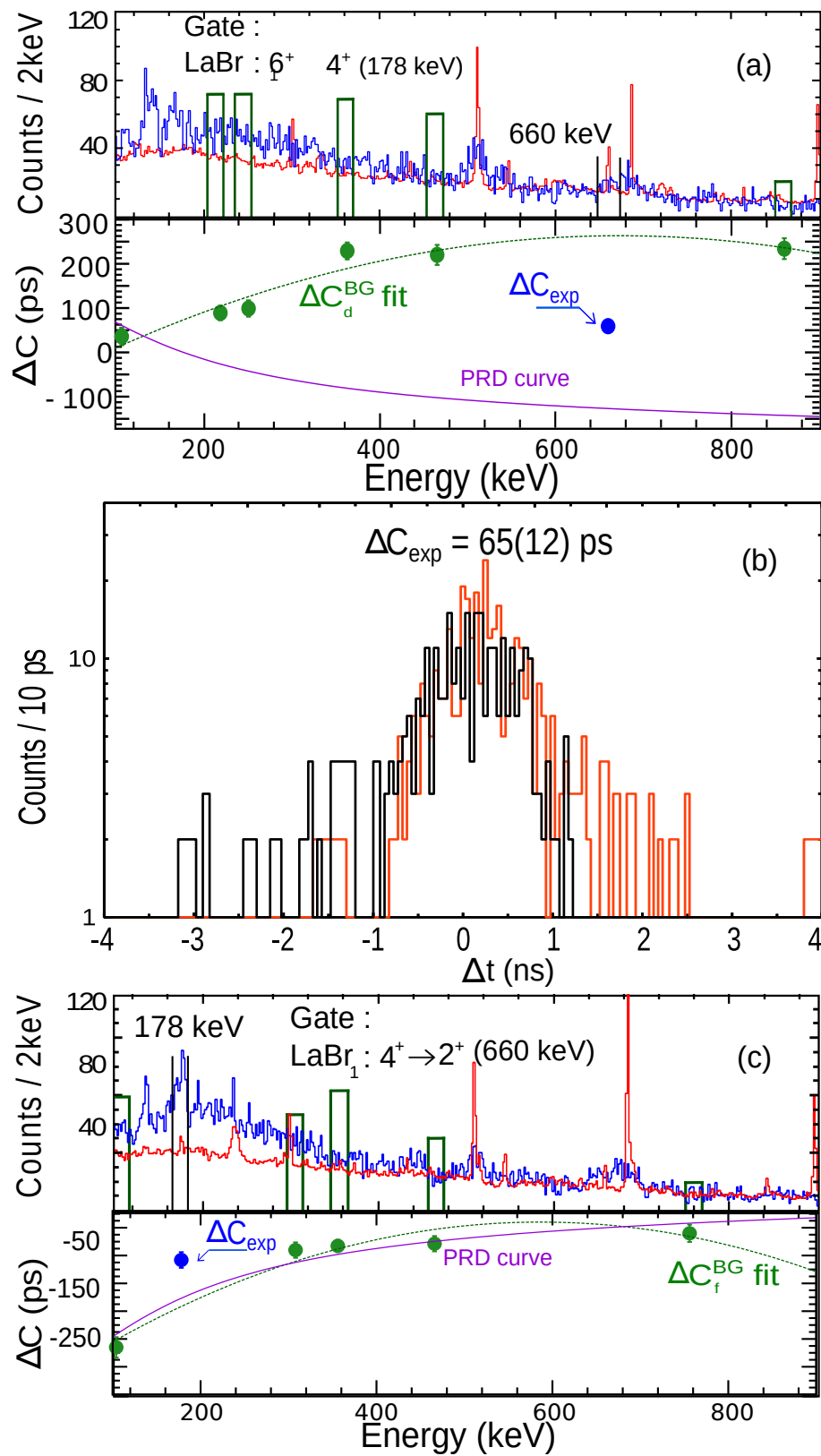
Таблица 4.2: Време на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{208}\text{Po}$ , заедно с приведени вероятности за преход, изчислени от измереното време

$E_{level}$ (keV)	$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ % <sup>a</sup>	$\alpha^b$	$\tau$ (ps)	$B(E2)(e^2fm^4)$ <sup>c</sup>
1346.56	$4_1^+$	$2_1^+$	660	100	0.0173	125(31)	51(13)

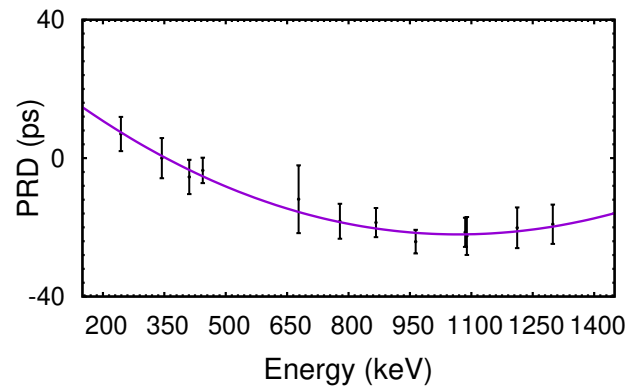
<sup>a</sup>Взети от [40]

<sup>b</sup>Пълни коефициенти на вътрешна конверсия. Взети от [39]

<sup>c</sup> $1W.u. = 73.20 e^2fm^4$

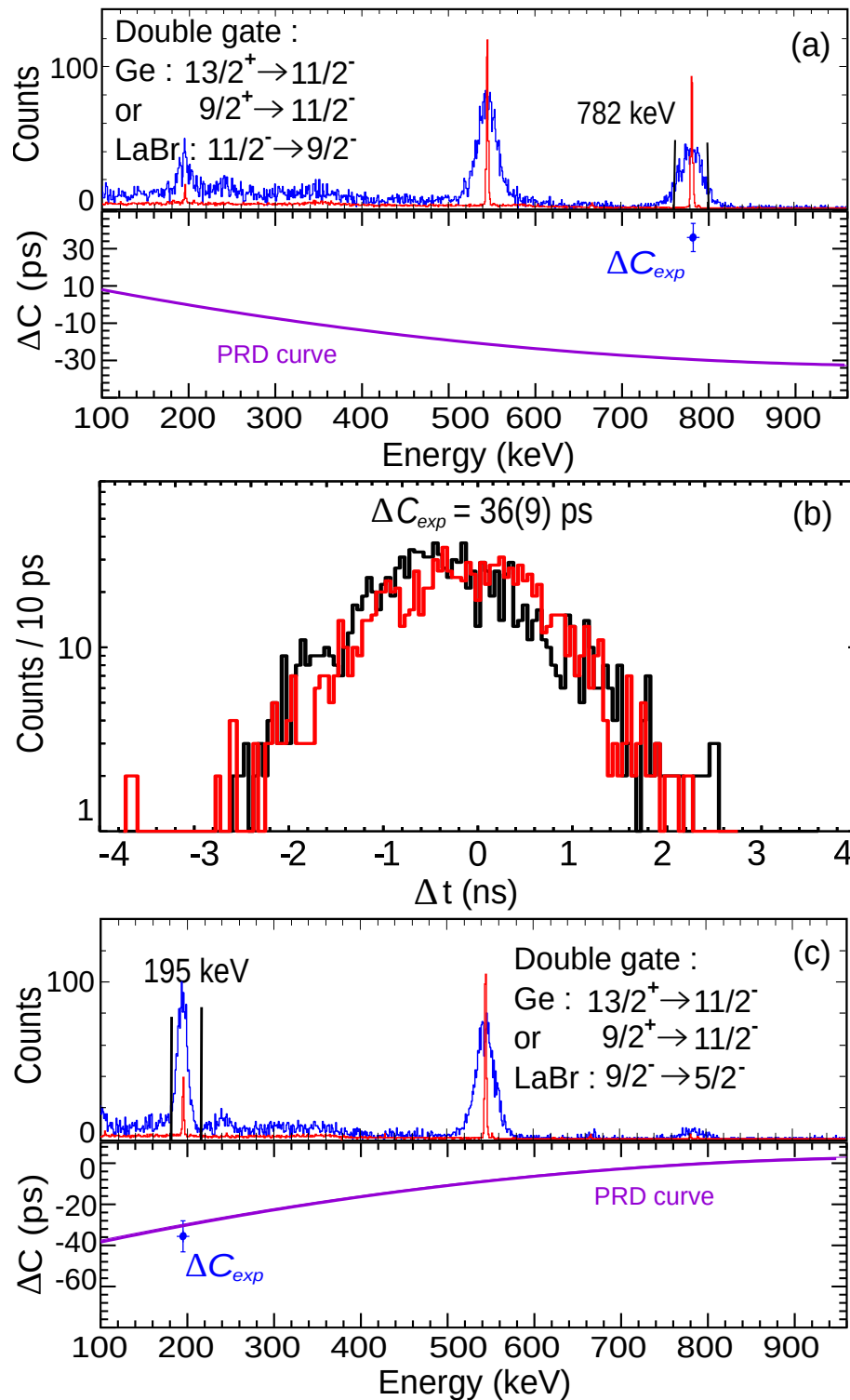


Фигура 4.13: Показана е процедурата за измерване на времето на живот на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{208}\text{Po}$ . Съответстващите p/b съотношения са 0.7 и 0.5

4.3.3  $^{209}\text{Po}$ 

Фигура 4.14: Експериментална PRD крива за случая на ядрото  $^{209}\text{Po}$ , получена от източник от  $^{152}\text{Eu}$

За този експеримент, получената PRD крива е показана на Фиг. 4.14. На Фиг. 4.15 (a) са показани спектри, необходими за измерване на времето на живот на състоянието  $J^\pi = 9/2_1^-$ , които са получени от LaBr и HPGe детектори. Спектрите са получени по описания начин, аналогично на случая на ядрото  $^{204}\text{Po}$ . С цел да се увеличи статистиката във времевиот спектър, е използвано условие "ИЛИ" върху преходите  $13/2^+ \rightarrow 11/2_1^-$  и  $9/2^+ \rightarrow 11/2_1^-$ , които са регистрирани от HPGe детекторите. Като в следствие, двата HPGe спектъра, които са получени, са събрани. Първото условие наложено на LaBr детектори е върху прехода с енергия 195-keV, а второто условие е върху прехода с енергия 782-keV. Това може да се види на Фиг.4.15 (a). На Фиг.4.15 (b) са показани времеви разпределения, а на Фиг.4.15 (c) е показан обратният случай на този, показан на Фиг.4.15 (a). Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на  $9/2_1^-$  състоянието в ядрото  $^{209}\text{Po}$  от  $\tau = 30(6)$  ps. Измерени са и времената на живот на състоянията  $11/2_1^-$  и  $5/2_1^-$  в ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Полученото време за състояние  $11/2_1^-$  е в съответствие с това, което е цитирано в литературата, като в конкретният анализ е намалена неопределеността във времето. Измереното време на живот за състояние  $5/2_1^-$ , което е първото възбудено състояние в ядрото  $^{209}\text{Po}$ , не е в съответствие с времето, което е цитирано в литературата. Резултатите от анализа са обобщен в Таблица 4.3 и са публикувани в [41].

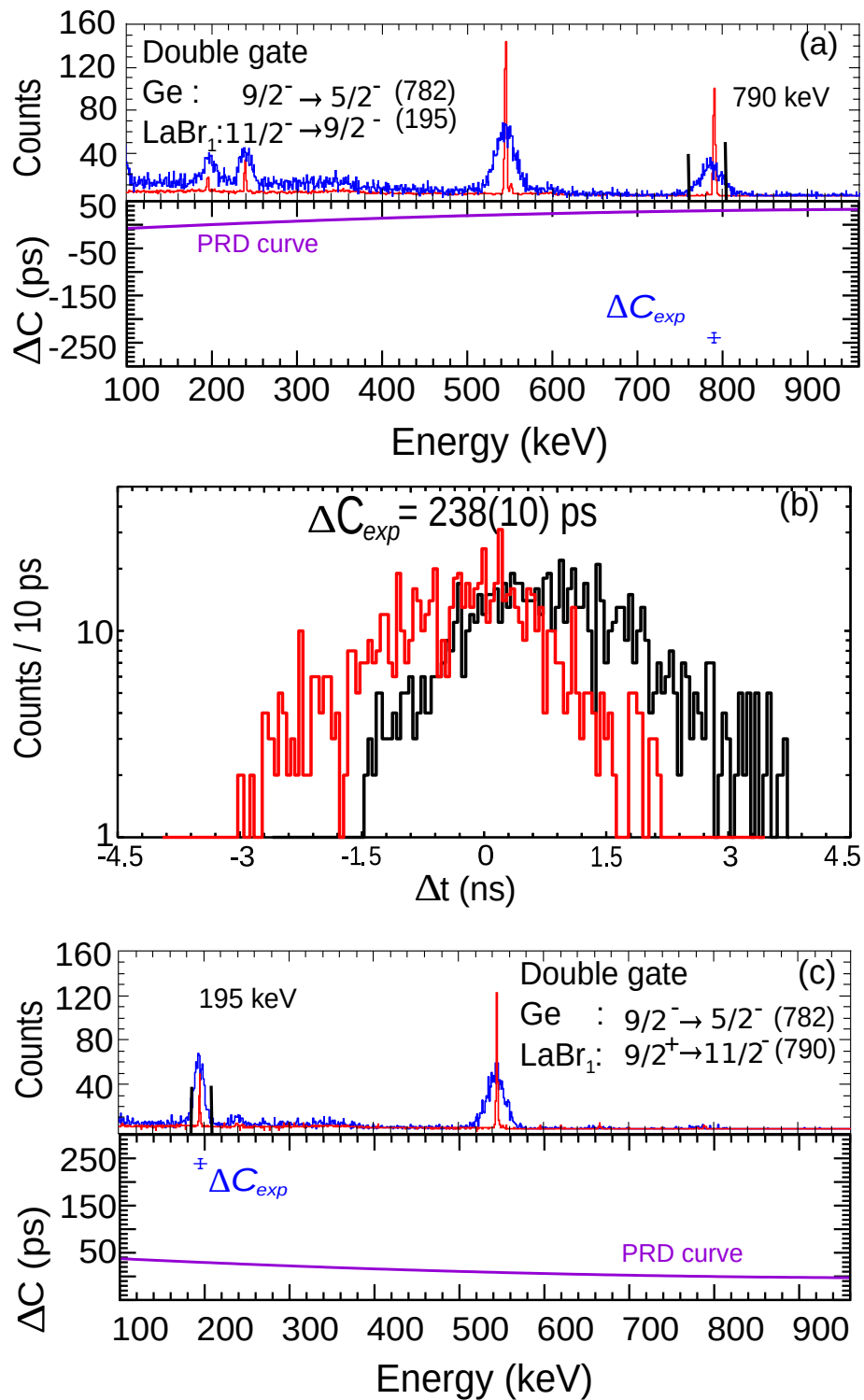


Фигура 4.15: Процедура по измерване на времето на живот на  $9/2^-_1$  състоянието в ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Съответстващите р/б съотношения са 43 и 14

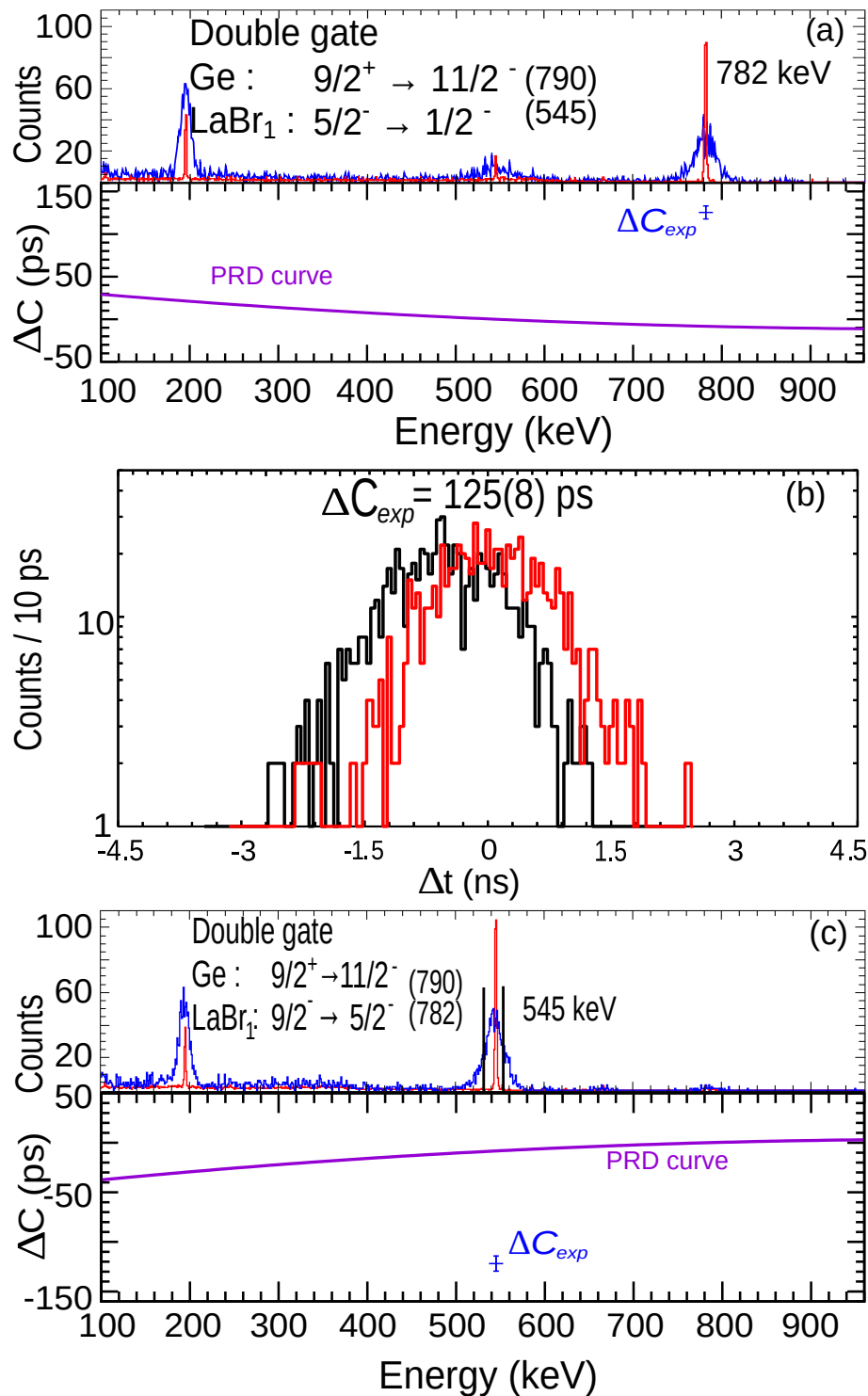
Таблица 4.3: Времена на живот на изследваните  $9/2_1^-$ ,  $5/2_1^-$  и  $11/2_1^-$  състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$ , заедно с приведени вероятности за преход, изчислени от измерените времена

$E_{level}$ (keV)	$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%) <sup>a</sup>	$\alpha$ <sup>b</sup>	$\delta$ <sup>c</sup>	$\tau$ (expt.) (ps)	$\tau$ (lit.) (ps)	$B(\sigma L)$ (expt.) $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$ <sup>c</sup>	$B(\sigma L)$ (lit.) $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$
545	$5/2_1^-$	$1/2_1^-$	545	100	0.0262	-	66(5)	101(29)	$B(E2) = 251(19)$	$B(E2) = 162(52)$
1327	$9/2_1^-$	$5/2_1^-$	782	100(3)	0.0120	-	30(6)	-	$B(E2) = 92(19)$	-
		$5/2_2^-$	151.4	0.097(18)	1.319	-			$B(E2) = 327(89)$	-
1522	$11/2_1^-$	$9/2_1^-$	195	100(5)	1.51(13)	$+0.40_{-22}^{+17}$	105(6)	101(29)	$B(M1) = 0.017(4)$	$B(M1) = 0.018(7)$
		$7/2_1^-$	113	0.78(16)	4.29	-			$B(E2) = 1042_{-782}^{+916}$	$B(E2) = 1105(884)$
		$13/2^-$	104	10.1(16)	9.87	-			$B(E2) = 902(227)$	$B(E2) = 958(368)$
									$B(M1) = 0.013(3)$	$B(M1) = 0.014(5)$

<sup>a</sup>От  $^{209}\text{At}$   $\epsilon + \beta$  + разпад<sup>b</sup>Пълни коефициенти на вътрешна конверсия. Изчислени чрез кода BrIcc (2008Ki07)<sup>c</sup>Отношението за мултиполно смесване. Изчислено с програмата BrIccMixing<sup>c</sup>Стойностите за  $B(E2)$  преходите са дадени в единици  $e^2\text{fm}^4$  ( $1W.u. = 73.67 e^2\text{fm}^4$ ), а стойностите за  $B(M1)$  преходите са дадени в единици  $\mu_N^2$



Фигура 4.16: Процедура за измерване на времето на живот на  $11/2_1^-$  състоянието в ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Съответстващите p/b съотношения са 30 и 11



Фигура 4.17: Процедура за измерване на времето на живот на  $5/2^-$  състоянието в ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Съответстващите p/b съотношения са 41 и 24

## Глава 5

# Дискусия

### 5.1 Смесване на две състояния (Two-state mixing)

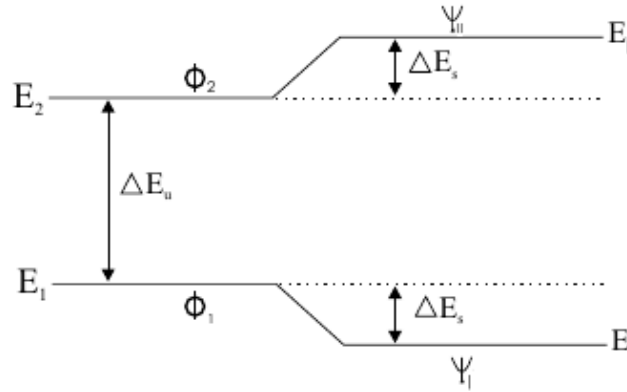
Атомното ядро е сложна съставна система, която съдържа няколкостотин индивидуални протона и неутрона, които орбитират един спрямо друг и си взаимодействат предимно чрез ядрени сили, а протоните и чрез Кулонови сили [4]. Принципът на Паули гласи, че два еднакви нуклеона не могат едновременно да заемат едно и също състояние в едно и също време, което се изразява във факта, че два идентични нуклеона не може да се характеризират с еднакви квантови числа. Това играе много важна роля в протон-неутронните системи, където двата нуклеона могат да бъдат разглеждани като две състояния на един и същ нуклеон. Това може да бъде официално изразено с математическата концепция, че ядрената вълнова функция трябва да бъде антисиметрична по отношение на размяна на два нуклеона. Тоест, всички компоненти трябва да са антисиметрични: пространствени, спинови и изоспинови.

Когато говорим за смесване на две състояния, ние обръщаме внимание на ефектите върху енергиите и вълновите функции, когато две ядрени състояния се смесват поради някакво остатъчно взаимодействие. При реалистични изчисления на ядрените спектри действителните ядрени състояния са сложни примеси на много компоненти. Точното третиране на ядрените състояния трябва да включва диагонализирането на голяма Хамилтонова матрица. Поредица от изчисления за смесване на двете състояния, обаче,



често може да даде достатъчно добро приближение, за да се получи добро разбиране за физиката, която стои зад това изчисление.

Нека разгледаме смесване на две състояния с взаимодействие  $\mathbf{V}$ , показано на Фиг.5.1. Тези състояния с енергии  $E_1$  и  $E_2$  имат следните вълнови функции  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  и притежават един и същи спин и четност  $I^\pi$ .



Фигура 5.1: Схематично представяне на изчисленията за смесване на две състояния [4]

Вълновите функции на смесените състояния могат да бъдат записани в термини на оригинални вълнови функции както следва:

$$\Psi_{\perp} = \alpha\varphi_1 + \beta\varphi_2 \quad (5.1)$$

$$\Psi_{\parallel} = \alpha\varphi_2 - \beta\varphi_1 \quad (5.2)$$

където  $\alpha$  и  $\beta$  са амплитудите на смесване, за които е валидно равенството  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$

Новите пертурбирани енергии на смесените състояния  $E_{\perp}$  и  $E_{\parallel}$  са получени като се диагонализира хамолтониана и се вземе предвид взаимодействието  $\mathbf{V}$ . Резултантните енергии се дават с израза:

$$E_{\perp,\parallel} = \frac{1}{2} \left( (E_1 + E_2) \pm \sqrt{(E_1 + E_2)^2 + 4\mathbf{V}^2} \right), \quad (5.3)$$

$E_{|\cdot\rangle}$  са собствените стойности на  $\Psi_{|\cdot\rangle}$  съответно, а  $\mathbf{V}$  е матричният елемент на смесване  $\mathbf{V} \equiv \langle \varphi_1 | \mathbf{V} | \varphi_2 \rangle$ . Тоест, можем да кажем, че  $\mathbf{V}$  е силата на взаимодействието. Амплитудата на смесване  $\beta$  може да бъде пренаписана в термини на смесващия матричен елемент  $\mathbf{V}$  по следният начин:

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ \frac{E_2 - E_1}{2\mathbf{V}} + \sqrt{1 + \frac{(E_2 - E_1)^2}{4\mathbf{V}^2}} \right]^2}} \quad (5.4)$$

Уравненията 5.3 и 5.4 са универсални и не зависят от природата на взаимодействието  $\mathbf{V}$ . В по-сложният случай, когато имаме смесване на много състояния, то може да се раздели на смесвания от по две състояния.

## 5.2 Спектроскопичен фактор

Наблюдаемите величини за добавяне или премахване на нуклеон от конкретно начално състояние към конкретно крайно състояние са свързани с матричните елементи на операторите на раждане и унищожение. Редуцираните матрични елементи на тези оператори се използват за определяне на спектроскопичните фактори, свързани с ядрените реакции.

Спектроскопичният фактор [42] се дефинира в термини на редуциран матричен елемент на оператора на раждане  $a^+$  по следният начин

$$S = \frac{|\langle \Psi^A \omega J | a_k^+ | \Psi^{A-1} \omega' J' \rangle|^2}{(2J+1)} = \frac{|\langle \Psi^{A-1} \omega' J' | \tilde{a}_k | \Psi^A \omega J \rangle|^2}{(2J+1)} \quad (5.5)$$

където знаменателят  $(2J+1)$  е, по конвенция, свързан с масата на по-тежкото ядро. Спектроскопичният фактор  $S$  имплицитно зависи от всички величини в изразите. Тази дефиниция е валидна за протони или неутрони без оглед на изоспина. За нуклеони в състояние  $(J, T)$ , дефиницията може да се обобщи по следният начин :

$$S(T) = \frac{|\langle \Psi^A \omega J T | \| a_k^+ \| | \Psi^{A-1} \omega' J' T' \rangle|^2}{(2J+1)(2T+1)} = \frac{|\langle \Psi^{A-1} \omega' J' T' | \| \tilde{a}_k \| | \Psi^A \omega J \rangle|^2}{(2J+1)(2T+1)} \quad (5.6)$$

където тройният матричен елемент показва, че е редуциран както в координатното пространство, така и в изоспиновото пространство.

Когато се въведе изоспина, може да се направи явна връзка между протонните и неутронните спектроскопични фактори и нуклеонните спектроскопични фактори [42]. Ако се добави явна  $T_z$  зависимост, формула 5.5 се трансформира във вида

$$S(t_z) = \frac{|\langle \Psi^A \omega J T T_z | \| a_{k,t_z}^+ \| | \Psi^{A-1} \omega' J' T' T'_z \rangle|^2}{(2J+1)} \quad (5.7)$$

където е прието означението  $(t, t_z) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$  за неутрони и  $(t, t_z) = \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$  за протони. Като се използва теоремата на Вигнер-Екхарт в изоспиновото пространство, се получава

$$\begin{aligned} S(t_z) &= \left( \begin{array}{ccc} T & \frac{1}{2} & T' \\ -T_z & t_z & T'_z \end{array} \right)^2 \frac{|\langle \Psi^A \omega J T | \| a_k^+ \| | \Psi^{A-1} \omega' J' T' \rangle|^2}{(2J+1)} \\ &= |\langle T T_z | T' T'_z t t_z \rangle|^2 \frac{|\langle \Psi^A \omega J T | \| a_k^+ \| | \Psi^{A-1} \omega' J' T' \rangle|^2}{(2J+1)(2T+1)} \end{aligned}$$

за премахване на един нуклеон и

$$S(t_z) = |\langle T T_z | T' T'_z t t_z \rangle|^2 \frac{|\langle \Psi^{A+1} \omega J T | \| a_k^+ \| | \Psi^A \omega' J' T' \rangle|^2}{(2J+1)(2T+1)}$$

за добавяне на един нуклеон. В съкратен запис, двата израза имат следният вид

$$S(t_z) \equiv C^2 S(T) \quad (5.8)$$

където  $C^2$  е квадратът на изоспиновият коефициент на Клебш, а  $S(T)$  е нуклеонният спектроскопичен фактор, зададен чрез 5.6. В тези изрази  $(T, T_z)$  са винаги свързани с по-тежкото ядро. Самият спектроскопичен фактор показва доколко вълновата функция е чиста - т.е. до колко вълновата функция е близка до спектроскопичния фактор. Ако крайното състояние е чисто, то спектроскопичният фактор  $C^2 S(T)$  има стойност близка до 1.

## 5.3 Интерпретация на резултатите

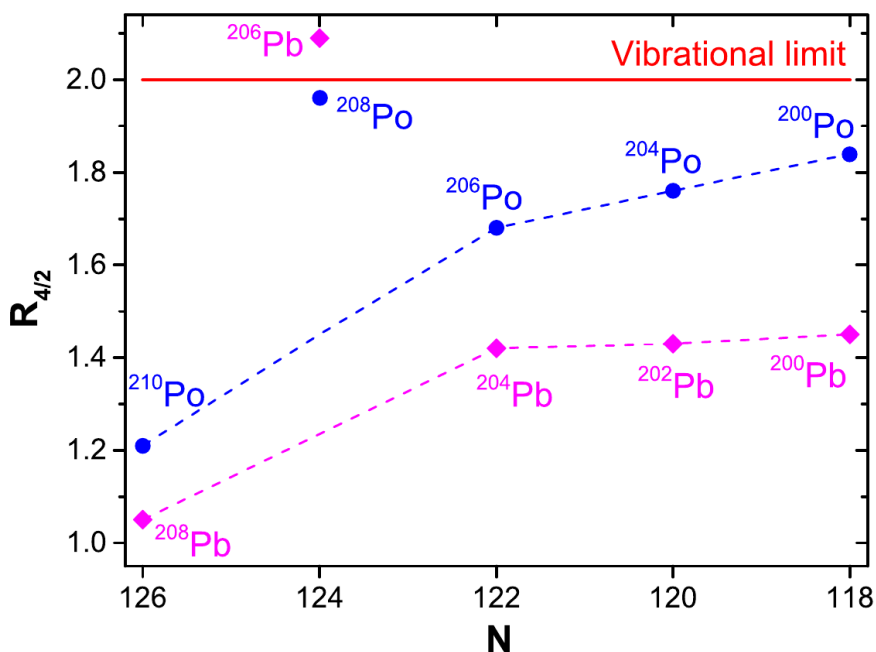
### 5.3.1 $^{204}\text{Po}$ $^{206}\text{Po}$

Пораждането и еволюцията на квадруполната колективност в четно-четните ядра описано в глава 1, се определят по следните четири експериментални критерия : енергията на първото  $2_1^+$  състояние -  $E_x(2_1^+)$ , стойността на вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ , отношението на енергията на второто възбудено състояние към енергията на първото възбудено състояние  $\mathbf{R}_{4/2} \equiv E_x(4_1^+)/E_x(2_1^+)$ , и отношението на съответните вероятности за преход  $\mathbf{B}_{4/2} \equiv B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ . Въпреки че тези критерии са ясно определени за случай на ротации на твърд ротор и хармонични вибрации, те могат да служат като индикация за разграничаване между колективни състояния, които се характеризират със сравнително ниска енергия на първото възбудено състояние  $E_x(2_1^+)$ , голямо отношение  $R_{4/2} \geq 2$ , висока стойност за вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ , и отношение  $B_{4/2} \geq 1$ ; И едночастични (неколективни) състояния, които се характеризират с висока стойност за енергията на първото възбудено състояние  $E_x(2_1^+)$ , отношението  $R_{4/2} \leq 2$ , сравнително ниска стойност за вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ , и отношение  $B_{4/2} \leq 1.5$ . В случая на полониевите изотопи с неутронен брой  $N \leq 126$ , еволюцията на тези четири критерия не може да се обясни еднозначно. Енергията на  $2_1^+$  състоянието намалява значително от 1181 keV в ядрото  $^{210}\text{Po}_{126}$  до 686 keV в ядрото  $^{208}\text{Po}_{124}$ , като това е знак, че  $2_1^+$  състоянието придобива колективен характер, когато два нейтрона се премахнат от запълнения слой  $N = 126$ . Тази енергия остава постоянна като се проследят изотопите до  $^{200}\text{Po}_{116}$  (виж Фиг.1 в статия [18]), което е поведение типично за ядрата от сениорити тип [11, 12, 13].

Липсва експериментална информация за стойността на вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в четно-четните ядра с  $N \leq 126$ . За случая на  $^{208}\text{Po}$ , тази стойност не е известна, но очевидно нараства от 1.84(28) W.u. в ядрото  $^{210}\text{Po}$  [1] до  $18_{-10}^{+14}$  W.u. в ядрото  $^{206}\text{Po}$  [18]. Това нарастване на вероятността за преход е в съответствие с еволюцията на енергията на  $2_1^+$

състоянието и потвърждава твърдението, че  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$  има колективен характер.

Точно обратното, еволюцията на отношението  $R_{4/2}$ , показано на Фиг.5.2 предполага различна интерпретация.



Фигура 5.2: Еволюция на отношението  $R_{4/2}$  в четно-четните изотопи на полония и оловото като функция на броя на неутроните. Пунктираните линии са илюстративни, с цел да се покаже особеният случай на стойността на съотношението  $R_{4/2}$  при  $N = 124$  ( $^{208}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Pb}$ ) [36]

Очевидно е, че въпреки високата стойност на съотношението  $R_{4/2}$  за ядрото  $^{208}\text{Po}$ , за останалите полониеви изотопи това отношение бавно нараства към вибрационната граница, но все пак стойностите му индикират едночастичен характер. Отношенията  $R_{4/2}$  за ядрата  $^{206}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Po}$ , които са 1.68 и 1.76 съответно, потвърждават горното твърдение. Заслужава си да се отбележи, че еволюцията на това съотношение в четно-четните полониеви изотопи наподобява тази в изотопите на оловото, включително и нетипичната стойност при  $N = 124$ . Това може да се види на Фиг.5.2. Това наблюдение предполага, че свойствата на състоянията със спин и четност  $2_1^+$  и  $4_1^+$  в изотопите на полония са определени от структурата на двете състояния със

спин и четност  $2_1^+$  и  $4_1^+$  в съответните ядра на оловото, които са с неутронен сениорити характер. Базирайки се на гореизложеното, можем да направим извода, че се очаква структурата на състоянията със спин и четност  $2_1^+$  и  $4_1^+$  в ядрата  $^{206}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Po}$  да е доминирана от едночастична сениорити конфигурация. Последното е в очевидно противоречие с еволюцията на енергиите  $E_x(2_1^+)$  на първото  $2_1^+$  състояние и на вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  от първото възбудено състояние до основно състояние, както беше дискутирано по-горе.

Изясняване на това противоречие трябва да се търси като се изследва отношението  $B_{4/2}$  като последен и решаващ критерий за определяне на структурата на състоянията със спин и четност  $2_1^+$  и  $4_1^+$  в ядрата  $^{206}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Po}$ . За ядрото  $^{206}\text{Po}$  е получена следната стойност на отношението  $B_{4/2} = 0.28_{-0.13}^{+0.48}$ . Тази стойност е получена като се вземат предвид новополученият експериментален резултат за вероятността за преход  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  от първото възбудено  $4_1^+$  състояние до състоянието със спин и четност  $2_1^+$ , показан в Таблица 4.1, и стойността на вероятността за преход първото възбудено състояние до основно състояние  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 1330_{-800}^{+1000} \text{e}^2 \text{fm}^4$  докладвана в [18]. Въпреки голямата неопределеност, това е доста малка стойност. Толкова малки стойности на отношението  $B_{4/2}$  са рядко наблюдавани [43, 44, 45, 46]). В ядра, близки до запълнени слоеве, такива малки стойности на съотношението  $B_{4/2}$  обикновено се интерпретират като сениорити доминирани структури [4, 9, 12]. Сравнение между стойностите на отношението  $B_{4/2}$  за ядрото  $^{206}\text{Po}$  с тези в ядрата  $^{210}\text{Po}$  ( $B_{4/2} = 2.43(39)$ ) [1] и  $^{204}\text{Pb}$  ( $B_{4/2} = 8.1(2)10^{-4}$ ) [47] подсказва, че структурата на първото и второто възбудени състояния  $2_1^+$  и  $4_1^+$  в ядрото  $^{206}\text{Po}$  може да произлиза от смесване на сениорити конфигурациите  $\pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$ . Тези конфигурации определят структурата на ираст състоянията и в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Pb}$ , съответно.

Потвърждение на изказаната по-горе хипотеза може да се открие във факта, че Ферми нивата за протони и неутрони в ядрото  $^{206}\text{Po}$  са доста

различни. Валентните протони са разположени предимно в  $\pi h_{9/2}$  орбиталата, непосредствено над запълненият слой  $Z = 82$ . Докато валентните неутрони са разположени предимно в  $\nu f_{5/2}$  орбиталата, под запълнения слой  $N = 126$ . Разликата в енергиите между тези две орбитали е около 4 MeV [48]. Поради това разделяне, протонните и неутронните възбуждания в ядрото  $^{206}\text{Po}$  могат да се считат за относително независими едни от други. Възбудените състояния в ядрото  $^{206}\text{Po}$  може да се разглеждат като смес от възбуждания на протони и неутрони, чиито свойства се определят от възбудените ираст състояния в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Pb}$ , съответно. Тъй като структурата на ираст състоянията в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Pb}$  е определена от следните сениорити конфигурации:  $\pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$ , тогава възбудените ираст състояния в ядрото  $^{206}\text{Po}$  могат да се считат като смес от тези сениорити конфигурации за съответния ъглов момент. Трябва да се подчертае, че в действителност структурата на възбудените ираст състояния в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Pb}$  включва повече конфигурации. Особено в случая на ядрото  $^{204}\text{Pb}$  може да се очаква, че конфигурации като  $\nu(f_{5/2}^{-1}p_{1/2}^{-1})$ ,  $\nu(f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})$  и  $\nu(p_{3/2}^{-2})$  дават значителен принос в структурите на възбудените  $2_1^+$  и  $4_1^+$  състояния. Отчитането на всички възможни конфигурации изисква пълни изчисления по слоестия модел, които са извън обхвата на настоящата работа. Тук, с цел да се получи качествено разбиране на новите експериментални данни получени за ядрото  $^{206}\text{Po}$ , са разгледани само доминиращите  $\pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$  сениорити  $\nu = 2$  конфигурации. От това приближение има важно следствие, а именно, че описаното смесване възпроизвежда само  $2_1^+$  и  $4_1^+$  състоянията в ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Това е резултат от факта, че конфигурацията  $\nu(f_{5/2})^{-2}$  може да възпроизведе състоянията със сениорити  $\nu = 2$  и спин и четност  $2_1^+$  и  $4_1^+$ . Докато за състоянието  $\pi(h_{9/2})^2$  мултиплета  $\nu = 2$  включва  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  и  $8^+$  състоянията. Следователно, според горните предположения, може да се очаква, че ираст състоянията  $6_1^+$  и  $8_1^+$  в ядрото  $^{206}\text{Po}$  са доминирани от  $\pi(h_{9/2})^2$  конфигурацията, подобно на тези в ядрото  $^{210}\text{Po}$ .

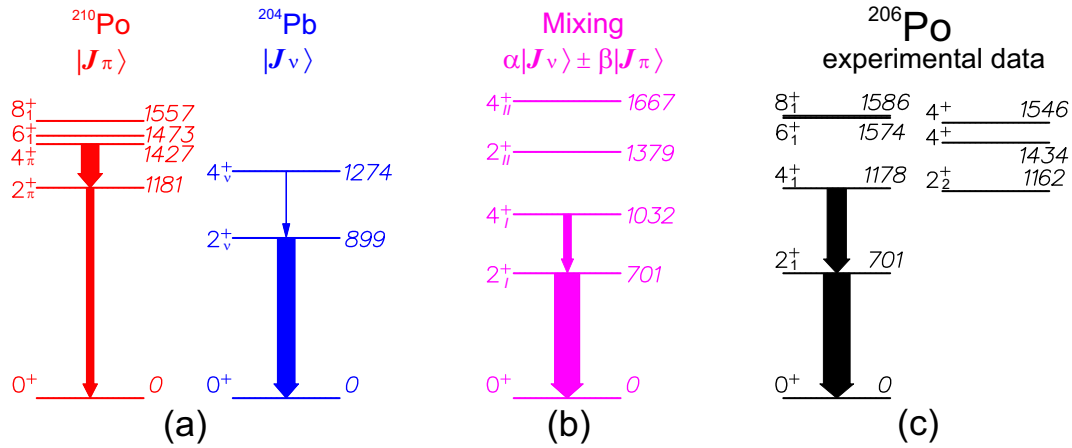


Таблица 5.1: Налични магнитни моменти на състоянията със спин и четност  $6_1^+$  и  $8_1^+$  състоянията в четно-четните полониеви изотопи с брой неутрони  $N \leq 126$ . Данните са взети от [49]

Ядро	$^{210}\text{Po}$	$^{208}\text{Po}$	$^{206}\text{Po}$	$^{204}\text{Po}$	$^{202}\text{Po}$	$^{200}\text{Po}$
$\mu(8_1^+) (\mu_N)$	+7.35(5)	+7.37(5)	+7.34(7)	+7.38(10)	7.45(12)	+7.44(16)
$\mu(6_1^+) (\mu_N)$	5.48(5)	+5.3(6)	–	–	–	–

Това предположение е оправдано поне за  $8_1^+$  състоянието в четно-четните полониеви изотопи, както може да се види от постоянството на магнитните моменти на тези състояния, както е показано в Таблица 5.1. Последното може да се интерпретира като следствие от структура, доминирана от конфигурацията  $\pi(h_{9/2})^2$  и пертурбирана с малки примеси, идващи от ефекти на поляризация на ядрата [21, 50]. Фактът, че магнитните моменти на състоянията със спин и четност  $6_1^+$  в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$  са идентични (виж Таблица 5.1), означава, че тези състояния също може да са доминирани от  $\pi(h_{9/2})^2$  конфигурацията.

Сценарият на смесване на състоянията, при горните предположения, е изобразен на фигура 5.3. Наличните данни за ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Pb}$  са обобщени в Таблица 5.2 и са представени на фигура 5.3(a). В нашите изчисления за смесване на състоянията, възбудените състояния в тези ядра служат като чисти протонни и неутронни възбуждания. Смесените  $2_{I,II}^+$  и  $4_{I,II}^+$  състояния могат да се изразят като  $|J_{I,II}\rangle = \alpha|J_\nu\rangle \pm \beta|J_\pi\rangle$  (виж Фиг. 5.3(b)), където знаците "+" и "-" са асоциирани с означенията "I" и "II", съответно. Като се наложи условието, че енергията на по-ниското смесено състояние  $2_I^+$  съвпада с енергията на  $2_1^+$  състоянието в  $^{206}\text{Po}$ , е направено заключението, че ефективното протон-неутрон остатъчно взаимодействие, което причинява смесване, има стойност  $V_{mix} = 308 \text{ keV}$ . Амплитудите на смесване за  $2_{I,II}^+$  състоянията и вероятностите за преход  $B(E2; 2_I^+ \rightarrow 0^+)$  са също изчислени (виж Таблица 5.3). Същите величини са изчислени и за  $4_{I,II}^+$  състоянията, като се приеме, че матричният елемент на смесване  $V_{mix}$  е еднакъв между чистите състояния  $2_{\pi(\nu)}^+$  и  $4_{\pi(\nu)}^+$ .



Фигура 5.3: Сценарий на смесване за ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Панел (a) показва чистите протонни (в червено) и неутронни (в синьо) възбуждания в ядрото  $^{206}\text{Po}$ , които се приема, че съответстват на възбудените състояния в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Pb}$ , съответно. Панел (b) показва резултата от смесването на техните състояния (в пурпурно) в сравнение с експериментално получените данни за ядрото  $^{206}\text{Po}$ , които са показани на панел (c). Дебелината на стрелките са пропорционални на силата на  $E2$  преход, освен вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в ядрото  $^{206}\text{Po}$  (най-дясната схема), където дебелината на стрелката представлява долната граница на силата на преход [36]

Таблица 5.2: Свойства на ираст състоянията в ядрата  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{202}\text{Pb}$ , които са използвани като входни данни за извършване на изчисления по модела на смесване на състоянията за ядрата  $^{206}\text{Po}$  и  $^{204}\text{Po}$

$^{210}\text{Po}^a$				$^{204}\text{Pb}^b$				$^{202}\text{Pb}^c$			
$J_i^\pi$	$E_x$ (keV)	$J_f^\pi$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $e^2\text{fm}^4$ )	$J_i^\pi$	$E_x$ (keV)	$J_f^\pi$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $e^2\text{fm}^4$ )	$J_i^\pi$	$E_x$ (keV)	$J_f^\pi$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $e^2\text{fm}^4$ )
$2_1^+$	1181	$0_1^+$	136(21)	$2_1^+$	899	$0_1^+$	334(4)	$2_1^+$	961	$0_1^+$	> 6.9
$4_1^+$	1427	$2_1^+$	335(14)	$4_1^+$	1274	$4_1^+$	0.272(6)	$4_1^+$	1382	$2_1^+$	20.5(15)
$6_1^+$	1473	$4_1^+$	229(7)								
$8_1^+$	1557	$6_1^+$	84(3)								

<sup>a</sup>Данните са взети от [1].

<sup>b</sup>Данните са взети от [47].

<sup>c</sup>Данните са взети от [51].

Резултатите от изчисленията по модела на смесване за ядрото  $^{206}\text{Po}$  са обобщени в Таблица 5.3, където е направено сравнение с експерименталните данни. Също, тези резултати са представени на Фиг. 5.3 (b) и (c).

Таблица 5.3: Резултати от изчисленията по модела на смесване за ядрото  $^{206}\text{Po}$  сравнени с експерименталните данни. Изчисленията за смесването са извършени, като се използват за входни данни, данни от Таблица 5.2 също и стойността  $V_{mix} = 308 \text{ keV}$

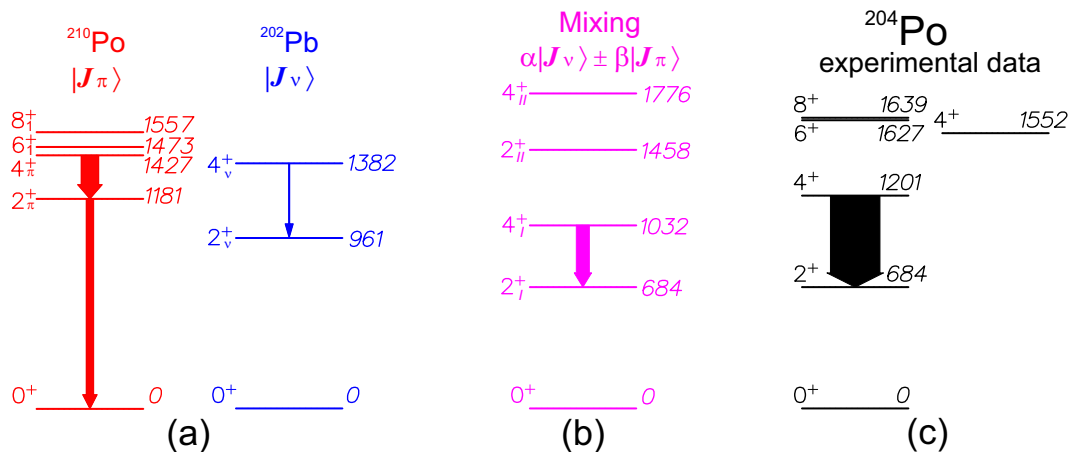
Резултати от изчисленията за смесване						Експериментални данни			
$J_i^\pi$	$E_{x,mix}$ (keV)	$\alpha$ (неутрони)	$\beta$ (протони)	$J_f^\pi$	$B_{mix}(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $\text{e}^2\text{fm}^4$ )	$J_i^\pi$	$E_{x,exp}$ (keV)	$J_f^\pi$	$B_{exp}(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $\text{e}^2\text{fm}^4$ )
$2_1^+$	701	0.71	0.29	$0^+$	469(21)	$2_1^+$	701	$0_1^+$	$1300_{-800}^{+1000}$ <sup>a</sup>
$2_{II}^+$	1379					$2_2^+$	1162		
$4_1^+$	1032	0.62	0.38	$2_1^+$	137(5)	$4_1^+$	1178	$2_1^+$	359(28) <sup>b</sup>
$4_{II}^+$	1667					$4_2^+$	1434		

<sup>a</sup>От [18].

<sup>b</sup>От настоящата работа.

Смесените състояния  $2_{II}^+$  и  $4_{II}^+$  се появяват с около 200 keV по-високо от всички известни  $2^+$  и  $4^+$  състояния в ядрото  $^{206}\text{Po}$ , които са извън ираст ивицата. В допълнение, няма експериментални данни за силата на прехода на този тип състояния. Всичко това прави присвояването на тези състояния към дадено експериментално известно състояние от ядрото  $^{206}\text{Po}$  невъзможно. При смесените  $2_1^+$  и  $4_1^+$  състояния, случаят е малко по-различен. И двете състояния са неутронно-доминирани, въпреки че при  $2_1^+$  е по-изразено (виж Таблица 5.2). Състоянието  $4_1^+$  е само с 146 keV по-ниско от първото  $4_1^+$  състояние в ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Силата на преход  $B_{mix}(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  представлява около 38(3)% от експерименталната стойност. Това сигнализира, че основното предположение в изчисленията на смесване вече започва да се нарушава - а именно че възбудените ираст състояния в ядрото  $^{206}\text{Po}$  могат да се разглеждат като смес от конфигурации със сениорити  $\nu = 2 - \pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$ . Това ни позволява да заключим, че структурата на  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$  е доминирана от колективни възбуждания, докато приносът от сениорити конфигурациите  $\nu = 2 - \pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$ , може да се счита като второстепенен по сила. Вероятността за преход

$B_{mix}(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$  е близо до долната граница на експериментално определената. Поради голямата неопределеност в експериментално определената вероятност за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  е трудно да се определи количествено до каква степен изчисления за смесване описват експерименталните данни. Въпреки че колективните конфигурации могат да доминират в структурата на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{206}\text{Po}$ , приносът на примесите на сениорити конфигурациите  $\nu = 2 \pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$  е все още значителен. Струва си да се отбележи, че изчисленията за смесване водят до съотношение  $B_{4/2, mix} = 0.29(2)$ , което е по-малко от 1 (стойността, според която състоянията се определят като едночастични. Виж подраздел 5.3.1) и е в съответствие с експериментално определеното съотношение  $B_{4/2} = 0.28^{+0.48}_{-0.13}$ .



Фигура 5.4: Сценарий на смесване за ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Панел (a) показва чистите протонни (в червено) и неутронни (в синьо) възбуждания в ядрото  $^{204}\text{Po}$  които се приема, че съответстват на възбудените състояния в ядрата  $^{210}\text{Po}$  и  $^{202}\text{Pb}$ , съответно. Панел (b) показва резултатите от смесването на техните състояния (в лилаво) в сравнение с експерименталните данни за ядрото  $^{204}\text{Po}$ , показани на панел (c). Дебелините на стрелките са пропорционални на силата на  $E2$  преход [36]

Приложихме същия подход при изчисленията на смесване за ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Този сценарий на смесване е изобразен на фиг.5.4 и резултатите от тези сметки са обобщени в Таблица 5.4. В този случай свойствата на чистите неутронни възбуждания в ядрото  $^{204}\text{Po}$  са апроксимирани със свойствата на ираст състоянията в ядрото  $^{202}\text{Pb}$ , както е показано на Фиг. 5.3(a) и Таблица 5.2). За тях се приема, че са предимно определени от сениорити  $\nu = 2$  конфигурацията  $\nu(f_{5/2})^{-2}$ . Подобно на случая на ядрото

$^{206}\text{Po}$ , за свойствата на чистите протонни възбуждания в ядрото  $^{204}\text{Po}$  се приема че са определени от свойствата на ираст състоянията в ядрото  $^{210}\text{Po}$ , които са доминирани от следната сениорити  $\nu = 2$  конфигурация  $\pi(h_9/2)^2$ . Изискването енергията на по-ниското смесено  $2_1^+$  състояние да съвпада с енергията на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$  води до матричен елемент на смесване, който има стойност  $V_{mix} = 371 \text{ keV}$ . Тъй като информацията за нисколежащите  $2_1^+$  и  $4_1^+$  състояния в ядрото  $^{204}\text{Po}$  е по-оскъдна от тази за ядрото  $^{206}\text{Po}$  (виж Фигура 5.4(с)) присвояването на смесените състояния  $2_{II}^+$  и  $4_{II}^+$  към кое да е експериментално известно състояние в ядрото  $^{204}\text{Po}$  е също невъзможно (виж Таблица 5.4). Смесеното състояние  $2_1^+$  е неутронно доминирано, но по-слабо изразено отколкото това в случая на ядрото  $^{206}\text{Po}$ . Липсата на експериментална стойност за вероятността за преход  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  и невъзможността да се изчисли стойността на вероятността за преход на смесване  $B_{mix}(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{II}^+)$ , не позволяват последваща информация за структурата на  $2_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$ .

Таблица 5.4: Резултати от извършени сметки за смесване на състояния в ядрото  $^{204}\text{Po}$ , сравнени с експерименталните данни. Сметките за смесване на състоянията са извършени като се използват за входни данни, данните от Таблица 5.2, също и стойността  $V_{mix} = 371 \text{ keV}$

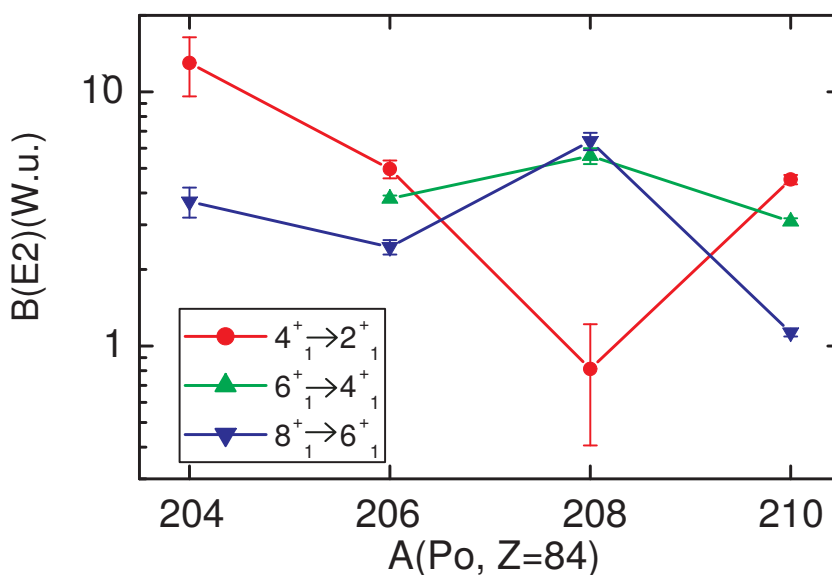
Резултати от сметки за смесване на състояния					Експериментални данни				
$J_i^\pi$	$E_{x,mix}$ (keV)	$\alpha$ (неутрони)	$\beta$ (протони)	$J_f^\pi$	$B_{mix}(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $e^2\text{fm}^4$ )	$J_i^\pi$	$E_{x,exp}$ (keV)	$J_f^\pi$	$B_{exp}(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $e^2\text{fm}^4$ )
$2_1^+$	684	0.64	0.36	$0^+$		$2_1^+$	684	$0_1^+$	
$2_{II}^+$	1458								
$4_1^+$	1032	0.53	0.47	$2_1^+$	251(9)	$4_1^+$	1201	$2_1^+$	$932_{-195}^{+326}$ <sup>a</sup>
$4_{II}^+$	1776					$4_2^+$	1552		

<sup>a</sup>От настоящата работа.

Смесеното състояние  $4_1^+$  се появява с  $169 \text{ keV}$  по-ниско от  $4_1^+$  състоянието в ядрото  $^{204}\text{Po}$  (виж Фиг. 5.4(b) и (с)). Това състояние е изчислено по такъв начин, че да има балансиран протон-неутронен характер. Вероятността за преход на смесване  $B_{mix}(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_{II}^+)$ , извлечена от сметки за смесване на състояния, възлиза на около  $27(8)\%$  от експерименталната стойност (виж Фиг. 5.4(b) и (с) и Таблица 5.4). Сходството между изчисленията на

смесване и експерименталните данни се влошава от ядрото  $^{206}\text{Po}$  до ядрото  $^{204}\text{Po}$ . Въпреки, че стойността на вероятността за преход  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  в ядрото  $^{202}\text{Pb}$  е с фактор от 100 по-голяма от тази в ядрото  $^{204}\text{Pb}$ . Това е ясна индикация, че основното предположение в нашите изчисления по смесване става все по-невалидно, когато броят на неутронните дупки нараства. Това означава, че приносът на примесите на сениорити  $\nu = 2$  конфигурации  $\pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$  към ираст състоянията в ядрото  $^{204}\text{Po}$  става все по-малко доминиращ. Следователно, структурата на възбудените ираст състояния в ядрото  $^{204}\text{Po}$ , или поне на  $4_1^+$  състоянието, са доминирани от колективни възбуждания.

### 5.3.2 $^{208}\text{Po}$



Фигура 5.5: Еволюция на приведените вероятности за преход на сениорити-запазващите преходи в полониевите изотопи като функция на масовото число [38]

На Фиг.5.5 е изобразена еволюцията на приведените вероятности за преход на сениорити-запазващите преходи като функция на масовото число, за четно-четните полониеви изотопи от  $A=204$  до  $A=210$ . Данните, изобразени в синьо, отговарят на преход от състояние със спин и четност  $8_1^+$  до състояние със спин и четност  $6_1^+$ . Данните, изобразени в зелено, отговарят на преход от състояние със спин и четност  $6_1^+$  до състояние със спин и

четност  $4_1^+$ . Данните, изобразени в червено, отговарят на преход от състояние със спин и четност  $4_1^+$  до състояние със спин и четност  $2_1^+$ . От фигурата се вижда, че  $8_1^+$  състоянието следва поведението на  $6_1^+$  и съгласно описаната сениорити схема в глава 1 и фигури 1.2 и 1.4, можем да направим извода, че двете състояния имат едночастичен характер. Състоянието със спин и четност  $4_1^+$  следва противоположно поведение, което ни позволява, въпреки ниската стойност за вероятността за преход  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.7W.u.$ , да заключим, че  $4_1^+$  състоянието има колективен характер. Последното е в съответствие с изложената по-горе интерпретация на резултатите в ядрата  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$ , но не ни позволява да определим еднозначно в кое от полониевите ядра от изотонната верига  $120 \leq N \leq 126$  се случва прехода от едночастични към колективни възбуждания.

### 5.3.3 $^{209}\text{Po}$

Кодът NuShellX за описание на ядрената структура

Теоретичните пресмятания в рамките на Слоестия модел за ядрото  $^{209}\text{Po}$  са осъществени чрез кода NuShellX@MSU [52]. NuShellX е набор от компютърни кодове, които се използват за получаване на точни енергии, собствени вектори и спектроскопични припокривания за ниско разположени състояния при изчисления на Хамилтонова матрица посредством Слоестия модел с много големи размери на базиса. Кодът се свързва с базата данни ENSDF [28] за автоматично сравнение с данните за енергията на нивата. NuShellX кодът използва протон-неутронен базис, в който Хамилтониана е написан като сбор от три члена -  $H = H_{nn} + H_{pp} + H_{pn}$ .

За извършване на сметки по слоестият модел са използвани

- Моделно пространство, означено като RBPOP.SP в кода NushellX [52]:
  - протонни орбитали  $2d_{5/2}, 1h_{11/2}, 2d_{3/2}, 2s_{1/2}, 1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 1i_{13/2}$ ;
  - неутронни орбитали  $1i_{13/2}, 3p_{3/2}, 2f_{5/2}, 3p_{1/2}, 2g_{9/2}, 1h_{11/2}, 1j_{15/2}$ ;

Големият брой валентни частици и орбитали, които се използват за създаване на пространството, налагат следното ограничение :

следните протонни орбитали  $\pi(2d_{5/2}1h_{11/2}, 2d_{3/2}, 2s_{1/2})$  са винаги заети, а следните неутронни орбитали  $\nu(2g_{9/2}, 1h_{11/2}, 1j_{15/2})$  са винаги свободни. За да се възпроизведе структурата на ядрото  $^{209}\text{Po}$  двата валентни протона се намират в  $\pi(1h_{9/2}2f_{7/2}, 1i_{13/2})$  орбитали, а 25-те неутрона (една неутронна дупка) се намират в  $\nu(1i_{13/2}3p_{3/2}, 2f_{5/2}, 3p_{1/2})$  орбитали.

- Куо-Нерлинг [48] взаимодействие, означено като РВКН.ИТ в кода NushellX. Взаимодействието включва двукомпонентни матрични елементи на Куо-Нерлинг за pp и nn членовете.
- Ефективни нуклеонни заряди и g-фактори, които описват много добре целия регион:

E2 операторите

-  $e_{\pi} = 1.503$  - фиксиран по такъв начин, че да възпроизведе стойността на вероятността за преход  $B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$  в ядрото  $^{210}\text{Po}$ ;

-  $e_{\nu} = 0.825$  - фиксиран по такъв начин, че да възпроизведе стойността на вероятността за преход  $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$  в ядрото  $^{207}\text{Pb}$ ;

M1 операторите

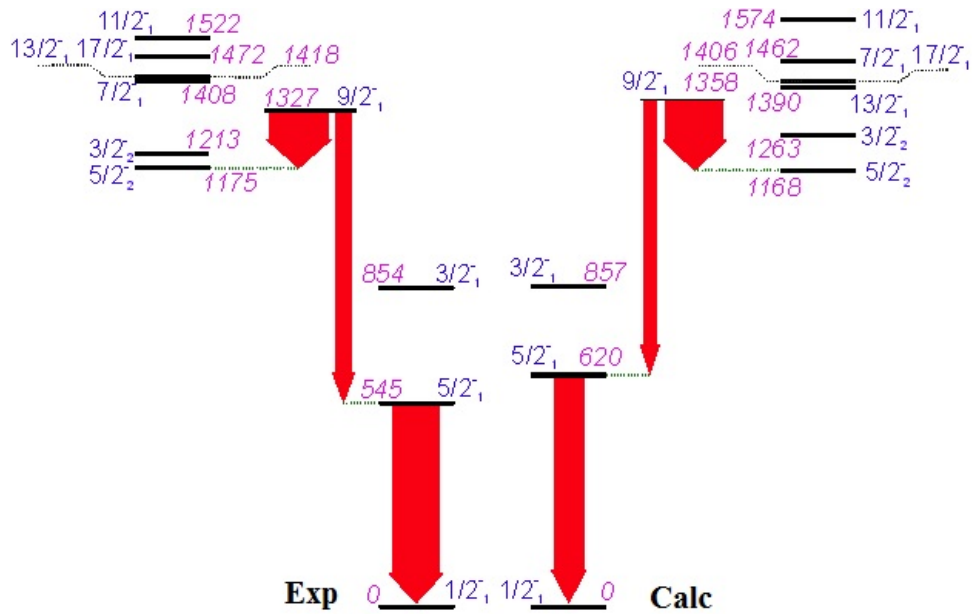
-  $g_s^{\pi} = 3.536$ ,  $g_s^{\nu} = -2.026$ ,  $g_1^{\pi} = 1.13$ ,  $g_1^{\nu} = -0.08$ , взети от [48];

На фиг.5.6, експерименталните енергетични нива (от ляво) са сравнени с енергетичните нива, получени след извършените в рамките на слоестия модел изчисления за ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Стрелките показват разпада на състоянията със спин и четност  $5/2_1^-$  и  $9/2_1^-$  в това ядро. Дебелините на стрелките са пропорционални на силата на E2 преход.

В Таблица 5.5 са представени експерименталните данни за ядрото  $^{209}\text{Po}$ , сравнени с изчисленията според слоестия модел енергии и вероятности за преход за тези състояния.

Експерименталните и изчисленията теоретично енергии на нивата съвпадат в рамките на 50 до 60 keV. Новите експериментални данни за разпадането на състоянието със спин и четност  $9/2_1^-$  са много добре възпроизведени. Въпреки това, вероятността за преход  $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$  е понижена в





Фигура 5.6: Сравнение между експерименталните енергии на нивата и енергиите, които са получени след изчисления по слоестия модел

Таблица 5.5: Експериментални данни за нисколежащите нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$ , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и вероятности за преход за тези състояния

$J_i^\pi$	$E_x$ (keV)		$B(\sigma, L; J_i \rightarrow J_f)(E2(e^2 fm^4), M1(\mu_N^2))$		
	Expt	SM	$J_f^\pi$	Expt	SM
$5/2_1^-$	545	620	$1/2_1^-$	$B(E2) = 251(19)$	$B(E2) = 165$
$3/2_1^-$	854	857	$1/2_1^-$		$B(E2) = 253$
$5/2_2^-$	1175	1168	$1/2_1^-$		$B(E2) = 172$
			$5/2_1^-$		$B(E2) = 7.9$
$(3/2_2^-)$	1213	1263	$1/2_1^-$		$B(E2) = 96$
$9/2_1^-$	1327	1358	$5/2_2^-$	$B(E2) = 327(89)$	$B(E2) = 375$
			$5/2_1^-$	$B(E2) = 92(19)$	$B(E2) = 82$
$7/2_1^-$	1408	1462	$5/2_1^-$		$B(E2) = 21$
			$3/2_1^-$		$B(E2) = 114$
			$5/2_2^-$		$B(E2) = 17$
$13/2_1^-$	1418	1390	$9/2_1^-$	$B(E2) = 322(7)$	$B(E2) = 275$
$17/2_1^-$	1472	1408	$13/2_1^-$	$B(E2) = 105(4)$	$B(E2) = 103$
$11/2_1^-$	1522	1575	$13/2_1^-$	$B(M1) = 0.013(3)$	$B(M1) = 0.016$
			$7/2_1^-$	$B(E2) = 902(277)$	$B(E2) = 296$
			$9/2_1^-$	$B(M1) = 0.017(4)$	$B(M1) = 0.015$
				$B(E2) = 1042^{+916}_{-782}$	$B(E2) = 5.1$

изчисленията с около 35%. По подобен начин  $V(E2; 13/2_1^- \rightarrow 9/2_1^-)$  също е понижена в изчисленията с около 15%, докато изчислените вероятности за преход  $V(E2)$ , които участват в разпадането на състоянието със спин и четност  $11/2_1^-$  се отклоняват значително от експерименталните. В същото време, експерименталните и изчислителните вероятности за преход  $V(E2)$  се съгласуват много добре. Очевидно изчисленията отчитат доста добре свойствата на някои състояния и не успяват да възпроизведат свойствата на други. В това отношение най-очевидният и сигурен е случаят на разпад на състоянието със спин и четност  $5/2_1^-$ . Разминаването между експерименталната и изчислената вероятност за преход  $V(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$  предполага, че слоестият модел не възпроизвежда правилно нито структурата на състоянието  $5/2_1^-$ , нито структурата на състоянието  $1/2_1^-$ . Първото може да бъде изключено, доколкото разпадането на състоянието  $9/2_1^-$  и по-специално стойността на вероятността за преход  $V(E2; 9/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-)$  са добре възпроизведени. Друга индикация, че слоестият модел не е отчита правилно структурата на състоянието със спин и четност  $1/2_1^-$ , може да се намери в сравнението между наличните експериментални данни за магнитни и квадруполни моменти дадени в Таблица 5.6.

Таблица 5.6: Експериментални данни за енергиите и електромагнитните моменти на нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$ , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и моменти

$J_i^\pi$	$E_x (keV)$		ЕМ моменти			
	Expt	SM	$Q_{expt}(efm^2)$	$Q_{SM}(efm^2)$	$\mu_{expt}(\mu_N)$	$\mu_{SM}(\mu_N)$
$5/2_1^-$	545	620			+0.61(5)	0.287
$13/2_1^-$	1418	1390	12.6(5)	-10.57	+6.13(9)	+5.805
$17/2_1^-$	1472	1408	65.9(7)	-65.38	+7.75(5)	+7.474

Както се вижда, магнитният и квадруполният моменти на състоянията  $13/2_1^-$  и  $17/2_1^-$  са добре възпроизведени. Стойностите за магнитните моменти на двете състояния се съпоставят добре с експерименталните магнитни моменти на състоянията  $8_1^+$  и  $6_1^+$  в ядрата  $^{208}\text{Po}$  и  $^{210}\text{Po}$  (виж Таблица II в [36]). В същото време, изчисленият магнитен момент на състоянието  $1/2_1^-$  е три пъти по-малък по стойност от експерименталния. Всички тези наблюдения водят до извода, че основният недостатък на настоящите изчисления в рамките на слоестия модел е фактът, че структурата на състоянието  $1/2_1^-$  не може да се възпроизведе в тези изчисления. Повече информация за това, което може да липсва в структурата на състоянието  $1/2_1^-$  може да се намери, като се проучи как се произвеждат ниско лежащите състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  при изчисления в рамките на слоестия модел. За тази цел сме изчислили спектроскопичните фактори (виж формула 5.8) за пренос на един неутрон, водещ от ядрото  $^{209}\text{Po}$  до ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Резултатите от сметките са представени в Таблица 5.7. Спектроскопичните фактори показват, че всички изчислени нисколежащи нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  до състояние със спин и четност  $15/2_1^-$  и енергия 1596 keV, произлизат при сдвояване на една неутронна дупка с ираст състоянията в ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Първите три състояния -  $1/2_1^-$ ,  $5/2_1^-$  и  $3/2_1^-$  възникват когато неутронната дупка, която се намира в състояния  $3p_{1/2}$ ,  $2f_{5/2}$  и  $3p_{3/2}$  съответно, се сдвои до основното състояние със спин и четност  $0_1^+$  в ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Останалите възникват от свързването на неутронната дупка, която се намира в състояние  $3p_{1/2}$  със състоянията със спин и четност  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$  и  $8_1^+$  в ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Всяко от това свързване произвежда две състояния, съответстващи на паралелна и анти-паралелна ориентация на спина на неутронната дупка и инертната четно-четна ядка. Разпределението на тези структури на експерименталните нива в ядрото  $^{209}\text{Po}$  е в съответствие с интерпретацията, предложена в [22]. В този случай, както е предложено в [22] и [53], вероятността за преход  $V(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$  произлиза главно от прехода  $\nu(2f_{5/2})^{-1} \rightarrow \nu(3p_{1/2})^{-1}$  и от малка добавка на конфигурацията  $\pi(2^+)_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})^{-1}$  в структурата на състоянието със спин и четност  $5/2_1^-$ .

Таблица 5.7: Изчислени нормирани спектроскопични фактори, при които се получава ядрото  $^{209}\text{Po}$  при сдвояване на една неутронна дупка с ираст състоянията в ядрото  $^{210}\text{Po}$

$J^\pi$ в $^{209}\text{Po}$	$E(\pi)(\text{keV})$ в $^{209}\text{Po}$	Неутронна SP конфигурация	$J^\pi$ в $^{210}\text{Po}$	$E(\pi)(\text{keV})$ в $^{210}\text{Po}$	C <sup>2</sup> S
$1/2_1^-$	0	$3p_{1/2}$	$0_1^+$	0	0.974
$5/2_1^-$	620	$2f_{5/2}$	$0_1^+$	0	0.920
		$3p_{1/2}$	$2_1^+$	1218	0.048
		$2f_{5/2}$	$2_1^+$	1218	0.022
$3/2_1^-$	857	$3p_{3/2}$	$0_1^+$	0	0.814
		$3p_{1/2}$	$2_1^+$	1218	0.155
$5/2_2^-$	1168	$2f_{5/2}$	$0_1^+$	0	0.049
		$3p_{1/2}$	$2_1^+$	1218	0.890
		$3p_{3/2}$	$4_1^+$	1483	0.038
$3/2_2^-$	1263	$3p_{3/2}$	$0_1^+$	0	0.153
		$3p_{1/2}$	$2_1^+$	1218	0.745
		$2f_{5/2}$	$4_1^+$	1483	0.019
$9/2_1^-$	1358	$2f_{5/2}$	$2_1^+$	1218	0.101
		$3p_{1/2}$	$4_1^+$	1483	0.863
		$3p_{3/2}$	$4_1^+$	1483	0.011
		$3p_{3/2}$	$6_1^+$	1499	0.016
$13/2_1^-$	1390	$2f_{5/2}$	$4_1^+$	1483	0.024
		$3p_{1/2}$	$6_1^+$	1499	0.964
$17/2_1^-$	1406	$3p_{1/2}$	$8_1^+$	1549	0.959
		$2f_{5/2}$	$8_1^+$	1549	0.032
$7/2_1^-$	1462	$3p_{3/2}$	$2_1^+$	1218	0.05
		$2f_{5/2}$	$2_1^+$	1218	0.05
		$3p_{1/2}$	$4_1^+$	1483	0.819
		$2f_{5/2}$	$6_1^+$	1499	0.034
$11/2_1^-$	1574	$3p_{3/2}$	$4_1^+$	1483	0.019
		$2f_{5/2}$	$4_1^+$	1483	0.041
		$3p_{1/2}$	$6_1^+$	1499	0.918
		$2f_{5/2}$	$8_1^+$	1549	0.078
$15/2_1^-$	1596	$2f_{5/2}$	$6_1^+$	1499	0.014
		$3p_{1/2}$	$8_1^+$	1549	0.857
		$3p_{3/2}$	$8_1^+$	1549	0.073

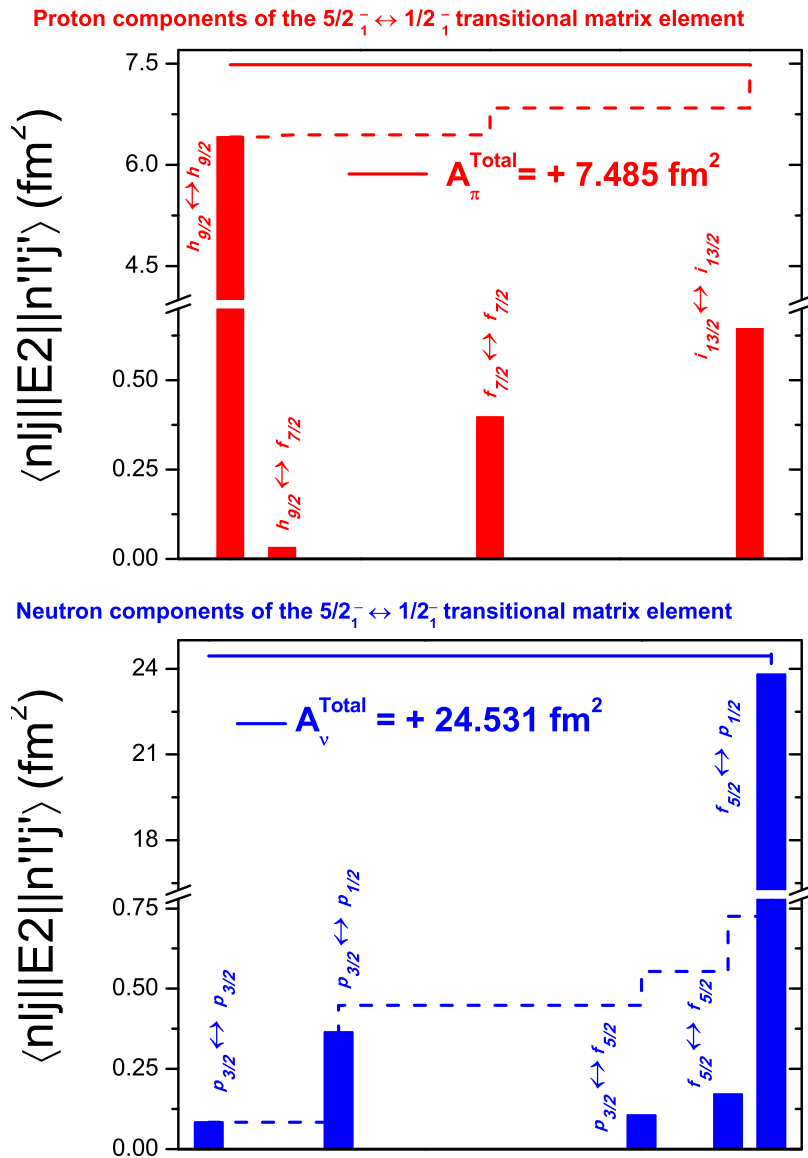
Съставът на матричния елемент  $\langle 5/2_1^- | E2 | 1/2_1^- \rangle$ , който е резултат от изчисления, е представен на Фиг. 5.7. В действителност, изчислената сила на E2 преход произлиза главно от прехода  $\nu(2f_{5/2})^{-1} \rightarrow \nu(3p_{1/2})^{-1}$ . Освен това пълният неутронен матричен елемент ( $A_v^{Total}$ ) води до стойност на вероятността за преход  $B(E2) = 68 e^2 fm^4$ , което е доста близко до експерименталната стойност на вероятността за преход  $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-) = 70.70(44) e^2 fm^4$  в ядрото  $^{207}\text{Pb}$ . Следователно може да се приеме, че неутронните компоненти, които влизат в състава на матричните елементи на състоянията  $5/2_1^-$  и  $1/2_1^-$  в ядрото  $^{209}\text{Po}$ , са правилно възпроизведени от модела. Протоните компоненти също допринасят за образуването на матричния елемент  $\langle 5/2_1^- | E2 | 1/2_1^- \rangle$ , най-вече чрез пренареждане на двата протона в конфигурация  $\pi(1h_{9/2})^2$ . образуването на този матричен елемент може да бъде изяснено, като се изследват компонентите на вълновите функции, дадени по-долу:

$$\begin{aligned} |1/2_1^- \rangle = & 73.24\% \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + 9.48\% \pi(2f_{5/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + \\ & 14.74\% \pi(1i_{13/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + 1.03\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1} + \\ & 1.11\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + \dots \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} |5/2_1^- \rangle = & 70.64\% \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 7.99\% \pi(2f_{5/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + \\ & 13.63\% \pi(1i_{13/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 4.61\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + \\ & 2.02\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + \dots \end{aligned} \quad (5.10)$$

Основният принос на неутронната компонента идва от прехода  $\pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$ , докато приносът на протонната компонента е определен главно от преходите  $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$  и

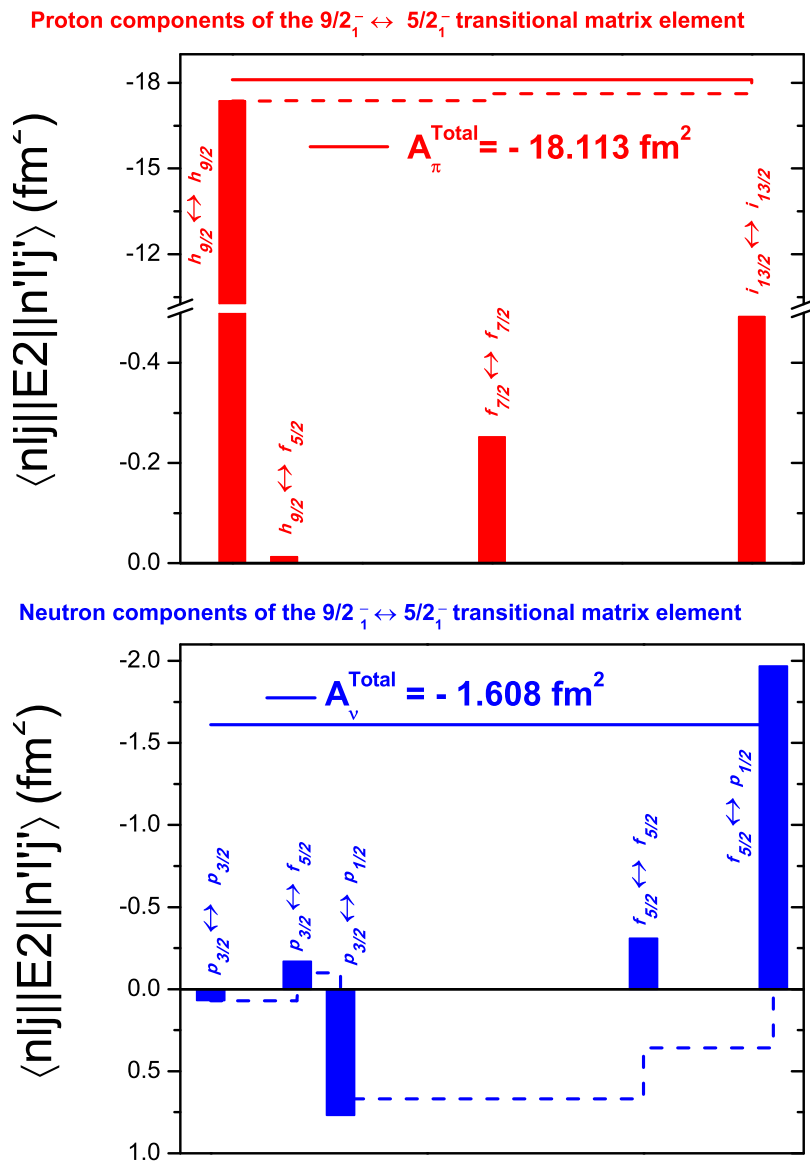
$\pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1}$ . Трябва също да се отбележи, че и при двете вълнови функции, сениорити числото е добро квантово число, което се запазва - 97.48% от компонентите на вълновата функция  $|1/2_1^- \rangle$  имат сениорити число 1, докато тези компоненти представляват 92.26% от структурата на вълновата функция  $|5/2_1^- \rangle$ .



Фигура 5.7: Протонна и неутронна компонента на матричния елемент  $\langle 5/2_1^- | E2 | 1/2_1^- \rangle$

Съставът на матричния елемент  $\langle 9/2_1^- | E2 | 5/2_1^- \rangle$  и вълновите функции на пресметнатото състояние  $9/2_1^-$  са представени на Фиг.5.8 и са обяснени в текста по-долу.

$$\begin{aligned}
 |9/2_1^- \rangle = & 9.97\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 86.05\% \pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + \\
 & 1.07\% \pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1} + 1.60\% \pi(1h_{9/2})_6^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{5.11}$$



Фигура 5.8: Протонна и неутронна компонента на матричния елемент  $\langle 9/2_1^- | E2 | 5/2_1^- \rangle$

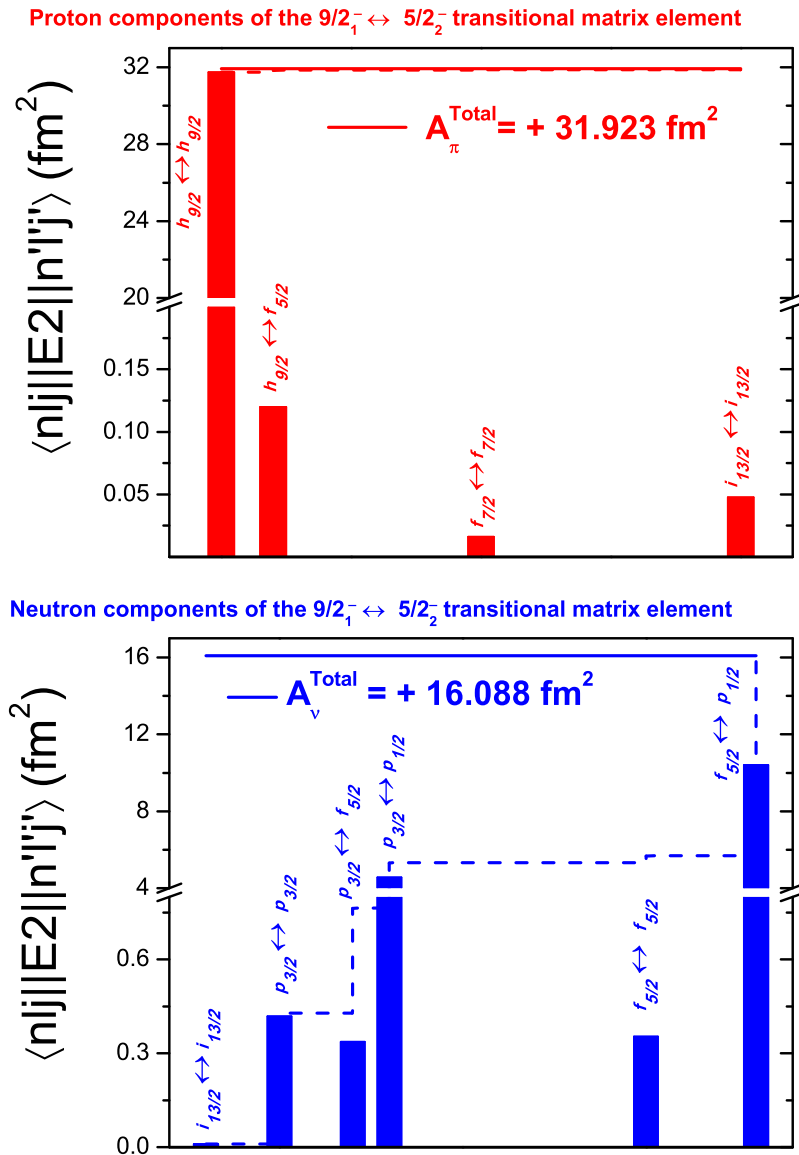
Вълновата функция  $|9/2_1^- \rangle$  описва чисто състояние със сениорити число равно на 3. В това отношение, прехода  $9/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-$  е сениорити-променящ

преход. Приносът на неутронната компонента към матричния елемент на преход е малък. Определя се главно от прехода  $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$ . Приносът на протонната компонента е по-виден и се дължи на пренареждане на двата протона в  $\pi h_{9/2}$  орбиталата чрез преходите  $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1}$  и  $\pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$ . Фактът, че изчисленията правилно възпроизвеждат експериментално наблюдаваната вероятност за преход  $B(E2; 9/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-)$  фиксира относителните приноси на конфигурациите  $\pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1}$  и  $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$  в структурата на състоянието  $|5/2_1^- \rangle$ . В същото време структурата на състоянието  $|9/2_1^- \rangle$  съответства на структурата на състоянието  $|5/2_2^- \rangle$  по такъв начин, че се възпроизвежда вероятността за преход  $B(E2; 9/2_1^- \rightarrow 5/2_2^-)$ . Това съответствие може да се види на Фиг.5.9 и е обяснено в текста по-долу.

$$|5/2_2^- \rangle = 3.43\% \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 88.20\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + 3.65\% \pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1} \quad (5.12)$$

Вълновата функция  $|5/2_2^- \rangle$  описва до 94.9% състояние със сениорити число равно на 3. В това отношение, прехода  $9/2_1^- \rightarrow 5/2_2^-$  е сениорити-запазващ преход. Приносът на неутронната компонента към матричния елемент на преход  $\langle 9/2_1^- | E2 | 5/2_2^- \rangle$  се определя от следните преходи  $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$  и  $\pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(2p_{1/2})_{1/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1}$ . Пълният матричен елемент е доминиран от протонни възбуждания главно чрез прехода  $\pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$ . Това се обяснява от факта, че вероятността за преход  $B(E2; 9/2_1^- \rightarrow 5/2_2^-)$  в ядрото  $^{209}\text{Po}$  е сравнима по сила, но по-малка от вероятността за преход  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  в ядрото  $^{210}\text{Po}$  ( $329(89) e^2 fm^4$  vs.  $335(14) e^2 fm^4$ ).





Фигура 5.9: Протонна и неутронна компонента на матричния елемент  $\langle 9/2_1^- | E2 | 5/2_2^- \rangle$

Резултатите от изчисленията според слоевия модел за структурите на състоянията  $5/2_1^-$ ,  $5/2_2^-$ ,  $9/2_1^-$  и неутронната компонента на състоянието  $1/2_1^-$  в ядрото  $^{209}\text{Po}$  са в съответствие с експерименталните данни. Несъответствието между изчислените и експерименталните стойности за вероятността за преход  $V(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$  се дължи на протонната компонента на изчисленото състояние  $1/2_1^-$ . Вълновите функции на състоянията  $1/2_1^-$  и  $5/2_1^-$  предполагат, че увеличаването на относителния принос на конфигурацията със сениорити число равно на 3 :  $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1}$  от 1,11%

до 1,83%, в структурата на състояние със спин и четност  $1/2_1^-$  може да възпроизведе стойност на вероятността за преход  $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2^-)$ , която да е в съответствие с експерименталните резултати. Наличните свойства на всички нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  с енергии 1.5 MeV могат последователно да се обяснят като произтичащи от слабо свързване на неутронната дупка към ираст състояния в ядрото  $^{210}\text{Po}$ . Освен това, в много голяма степен тези състояния могат да се разглеждат като състояния със сениорити число 1 или 3, т.е. за всички тези състояния сениорити числото се явява добре запазено квантово число. Всичко това ни позволява да заключим, че премахването на един неутрон от ядрото  $^{210}\text{Po}$  не предизвиква допълнителна колективност в ниско лежащите нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Което е индикация, че преходът от едночастичен към колективен режим, за нискоспиновите състояния в полониевите ядра с неутронен брой  $124 \leq N < 125$ , се случва при неутронен брой  $N \leq 125$ .

## Глава 6

# Заклучение

В настоящата дисертация бяха представени три експеримента върху определяне на времена на живот на нисколежащи състояния в полониеви изотопи. Възбудените състояния в три от ядрата -  $^{204}\text{Po}$ ,  $^{206}\text{Po}$  и  $^{209}\text{Po}$ , бяха заселени чрез реакции на сливане с изпарение, а ядрото  $^{208}\text{Po}$  беше заселено в реакция на  $\alpha$ -трансфер. Времената на живот на изследваните състояния бяха определени чрез обобщения метод за разлика в центроидите. Резултатите от анализа са интерпретирани в рамките на слоестия модел и сениорити схемата. Сравняването на експериментално определените вероятности за преход с тези, изчислени според слоестия модел позволява да се направи заключението че  $8_1^+$  и  $6_1^+$  състоянията в трите четно-четни ядра  $^{204}\text{Po}$ ,  $^{206}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$  имат едночастичен характер, а  $4_1^+$  състоянието в трите ядра има колективен характер. В допълнение, ираст състоянията в двете ядра  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$  са доминирани от смесване на сениорити конфигурациите  $\pi(h_{9/2})^2$  и  $\nu(f_{5/2})^{-2}$ . Експерименталните енергии на възбуждане на нисколежащите нечетни състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  са много добре възпроизведени от теорията, докато съгласието за електромагнитните свойства е по-малко задоволително. Беше доказано твърдението, че структурата на нечетните състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  е доминирана от сдвояване на неутронната дупка с някое от ираст състоянията в ядрото  $^{210}\text{Po}$ , което предполага, че отстраняването на един неутрон от ядрото  $^{210}\text{Po}$  не предизвиква никаква допълнителна квадруполна колективност в ядрото  $^{209}\text{Po}$ . Подробен анализ на вероятностите за преход потвърждава това твърдение, въпреки че също предполага, че

подценяваме тежестта на второстепенни компоненти на вълновите функции. Последното беше предположено и при двете четно- четни ядра  $^{204}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Po}$ . Въпреки невъзможността за напълно възпроизвеждане на стойностите за вероятностите за преход от проведените теоретични изчисления, бе направен извода, че прехода от едночастичен към колективен режим, за нискоспиновите състояния в полониевите ядра с неутронен брой  $124 \leq N < 125$ , се случва при неутронен брой  $N \leq 125$ .

## Основни научни приноси

- Изследвани са различни подходи по калибриране на Fast-Timing експерименти, по-специално за построяване на PRD крива
- Измерени са седем (7) времена на живот в четири изотопа на полония -  $^{204}\text{Po}$ ,  $^{206}\text{Po}$ ,  $^{208}\text{Po}$  и  $^{209}\text{Po}$ , като пет (5) от тях са измерени за пръв път. От тези времена са изчислени съответните вероятности за преход, които са интерпретирани в рамките на слоестия модел и сениорити схемата;
- Демонстрирано е, че  $8_1^+$  и  $6_1^+$  състоянията в четно-четните Po ядра с  $120 \leq N \leq 126$  имат едночастичен характер, а  $2_1^+$  и  $4_1^+$  състоянията в тези ядра имат колективен характер, като първото възбудено състояние е по-колективно от второто;
- Структурата на нечетните състояния в ядрото  $^{209}\text{Po}$  е доминирана от сдвояването на неутронната дупка в това ядро до някое от ираст състоянията в ядрото  $^{210}\text{Po}$ ;
- Отстраняването на един неутрон от ядрото  $^{210}\text{Po}$  не предизвиква никаква допълнителна квадруполна колективност в ядрото  $^{209}\text{Po}$ ;
- Прехода от едночастичност към колективност има различно поведение при нискоспиновите и високоспиновите състояния;
- Прехода от едночастичност към колективност, за нискоспиновите състояния, се случва между ядра с неутронен брой  $124 \leq N < 125$ ;

# Списък с публикации, върху които е изграден дисертационният труд

## Публикации, свързани с материала в дисертацията

- **M.Stoyanova**, G. Rainovski, J. Jolie, N. Pietralla, A. Blazhev, M. Beckers, A. Dewald, M. Djongolov, A. Esmaylzadeh, C. Fransen, L. M. Gerhard, K. A. Gladnishki, S. Herb, P. R. John, V. Karayonchev, J. M. Keatings, R. Kern, L. Knafla, D. Kocheva, L. Kornwebel, Th. Kröll, M. Ley, K. M. Mashtakov, C. Müller-Gatermann, J.-M. Régis, M. Scheck, K. Schomacker, J. Sinclair, P. Spagnoletti, C. Sürder, N. Warr, V. Werner and J. Wiederhold,  
"Lifetimes of the  $4_1^+$  states of  $^{206}\text{Po}$  and  $^{204}\text{Po}$ : A study of the transition from non-collective seniority-like mode to collectivity"  
Phys. Rev. C **100**, 064304 (2019).
- V. Karayonchev, **M.Stoyanova**, G. Rainovski, J. Jolie, A. Blazhev, M. Djongolov, A. Esmaylzadeh, C. Fransen, K. A. Gladnishki, L. Knafla, D. Kocheva, L. Kornwebel, J.-M. Régis, G. De Gregorio and A. Gargano  
"Lifetimes and structures of low-lying negative-parity states of  $^{209}\text{Po}$ "  
Phys. Rev. C, 2020, manuscript ID **CW10688**, submitted.
- V. Karayonchev, A. Blazhev, A. Esmaylzadeh, J. Jolie, M. Dannhoff, F. Diel, F. Dunkel, C. Fransen, L. M. Gerhard, R.-B. Gerst, L. Knafla, L. Kornwebel, C. Müller-Gatermann, J.-M. Régis, N. Warr, K. O. Zell, **M.Stoyanova** and P. Van Isacker  
"Lifetimes in  $^{211}\text{At}$  and their implications for the nuclear structure above  $^{208}\text{Pb}$ " , Phys. Rev. C **99**, 024326 (2019).

## Материали от конференции

- **M.Stoyanova**, G. Rainovski, N. Pietralla, A. Blazhev, M. Djongolov, A. Esmaylzadeh, L. M. Gerhard, K. A. Gladnishki, V. Karayonchev, James Keatings, Ralph Kern, Diana Kocheva, Th. Kröll, K. Mashtakov, O. Möller, J.-M. Régis, M. Scheck, K. Schomacker, J. Sinclair, C. Sürder, V. Werner and J. Wiederhold  
"A study on the transition between seniority-type and collective excitations in  $^{204}\text{Po}$  and  $^{206}\text{Po}$ "  
Eur. Phys. J. Web of Conferences **194**, 03002 (2018).
- **M.Stoyanova** and G. Rainovski  
"Measuring the lifetimes of yrast states in Po isotopes in the vicinity of the double-magic nucleus  $^{208}\text{Pb}$  using Fast-timing technique"  
with Poster, Euroschool on exotic beams, 2019, Denmark.
- **M.Stoyanova**, V. Karayonchev, G. Rainovski, J. Jolie, N. Pietralla, A. Blazhev, M. Beckers, A. Dewald, M. Djongolov, A. Esmaylzadeh, C. Fransen, J. Garbe, L. M. Gerhard, K. A. Gladnishki, K. Ide, P. R. John, R. Kern, J. Kleemann, D. Kocheva, Th. Kröll, C. Müller-Gatermann, J.-M. Régis, P. Spagnoletti, V. Werner and A. Yaneva  
"Evolution of the structure of the  $4_1^+$  states in Po isotopes"  
J. Phys.: Conf. Ser. **1555**, 012019 (2020).

## Други публикации

- P. Petkov and **M.Stoyanova** Bulg. J. Phys. **42**, 565–571,(2015)
- D. Kocheva,..., **M.Stoyanova** ,...,et al., Eur.Phys.J. A **53** , 175 (2017)
- D. Kocheva,..., **M.Stoyanova** ,...,et al., IOP Journal of Physics : Conf. Series **1023**, 012019 (2018)
- R. Kern,..., **M.Stoyanova** ,...,et al., EPJ Web of Conferences **194**, 03003 (2018)
- D. Kocheva,..., **M.Stoyanova** ,...,et al. J. Phys.: Conf. Ser. **1555**, 012020 (2020)
- R. Kern,..., **M.Stoyanova** ,...,et al. J. Phys.: Conf. Ser. **1555**, 012027 (2020)
- A. Yaneva, D. Kocheva,..., **M.Stoyanova**,...,et al. Eur.Phys.J. A **56**, 246 (2020)
- R. Kern,..., **M.Stoyanova**,...,et al., , Phys. Rev. C **102**, 041304(R) (2020)
- D. Tonev,..., **M.Stoyanova**,...,et al., **PLB – D – 20 – 00725**, submitted (2020)
- L. Zavorka,..., **M.Stoyanova**,...,et al., NIM , Phys. Res. A, to be published (2020)

## Благодарности

Бих желала да благодаря на научния си ръководител Проф. Дфзн Георги Райновски за възможността да работя в неговата група, за това, че ми даде възможност да развия знанията си по ядрена физика в областта на ядрената структура. Бих желала да му благодаря за търпението и за това, че винаги е готов да дискутира възникналите проблеми.

Бих желала да благодаря на докторант Васил Карайончев, за това че ме научи как да анализирам данните, за помощта с анализа и за това, че ме подкрепяше през целия период на моята докторантура и винаги отговаряше на въпросите ми.

Не на последно място, бих благодарила на всички членове на групата по експериментална ядрена физика за полезните съвети, насоки и дискусии, възникнали в процеса на работа.

Написването на настоящата дисертация и провеждането на експериментите, включени в нея, са проведени в рамките на сътрудничеството между университета в Кьолн и СУ "Св. Климент Охридски". Този дисертационен труд е финансиран от Националния фонд "Научни изследвания" в рамките на договор №ДН 08/23/2016 и от Министерството на образованието и науката в рамките на Националната програма "Млади учени и постдокторан-ти" *RD – 22 – 862/08.04.2019*.



## Библиография

- [1] D. Kocheva, G. Rainovski et al., Eur.Phys.J. A **53**, 175 (2017)
- [2] D. Kocheva et al., Phys.Rev. C **96**, 044305 (2017)
- [3] K. S. Krane, Introductory nuclear physics, (Jon Wiley & Sons, Inc, 1988).
- [4] R. F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective (Oxford University Press, New York, 2000).
- [5] Maria Goeppert Mayer, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
- [6] O. Haxel; J. H. D. Jensen; H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949)
- [7] B. Slavov, Introduction in theoretical nuclear physics(bulg.), (University Press St. Kliment Ohridski, 2009).
- [8] D. Kocheva, Dissertation for acquiring the Doctor of Philosophy Degree in Physics, University of Sofia St. Kliment Ohridski (2018)
- [9] J.J. Ressler, R. F. Casten et al., Phys. Rev. C **69**, 034317 (2004) and the references therein.
- [10] E. Segre, Nuclei and Particles - An Introduction to Nuclear and Subnuclear Physics (Benjamin-Cummings Pub Co, 1977).
- [11] Igal Talmi, Nucl. Phys. A172, 1 (1971).
- [12] I. Talmi, Simple Models of Complex Nuclei (Harwood Academic Press, Switzerland, 1993).
- [13] A. de Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York, 1963).
- [14] J.J. Ressler, C.W. Beausang et al. , Phys. Rev. C **69**, 034331 (2004).

- [15] R. F. Casten, Phys. Lett. 152B, 145 (1985).
- [16] H. Mach, A. Korgul et al., Phys. Rev. C **95**, 014313, (2017).
- [17] K. Heyde, J. Jolie et al., Nucl. Phys. A **466**, 189 (1987).
- [18] T. Grahn, J. Pakarinen et al. , Eur. Phys. J. A **52**, 340 (2016).
- [19] A.M. Baxter, A.P. Byrne et al., Nucl. Phys. A **515**, 493 (1990).
- [20] U. Hagemann, W. Neubert, W.Schulze Nucl. Phys. **175**, 428 (1971).
- [21] O.Häusser, T.K. Alexander et al., Nucl. Phys. A **273**, 253 (1976).
- [22] M. Alpsten et al., Phys. Scr. **4**, 137 (1971)
- [23] G. Nicolescu, E. A. Ivanov, and D. Plostinaru, Phys. Rev. C **79** , 044314 (2009).
- [24] E. R. Bell, Beta and Gamma Ray Spectroscopy (North-Holland Publishing Co),1955
- [25] A. Schwarzschild, Nucl. Instrum. Methods **21** 1 - 16 (1963)
- [26] J.-M. Régis, N. Saed-Samii et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **823**, 72 (2016).
- [27] J.-M. Régis, N. Saed-Samii et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **622**, 281-287 (2010).
- [28] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, <https://www.nndc.bnl.gov/chart> .
- [29] J.-M. Régis, M.Rudigier, J.Jolie, A.Blazhev, C.Fransen, G.Pascovici and N.Warr, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **684**, 36-45 (2012).
- [30] <https://www.ikp.uni-koeln.de/~schieck/tandem-prinzip1.html>
- [31] M. Alpsten et al., Phys. Scr. **4**, 137 (1971).
- [32] Desislava Kalaydjieva, master thesis, March 2020, unpublished
- [33] Andreas Fitzler, TV, Institute for Nuclear Physics, University of Cologne, <https://www.ikp.uni-koeln.de/misc/doc/Tvuser-manual/Tvuser-manual.html>

- [34] N. Saed-Samii, soco2, Diploma Thesis, University of Cologne, 2013.
- [35] V. Karayonchev et al, Phys. Rev. C **99**, 024326 (2019).
- [36] M. Stoyanova, G. Rainovski et al., Phys.Rev. C **100**, 064304 (2019)
- [37] M. Stoyanova, G. Rainovski et al., Eur. Phys. J. Web of conferences **194**, 03002 (2018)
- [38] M. Stoyanova, G. Rainovski et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1555**, 012019 (2020)
- [39] T. Kibédi, T.W. Burrows et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A589, 202-229 (2008).
- [40] M.J.Martin, Nucl. Data Sheets **108**, 1583 (2007).
- [41] V. Karayonchev, M. Stoyanova et al., Phys. Rev. C, 2020, manuscript ID **CW10688**, submitted
- [42] B.A.Brown, Lectures on Nuclear Structure Physics, 2005
- [43] R.B. Cakirli, R.F. Casten, J. Jolie, and N. Warr, Phys. Rev. C **70**, 047302 (2004).
- [44] T. Grahn, S. Stolze et al., Phys. Rev. C **94**, 044327 (2016).
- [45] B. Sayg, D.T. Joss et al., Phys. Rev. C **96**, 021301 (2017).
- [46] B. Cederwall, M. Doncel et al., Phys. Rev. Lett. **121**, 022502 (2018).
- [47] C.J. Chiara and F.G. Kondev, Nuclear Data Sheets **111**, 141 (2010).
- [48] E.K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C **43**, 602 (1991).
- [49] N.J. Stone, At. Data Nucl. Data Tables **90**, 75 (2005).
- [50] N. Bräuer, A. Goldmann et al., Nucl. Phys. A **206**, 452 (1973).
- [51] S. Zhu and F. G. Kondev, Nuclear Data Sheets **109**, 699 (2008).
- [52] B. A. Brown and W. D. M. Rae, Nucl. Data Sheets **120**, 115 (2014)
- [53] W. Baldrige, N. Freed, and J. Gibbons, Phys. Lett. **36B**, 179 (1971)