

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

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за присъждане на образователната и научна
степен "Доктор"

Професионално направление: 4.1 Физически науки
Научна специалност: Ядрена физика

Октомври , 2020

Докторантът е зачислен към катедра Атомна физика при Физически факултет на СУ "Св. Климент Охридски" редовна форма на обучение със заповед №РД 20 – 909/27.06.2017 г. .

Резултатите от проведените експериментални изследвания и теоретични изчисления са разгледани в 5 публикации. Експериментите, свързани с научните изследвания в дисертационния труд, са проведени в Института по ядрена физика в Кьолн, Германия. Анализите на данните са направени във Физическия факултет на СУ "Св. Климент Охридски".

Дисертационният труд е съставен от **115** страници, разделени в **6** глави. Съдържа **35** фигури и **11** таблици, а библиографията обхваща **53** заглавия.

Дисертационният труд е обсъден на заседание на катедрен съвет в катедра Атомна физика при Физически факултет, СУ "Св. Климент Охридски", проведено на **05.11.2020** г., и насочен за обсъждане от Факултетен съвет за защита пред научно жури в състав:

...

Съдържание

Основна цел на дисертационния труд	1
Структура и обем на дисертацията	1
1 Еволюция на ядрената структура в полониевите ядра	2
2 Експерименти и резултати	6
2.1 Експерименти	6
2.1.1 Получаване на $^{204,206}\text{Po}$	7
2.1.2 Получаване на ^{208}Po	7
2.1.3 Получаване на ^{209}Po	8
2.2 Резултати	8
2.2.1 $^{204,206}\text{Po}$	8
2.2.2 ^{208}Po	15
2.2.3 ^{209}Po	18
3 Дискусия	23
3.1 Интерпретация на резултатите	23
3.1.1 $^{204,206}\text{Po}$	23
3.1.2 ^{208}Po	30
3.1.3 ^{209}Po	31
4 Заключение	41
Списък с публикации, върху които е изграден дисертационният труд	43
Благодарности	45
Библиография	46

Основна цел на дисертационния труд

Основната цел на дисертационния труд е експериментално изследване на свойствата на нисколежащите състояния в полониевите ядра, които се намират в околността на двойно магичното ядро ^{208}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 слоя 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}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}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}Po , ^{206}Po и ^{208}Po , както и четно-нечетният изотоп ^{209}Po . Основните резултати за времената на живот на първите възбудени ираст състояния и изчислените от тях вероятности за преход са интерпретирани в рамките на теоретичните модели.

Структура и обем на дисертацията

В Глава 1 са описани теоретичните модели, които се използват за описание на ядрената структура.

В Глава 2 са описани експерименталните наблюдаеми и е представена мотивацията за проведените експериментални изследвания.

В Глава 3 от дисертацията е представен експерименталният метод за определянето на времената на живот на нисколежащите състояния в ядрата ^{204}Po , ^{206}Po , ^{208}Po и ^{209}Po .

В Глава 4 са описани експериментите, които са проведени за измерването на търсените времена на живот в съответните изотопи. Описан е и анализът на експериментите, както и са представени резултатите от него.

Глава 5 представлява дискусия на получените резултати в рамките на теоретичните модели.

Глава 6 представлява заключение, в което са посочени основните изводи от научните изследвания в дисертационния труд. Също, в тази глава са описани и приносите на автора.

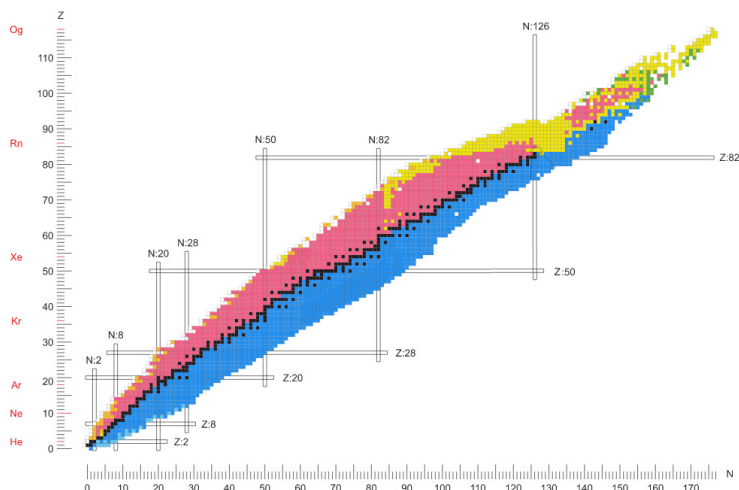
Глава 1

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 [3, 4]. В рамките на този модел валентните нуклони, 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, 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 магически-те числа са показани на картата на Сегре на Фиг. 1.1.

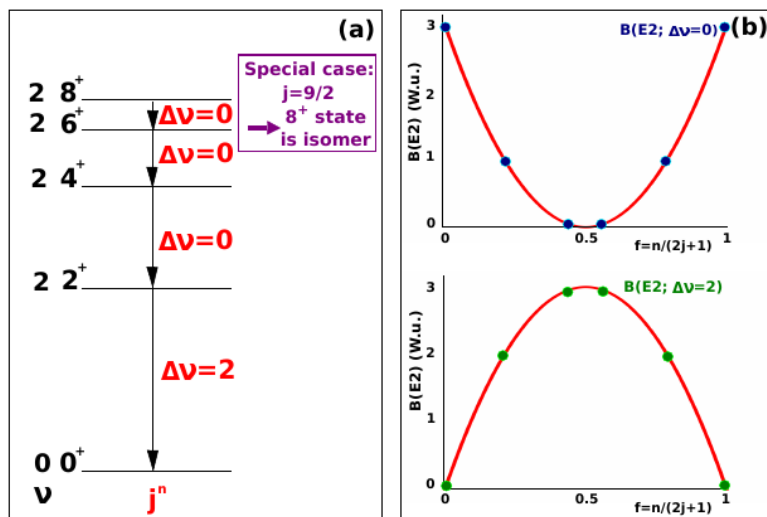
Слоестият модел, в комбинация с корелации на сдвояване, са в основата на разбирането на нисколежащите състояния в полу-магичните ядра. Състоянията с ъглов момент $J > 0$ в тези ядра, с повече от една валентна частица във високо лежащи j състояния, са сдвоени до състояния, които се характеризират с едно и също квантово число (ν) наречено сениорити [5, 6, 7]. За нисколежащите състояния на четно-четните ядра, в сениорити



Фигура 1.1: Разположение на единични и двойно-магични числа на картата на Серге

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 [8]. 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. 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, може да се очаква, че взаимодействието между протоните и неутроните ще нараства [9] 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 ядката [10]. Po-Rn-Ra веригата от ядра, която се намира в околността на двойно-магичното ядро ^{208}Pb , се оказва



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 [11]

удобна за изследване на прехода от едночастични възбуждания към колективни. Може да се очаква [12], 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 [13]. 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}Ra [8], 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 [14], че $N = 122$ изотоните ^{206}Po и ^{208}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 протоние. 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 [12] и [8], докато измерените стойности на вероятностите за преход $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ в ядрата ^{206}Po и ^{208}Rn предполгат наличието на слаба колективност [14]. Тези данни водят до заключението, че прехода от едночастични към колективни състояния има различно поведение при нискоспиновите и високо-спиновите състояния.

С цел да се изясни горезаклученото, бяха измерени времената на 4_1^+ състоянията в ядрата ^{204}Po , ^{206}Po и ^{208}Po , което води до намиране на вероятностите а 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 [15] и $\tau(8_1^+; ^{204}\text{Po}) = 222(6)$ ns [16]) и късо-живущото 2_1^+ състояние $\tau(2_1^+; ^{206}\text{Po}) = 3.8_{-1.7}^{+2.9}$ ps [14]).

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}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}Po е изследвано задълбочено в миналото, главно чрез реакция на електронен захват от ядрото ^{209}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 [17], докато времената на живот на състоянията $5/2_1^-$, $13/2_1^-$ и $11/2_1^-$ са докладвани в [18]. Alpsten и колектив са интерпретирали тези резултати в рамките на полуреалистични изчисления по слоестия модел, които предполагат, че структурата на нисколежащите нечетни състояния в ядрото ^{209}Po е доминирана от слабо свързване на една неутронна дупка към възбудените състояния на ядрото ^{210}Po . Това тълкуване е в цялостно съгласие с наличните експериментални данни за магнитните диполни моменти [17] и електрическите квадруполни моменти [19] на изомерните състояния със спин и четност $13/2_1^-$ и $17/2_1^-$.

Глава 2

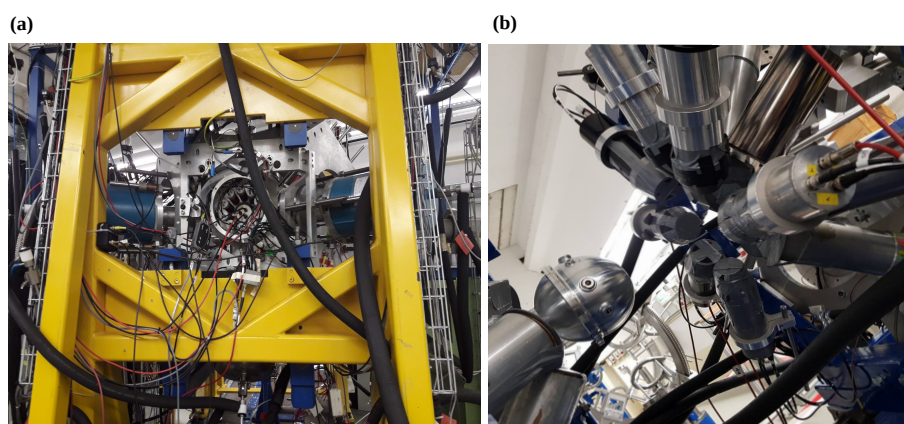
Експерименти и резултати

2.1 Експерименти

Експериментите по определяне на времена на живот на нисколежащи състояния в ядрата ^{204}Po , ^{206}Po , ^{208}Po , ^{209}Po и ^{211}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, GCD) [20].

Детекторна система

Хибридната детекторна система, съставена от полупроводникови детектори от свръхчист германий (high-purity germanium, HPGe) и сцинтилационни детектори от кристал $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (наричани впоследствие в текста LaBr) с размери $\varnothing 1.5 \times 1.5$ in, е представена на Фиг. 2.1. Детекторите образуват сфера в 4 π 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 фонните събития, породени от разсеяни γ - лъчи.



Фигура 2.1: Принципна схема на детекторната установка за случая на (а) ядрата $^{204,206}\text{Po}$ и (б) ядрото ^{208}Po

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

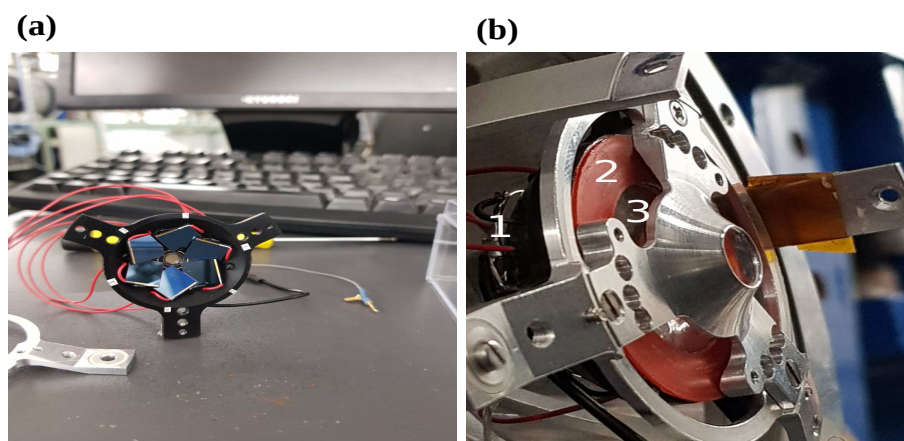
Възбудените състояния в ядрото ^{204}Po бяха заселени в следната реакция на сливане с изпарение $^{197}\text{Au}(^{11}\text{B},4n)$, с енергия на снопа 55 MeV. Мишената, която беше използвана е изработена от ^{197}Au с дебелина 110 mg/cm^2 .

Възбудените състояния в ядрото ^{206}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}Pt с дебелина 10 mg/cm^2 и чистота 91.6%.

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

2.1.2 Получаване на ^{208}Po

Възбудените състояния в ядрото ^{208}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}Pb с дебелина 23 mg/cm^2 . За регистрация на γ -лъчението бяха използвани 11 HPGe детектора, които бяха разположени в две основни направления – 6 броя детектори на предни ъгли - 45° и 5 броя детектори на задни ъгли - 142° . Детекторната система се допълва от 7 LaBr детектора, разположени на 90° спрямо посоката на снопа, както е показано на Фиг. 2.1 (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° и 167° . Соларните клетки са показани на Фиг. 2.2 (a). Между соларните клетки и мишената, перпендикулярно на снопа, е поставено допълнително Al фолио с дебелина $80\mu\text{m}$, показано на Фиг. 2.2 (b). Ролята му е да спира фрагментите, които са по-тежки от ^4He , като по този начин ще се намали замърсяването от нежелани реакции в спектрите. Детайли за фолиото могат да бъдат намерени в [21].



Фигура 2.2: (a) Соларни клетки (б) 1 - конфигурация на соларните клетки, 2 - силиконов пръстен, 3 - фолио

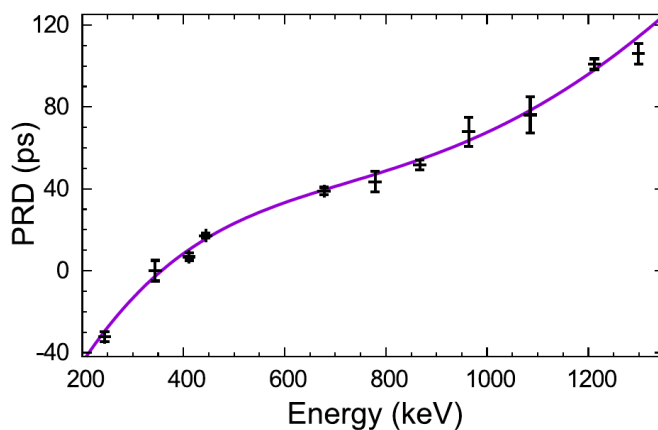
2.1.3 Получаване на ^{209}Po

Възбудените състояния в ядрото ^{209}Po бяха заселени чрез последователни алфа-разпад и реакция на електронен захват от ядрото ^{213}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 MeV. ^{213}Fr има период на полу-разпад $T_{1/2} = 34.14(6)$ s, и се разпада чрез алфа-разпад до основното състояние $J^\pi = 9/2^-$ в ядрото ^{209}At . ^{209}At има период на полу-разпад $T_{1/2} = 5.42(5)$ h и се разпада чрез електронен захват до възбудените състояния в ядрото ^{209}Po [22]. Мишената, която е използвана е изработена от ^{206}Pb с дебелина 14.5 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 γ лъчението, бяха използвани 8 HPGe детектора и 12 сцинтилационни детектора от LaBr.

2.2 Резултати

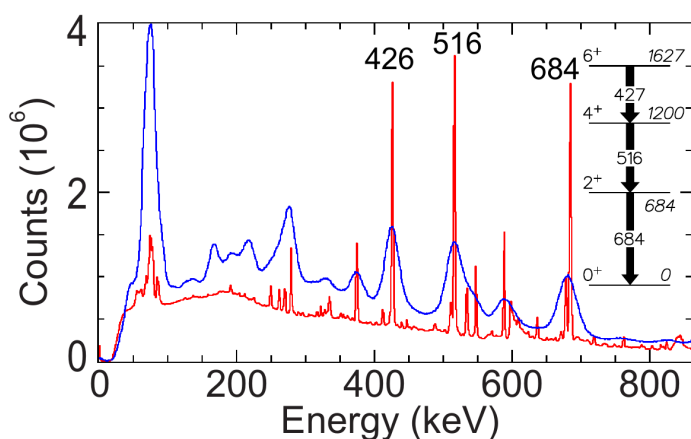
2.2.1 $^{204,206}\text{Po}$

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.2.3.



Фигура 2.3: Експериментална PRD крива за случая на ядрата $^{204,206}\text{Po}$, получена с използването на източник от ^{152}Eu [23]

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}Po , използвани в анализа, са показани на Фиг.2.4.



Фигура 2.4: 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}Po . Енергията на пиковите, използвани в анализа, е отбелязана на фигурата [23]

На Фиг.2.5 (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 2.4 и 2.5, се забелязват някои предимства на тройните γ -съвпадения. Много от преходите, които присъстват в пълните проекции, са напълно елиминирани в спектрите от Фиг. 2.5.

На Фиг.2.5 (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 426 keV и второто условие върху прехода с енергия 516 keV. Измерва се разликата в центроидите на тези две разпределения ΔC_{exp} и може да се определи времето на живот, използвайки формулата [24] :

$$\Delta C = PRD + 2\tau \quad (2.1)$$

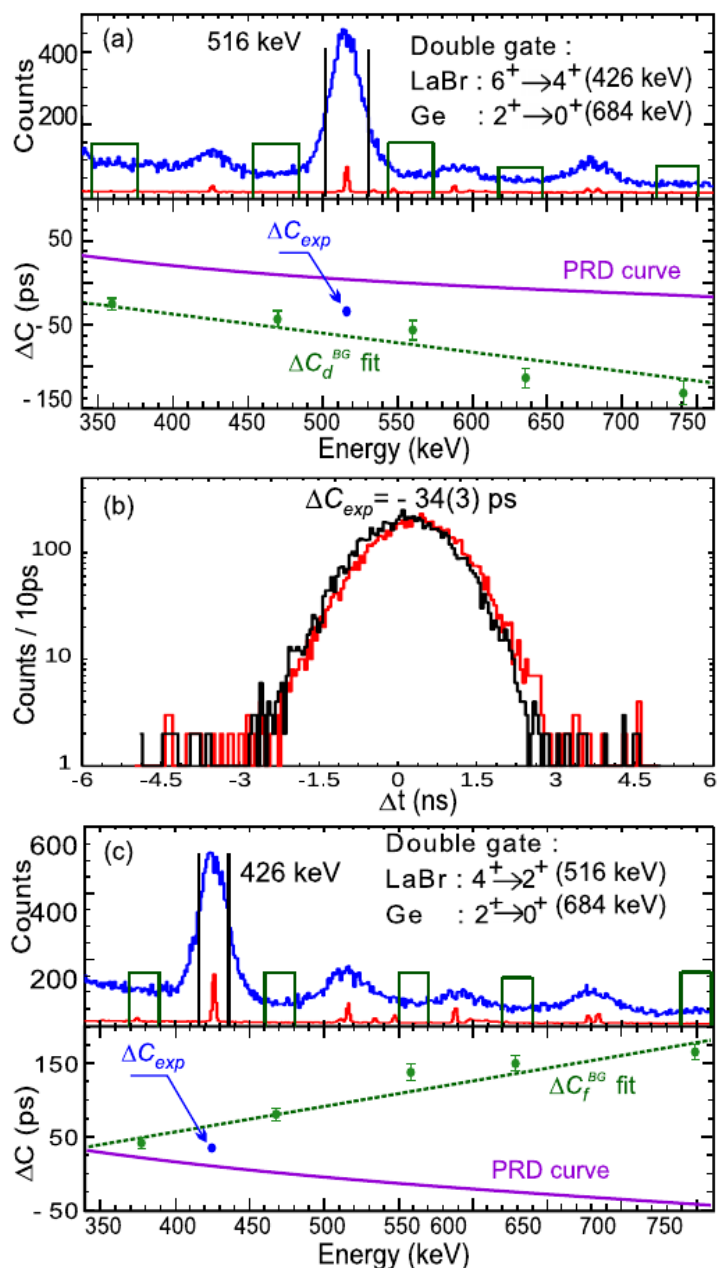
Тази центроидна разлика трябва да се коригира, като се отчете фоновия принос към времевите разпределения, дължащ се основно на Комптъново разсеяли се γ -кванти от сцинтилационните детектори.

Времето на живот се изчислява по формулата :

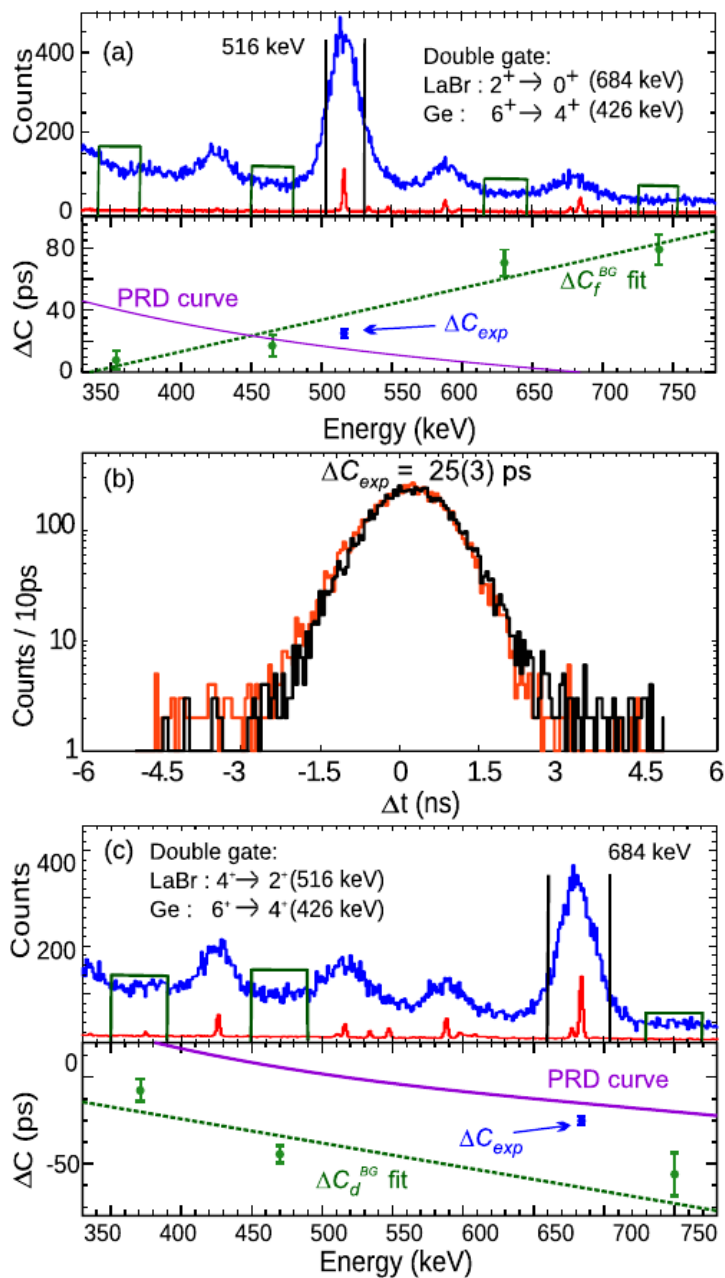
$$\tau = \frac{1}{2} [\Delta C_{FEP} - PRD(E_{feeder}, E_{decay})] \quad (2.2)$$

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

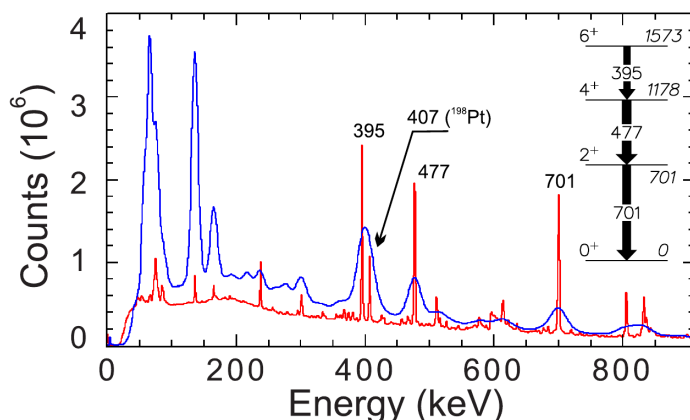
Беше направен опит за измерване на времето на живот на 2_1^+ състоянието в ядрото ^{204}Po . Времето на живот на това състояние е получено по аналогичен начин на получаването на времето на живот на 4_1^+ състоянието. Процедурата е показана на Фиг. 2.6. Условието по енергия, наложено на HPGe детектори е върху прехода с енергия 426 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 2.5: Процедура за измерване на времето на живот на 4_1^+ състоянието в ядрото ^{204}Po . (a) Спектри, получени от двойни съвпадения от LaBr (синьо) детектори и Ge детектори (червено). Условието наложено на LaBr детектори е върху прехода, който запазва 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 пунктирна линия), заедно с PRD кривата (непрекъсната линия в лилаво) и получената разлика в центроидите (синя точка). (b) Времеви разпределения, получени за конкретния 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 [23]



Фигура 2.6: Процедура за измерване на времето на живот на 2_1^+ състоянието в ядрото ^{204}Po . Фигурата е аналогична на Фиг.2.5. Съответстващите р/б съотношения са 3.9(1) и 3.8(1) [23]



Фигура 2.7: 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}Po . Отбелязана е и енергията на пиковете, използвани в анализа [23]

Пълната проекция на тройните съвпадения, заедно със схема на нивата на ираст състоянията в ядрото ^{206}Po , използвани в анализа, са показани на Фиг.2.7. На Фиг.2.8 (a) и (c), са показани спектрите, получени от LaBr и HPGe детекторите, по описания начин, аналогично на случая на ядрото ^{204}Po . На Фиг.2.8 (b) са показани времевите разпределения.

Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на 4_1^+ състоянието в ядрото ^{206}Po от $\tau = 89(7)$ ps.

Аналогична процедура за измерването на времето на живот на 2_1^+ състоянието в ядрото ^{206}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 [14]. Резултатите от анализа на времената на живот за двете ядра ^{204}Po и ^{206}Po са обобщени в Таблица 2.1 и са публикувани през 2018 и 2019 година в [25] и [23].

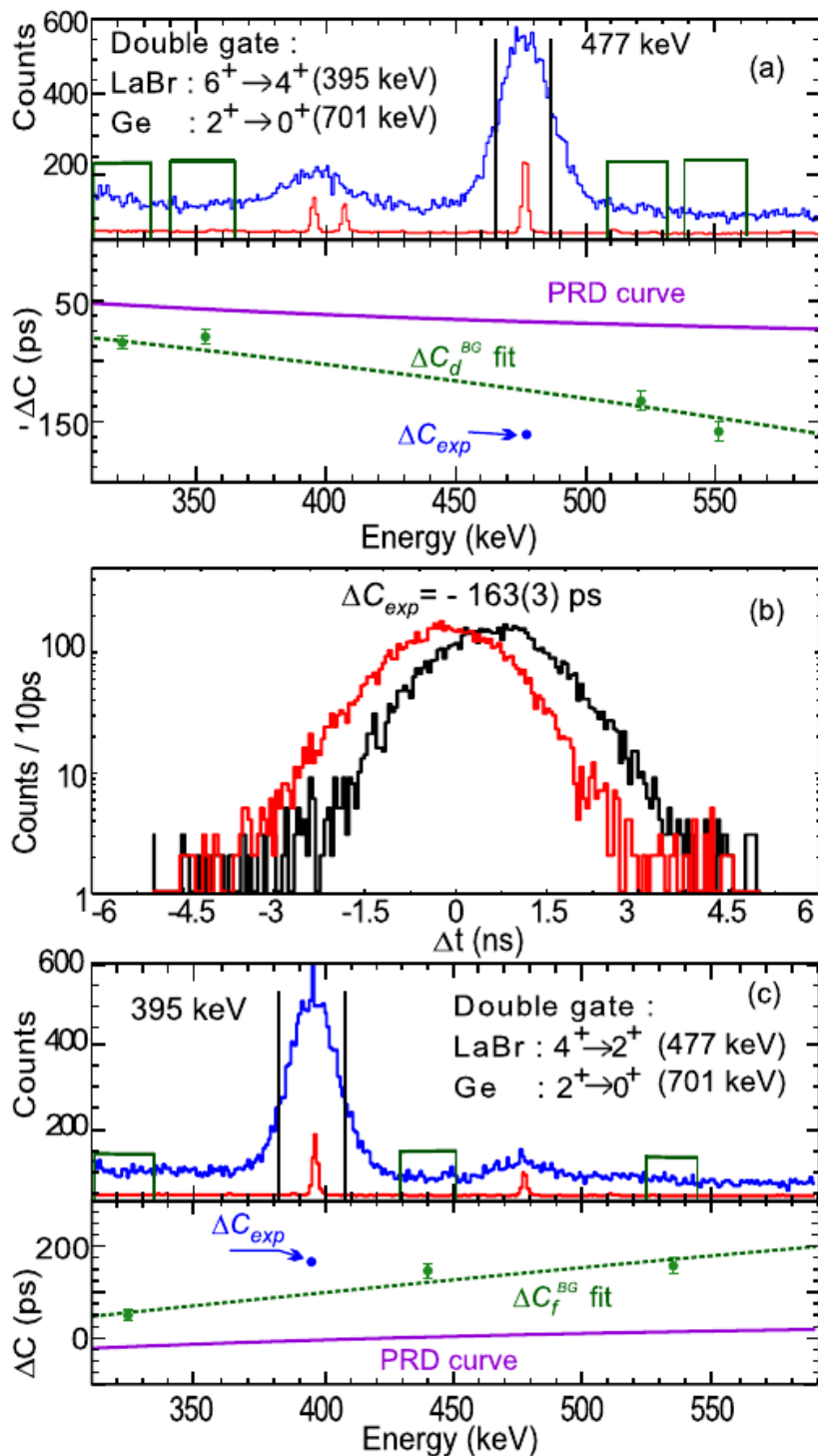
Таблица 2.1: Времена на живот на изследваните 4_1^+ и 2_1^+ състояния в ядрата ^{204}Po и ^{206}Po , заедно с енергии на преходите, необходими за получаването на времевите разпределения и съответните вероятности за E2 преход

Ядро	E_{level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ % ^a	α^b	τ (ps)	$B(E2)(e^2fm^4)$ ^c
^{206}Po	1177.80	4_1^+	2_1^+	477	100	0.0359	89(7)	359(28)
^{204}Po	1200	4_1^+	2_1^+	516	100	0.0297	23(6)	932^{+326}_{-195}
	684	2_1^+	0_1^+	684	100	0.01584	≤ 9	≥ 596

^aот [26]

^bПълни коефициенти на вътрешна конверсия. Взети от [27]

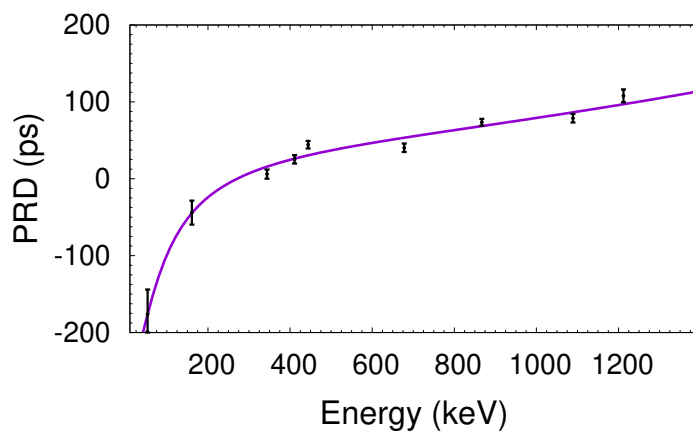
^c $1W.u. = 71.33 e^2fm^4$ за ядрото ^{204}Po ; $1W.u. = 72.26 e^2fm^4$ за ядрото ^{206}Po



Фигура 2.8: Процедура за измерване на времето на живот на 4_1^+ състоянието в ядрото ^{206}Po . Фигурата е аналогична на Фиг. 2.5. Съответстващите p/b съотношения са 4.38 и 4.41 [23]

2.2.2 ^{208}Po

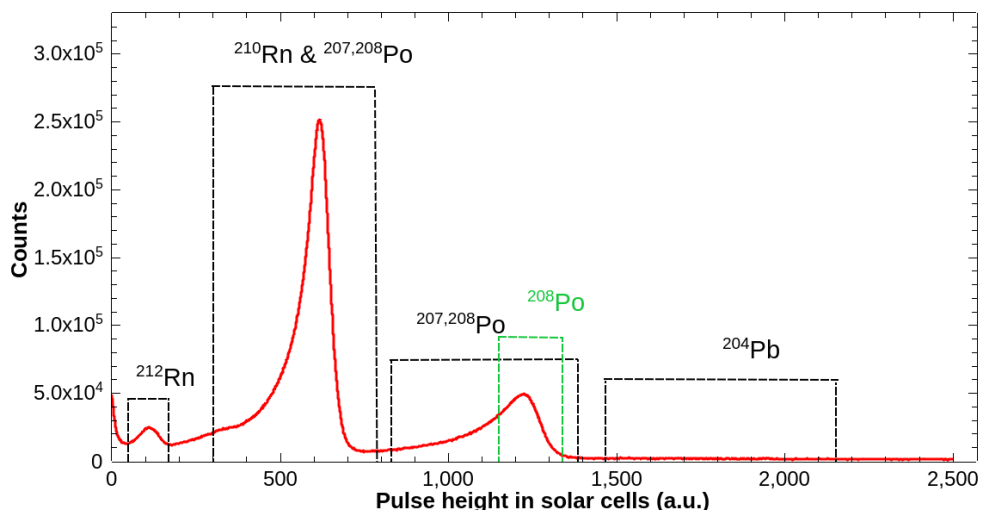
За този експеримент, получената PRD крива е показана на Фиг.2.9



Фигура 2.9: Експериментална PRD крива за случая на ядрото ^{208}Po , получена посредством източник от ^{152}Eu [28]

Този експеримент бе конструиран с цел измерване на три времена на живот в ядрото ^{208}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 γ -кванти е показана на Фиг.2.10. Показани са области на съвпадение между γ -кванти и частици, които отговарят на ядрена структура. В първата област наблюдаваме частици, в съвпадение с γ -кванти от ядрото ^{212}Rn . Втората област е на съвпадение между частици и γ -кванти от ядрото ^{210}Rn , както и от ядрата ^{207}Po и ^{208}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 γ -кванти от ядрото ^{208}Po .



Фигура 2.10: Проекция на матрицата на съвпадение между частици и γ -кванти. Заградените области представляват частици, които са в съвпадение с γ -лъчи от съответните ядра

На Фиг.2.11 (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.2.11 (b) са показани съответните времеви разпределения. Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на 4_1^+ състоянието в ядрото ^{208}Po от $\tau = 125(31)$ ps. Резултатите са обобщени в Таблица 2.2 и са публикувани в [28].

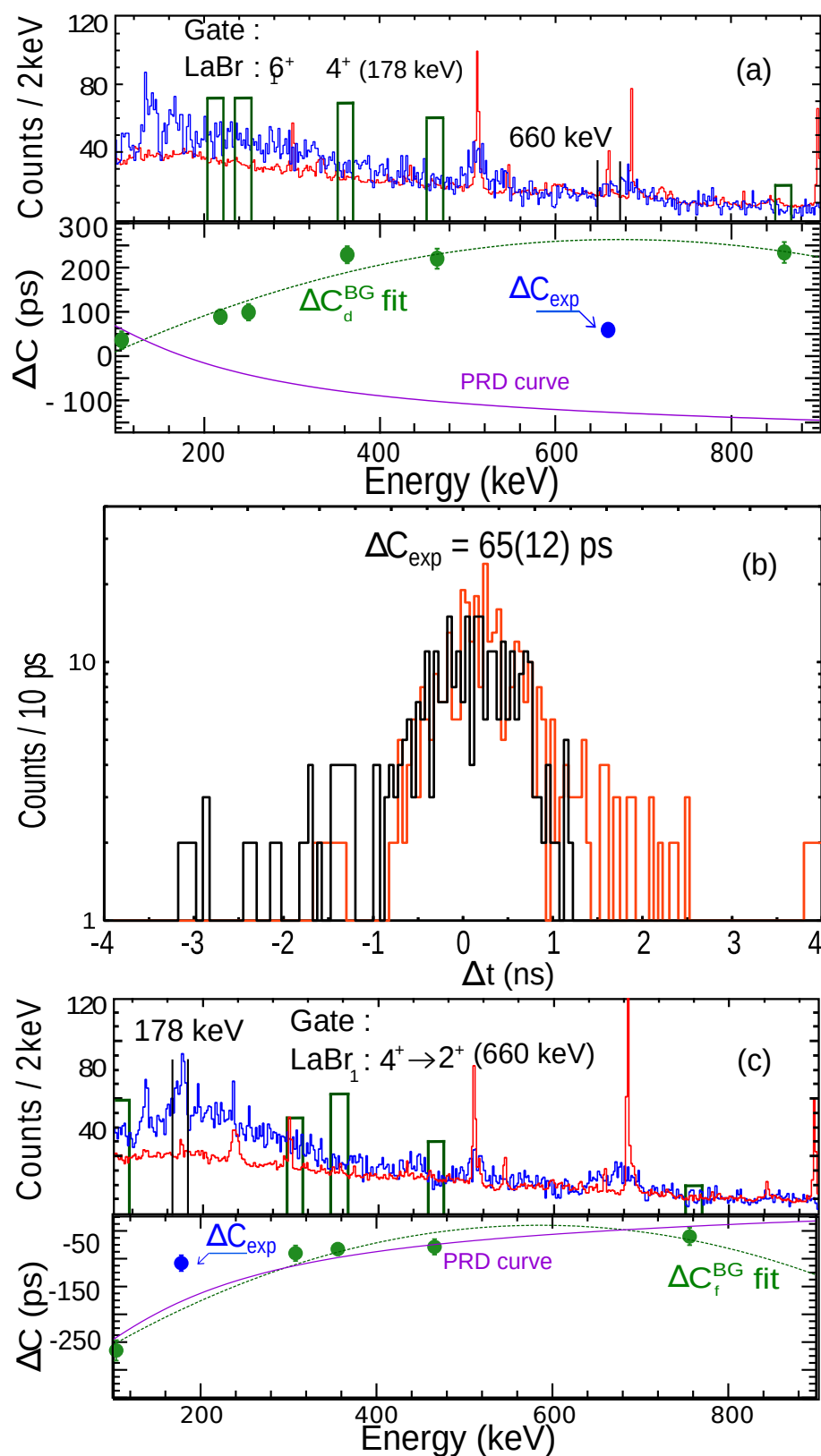
Таблица 2.2: Време на живот на 4_1^+ състоянието в ядрото ^{208}Po , заедно с приведени вероятности за преход, изчислени от измереното време

E_{level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ % ^a	α ^b	τ (ps)	$B(E2)(e^2fm^4)$ ^c
1346.56	4_1^+	2_1^+	660	100	0.0173	125(31)	51(13)

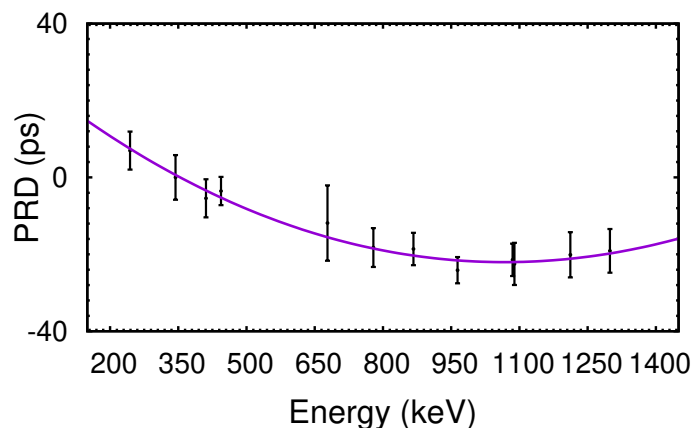
^aВзети от [29]

^bПълни коефициенти на вътрешна конверсия. Взети от [27]

^c $1W.u. = 73.20 e^2fm^4$

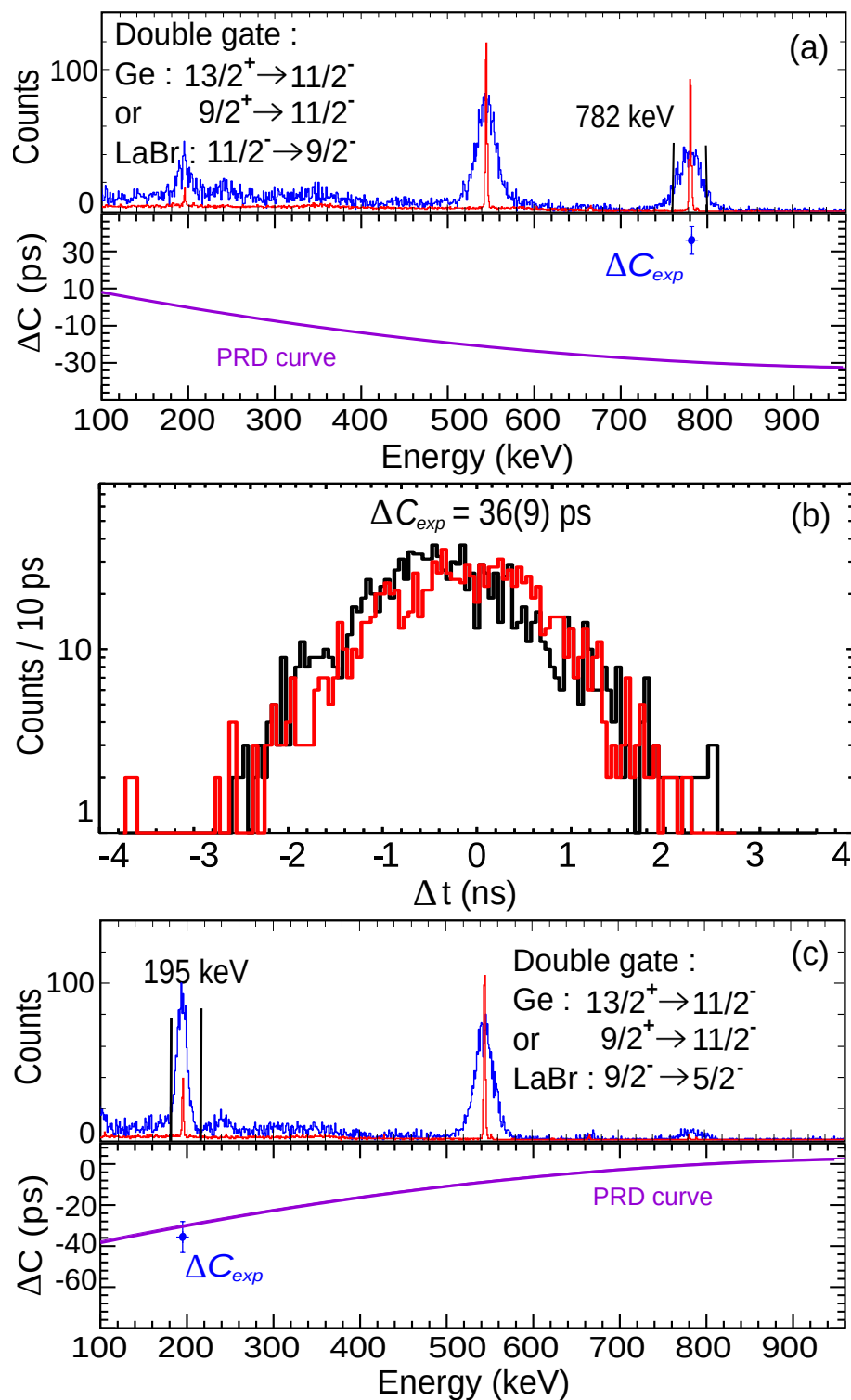


Фигура 2.11: Показана е процедурата за измерване на времето на живот на 4_1^+ състоянието в ядрото ^{208}Po . Съответстващите p/b съотношения са 0.7 и 0.5

2.2.3 ^{209}Po 

Фигура 2.12: Експериментална PRD крива за случая на ядрото ^{209}Po , получена от източник от ^{152}Eu

За този експеримент, получената PRD крива е показана на Фиг. 2.12. На Фиг. 2.13 (a) са показани спектри, необходими за измерване на времето на живот на състоянието $J^\pi = 9/2^-$, които са получени от LaBr и HPGe детектори. Спектрите са получени по описания начин, аналогично на случая на ядрото ^{204}Po . С цел да се увеличи статистиката във времевиот спектър, е използвано условие "ИЛИ" върху преходите $13/2^+ \rightarrow 11/2^-$ и $9/2^+ \rightarrow 11/2^-$, 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.2.13 (a). На Фиг.2.13 (b) са показани времеви разпределения, а на Фиг.2.13 (c) е показан обратният случай на този, показан на Фиг.2.13 (a). Като резултат от тази процедура, бе измерено време на живот на $9/2^-$ състоянието в ядрото ^{209}Po от $\tau = 30(6)$ ps. Измерени са и времената на живот на състоянията $11/2^-$ и $5/2^-$ в ядрото ^{209}Po . Полученото време за състояние $11/2^-$ 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 $5/2^-$, което е първото възбудено състояние в ядрото ^{209}Po , не е в съответствие с времето, което е цитирано в литературата. Резултатите от анализа са обобщен в Таблица 2.3 и са публикувани в [30].



Фигура 2.13: Процедура по измерване на времето на живот на $9/2^-_1$ състоянието в ядрото ^{209}Po . Съответстващите p/b съотношения са 43 и 14

Таблица 2.3: Времена на живот на изследваните $9/2^-$, $5/2^-$ и $11/2^-$ състояния в ядрото ^{209}Po , заедно с приведени вероятности за преход, изчислени от измерените времена

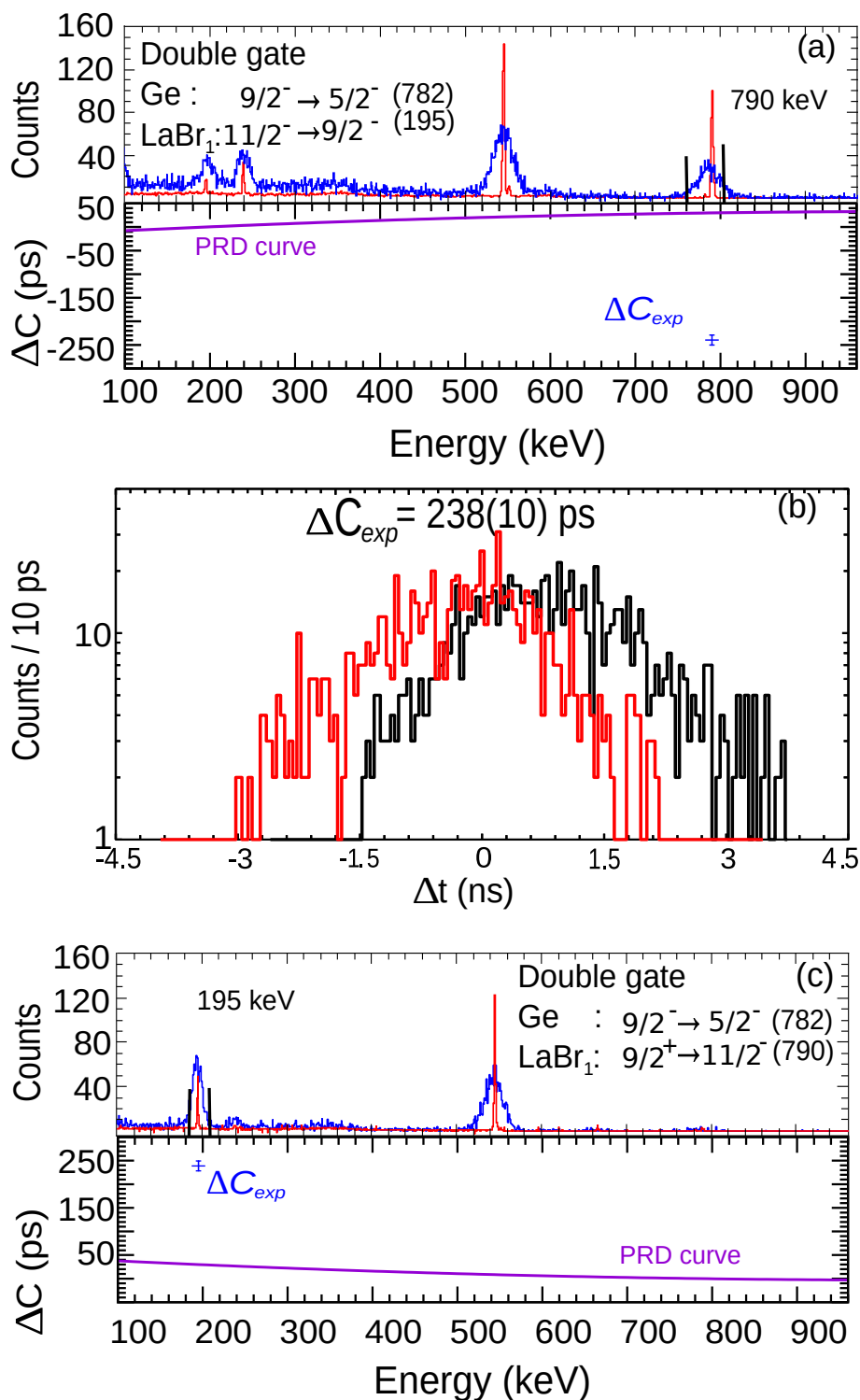
E_{level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ (%) ^a	α ^b	δ ^c	τ (expt.) (ps)	τ (lit.) (ps)	B (σL) (expt.) $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$ ^c	B (σL) (lit.) $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$
545	$5/2^-$	$1/2^-$	545	100	0.0262	-	66(5)	101(29)	$B(E2) = 251(19)$	$B(E2) = 162(52)$
1327	$9/2^-$	$5/2_1^-$	782	100(3)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

^aОт ^{209}At $\epsilon + \beta$ + разпад

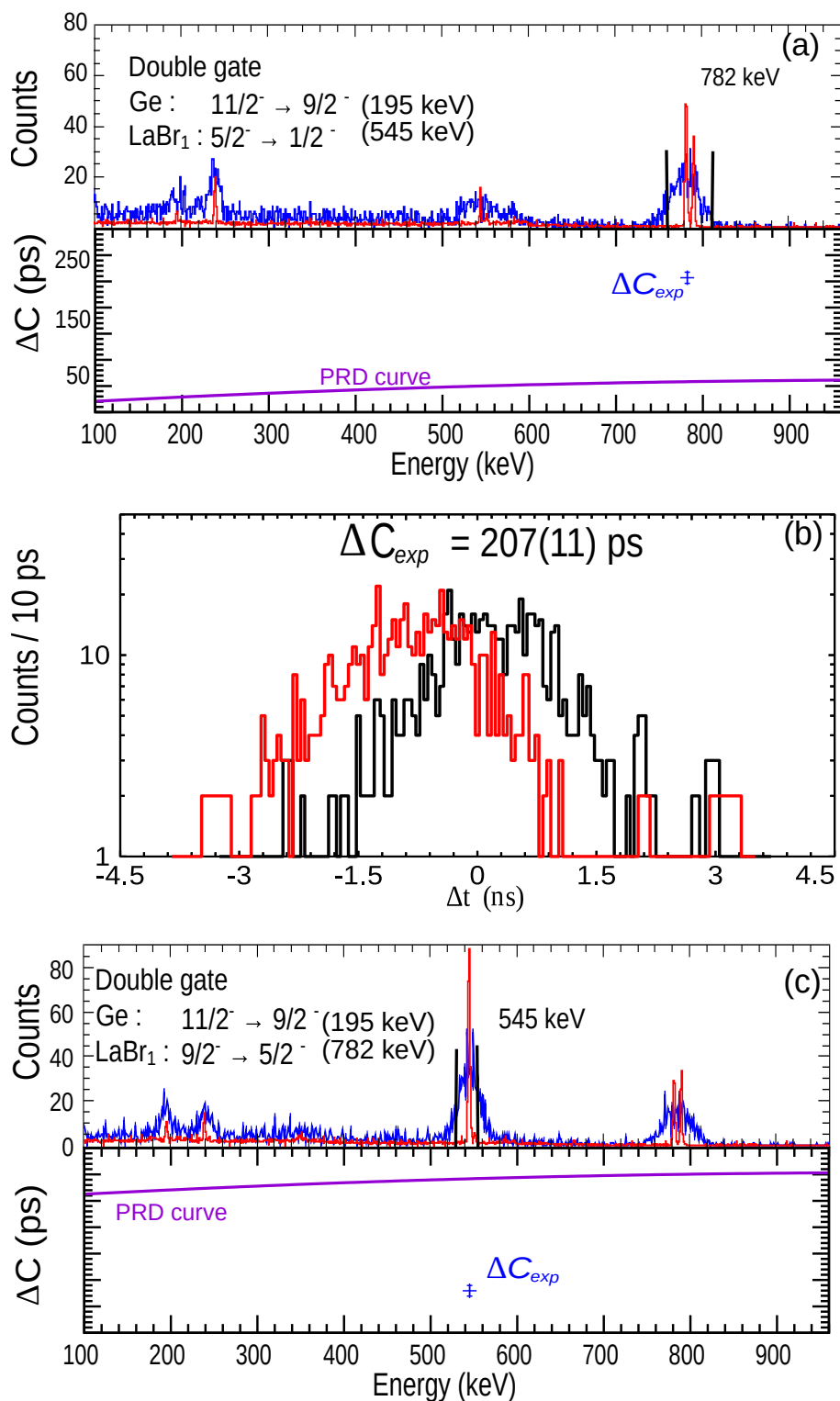
^bПълни коефициенти на вътрешна конверсия. Изчислени чрез кода BrIcc (2008Ki07)

^cОтношението за мултиполно смесване. Изчислено с програмата BrIccMixing

^cСтойностите 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 μ_N^2



Фигура 2.14: Процедура за измерване на времето на живот на $11/2^-$ състоянието в ядрото ^{209}Po . Съответстващите р/б съотношения са 30 и 11



Фигура 2.15: Процедура за измерване на времето на живот на $5/2_1^-$ състоянието в ядрото ^{209}Po . Съответстващите p/b съотношения са 41 и 24

Глава 3

Дискусия

3.1 Интерпретация на резултатите

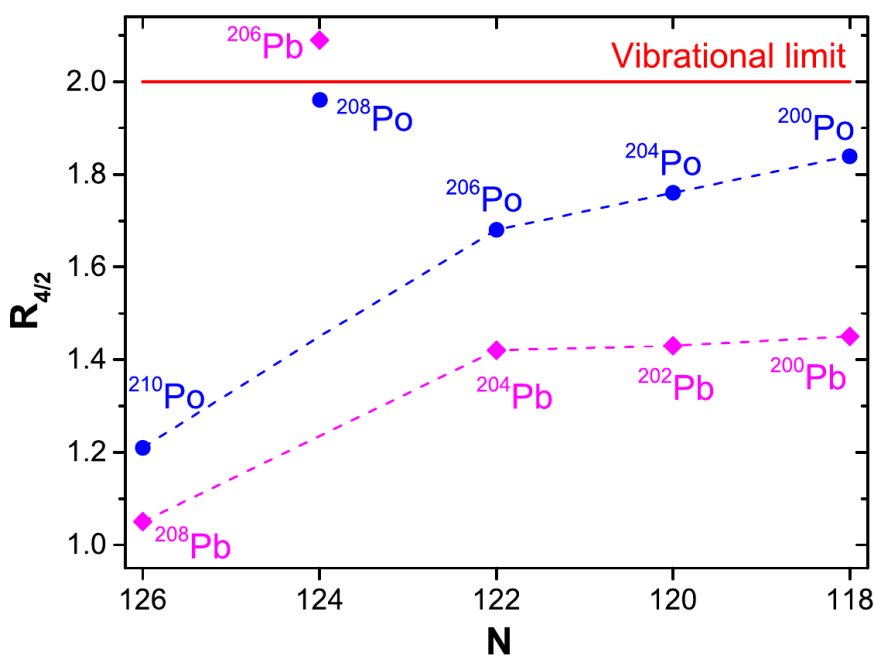
3.1.1 $^{204,206}\text{Po}$

Порждането и еволюцията на квадруполната колективност в четно-четните ядра 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

$R_{4/2} \equiv E_x(4_1^+)/E_x(2_1^+)$, и отношението на съответните вероятности за преход $B_{4/2} \equiv B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$. 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 [14]), което е поведение типично за ядрата от сениорити тип [5, 6, 7].

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}Po , тази стойност не е известна, но очевидно нараства от 1.84(28) W.u. в ядрото ^{210}Po [1] до 18_{-10}^{+14} W.u. в ядрото ^{206}Po [14]. 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}Po има колективен характер.

Точно обратното, еволюцията на отношението $R_{4/2}$, показано на Фиг.3.1 предполага различна интерпретация.



Фигура 3.1: 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}Po и ^{206}Pb) [23]

Очевидно е, че въпреки високата стойност на съотношението $R_{4/2}$ за ядрото ^{208}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 ^{204}Po и ^{206}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 е изобразено на Фиг.3.1. 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 ^{204}Po и ^{206}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}Po и ^{204}Po . За ядрото ^{206}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 2.1, и стойността на вероятността за преход първото възбудено състояние до основно състояние $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 1330_{-800}^{+1000} e^2 \text{fm}^4$ докладвана в [14]. Въпреки голямата неопределеност, това е доста малка стойност. Толкова малки стойности на отношението $B_{4/2}$ са рядко наблюдавани [31, 32, 33, 34]). В ядра, близки до запълнени слоеве, такива малки стойности на съотношението $B_{4/2}$ обикновено се интерпретират като сениорити доминирани структури [35, 12, 6]. Сравнение между стойностите на отношението $B_{4/2}$ за ядрото ^{206}Po с тези в ядрата ^{210}Po ($B_{4/2} = 2.43(39)$) [1] и ^{204}Pb ($B_{4/2} = 8.1(2)10^{-4}$) [36] подсказва, че структурата на първото и второто възбудени състояния 2_1^+ и 4_1^+ в ядрото ^{206}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}Po и ^{204}Pb , съответно.

Потвърждение на изказаната по-горе хипотеза може да се открие във факта, че Ферми нивата за протони и неутрони в ядрото ^{206}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 [37]. Поради това разделяне, протонните и неутронните възбуждания в ядрото ^{206}Po могат да се считат за относително независими едни от други. Възбудените състояния в ядрото ^{206}Po може да се разглеждат като смес от възбуждания на протони и неутрони, чиито свойства се определят от възбудените ираст състояния в ядрата ^{210}Po и ^{204}Pb , съответно. Тъй като структурата на ираст състоянията в ядрата ^{210}Po и ^{204}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}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}Po и ^{204}Pb включва повече конфигурации. Особено в случая на ядрото ^{204}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 слоевия модел, които са извън обхвата на настоящата работа. Тук, с цел да се получи качествено разбиране на новите експериментални данни получени за ядрото ^{206}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}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^+ и 4^+ . 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^+ и 8^+ в ядрото ^{206}Po са доминирани от $\pi(h_{9/2})^2$ конфигурацията, подобно на тези в ядрото ^{210}Po .

Таблица 3.1: Налични магнитни моменти на състоянията с ъглов момент и четност 6_1^+ и 8_1^+ в четно-четните полониеви изотопи с брой неутрони $N \leq 126$. Данните са взети от [38]

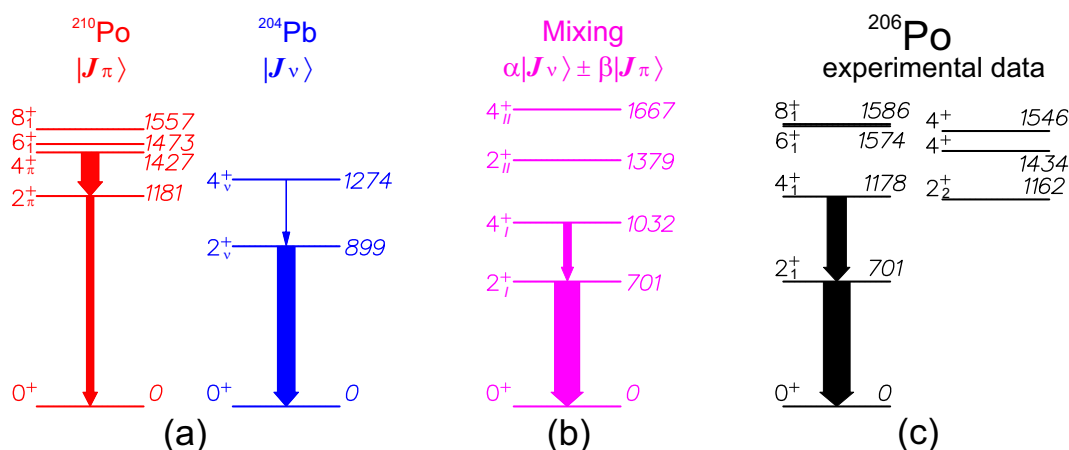
Ядро	^{210}Po	^{208}Po	^{206}Po	^{204}Po	^{202}Po	^{200}Po
$\mu(8_1^+) (\mu_N)$	+7.35(5)	+7.37(5)	+7.34(7)	+7.38(10)	7.45(12)	+7.44(16)
$\mu(6_1^+) (\mu_N)$	5.48(5)	+5.3(6)	–	–	–	–

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 3.1. 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 [17, 39]. Фактът, че магнитните моменти на състоянията със спин и четност 6_1^+ в ядрата ^{210}Po и ^{208}Po са идентични, показано в Таблица 3.1, 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 3.2. Наличните данни за ядрата ^{210}Po и ^{204}Pb са обобщени в Таблица 3.2 и са представени на фигура 3.2(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. 3.2(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}Po , е направено заключението, че ефективното протон-неутрон остатъчно взаимодействие, което причинява смесване, има стойност $V_{mix} = 308$ keV. Амплитудите на смесване за $2_{I,II}^+$ състоянията и вероятностите за преход $B(E2; 2_I^+ \rightarrow 0^+)$ са също изчислени (виж Таблица 3.3). 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 $4_{\pi(\nu)}^+$.

Резултатите от изчисленията по модела на смесване за ядрото ^{206}Po са обобщени в Таблица 3.3, където е направено сравнение с експерименталните данни. Също, тези резултати са представени на Фиг. 3.2 (b) и (c).

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}Po , които са извън ивица. 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}Po невъзможно. При смесените 2_I^+ и 4_I^+ състояния, случаят е малко различен. И двете състояния са неутронно-доминирани, въпреки че при 2_I^+ е по-изразено (виж Таблица 3.2). Състоянието 4_I^+ е само с 146 keV по-ниско от първото 4_1^+ състояние в ядрото ^{206}Po .



Фигура 3.2: Сценарий на смесване за ядрото ^{206}Po . Панел (a) показва чистите протонни (в червено) и неутронни (в синьо) възбуждания в ядрото ^{206}Po , които се приема, че съответстват на възбудените състояния в ядрата ^{210}Po и ^{204}Pb , съответно. Панел (b) показва резултата от смесването на техните състояния (в пурпурно) в сравнение с експериментално получените данни за ядрото ^{206}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}Po (най-дясната схема), където дебелината на стрелката представлява долната граница на силата на преход [23]

Таблица 3.2: 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

$^{210}\text{Po}^a$				$^{204}\text{Pb}^b$				$^{202}\text{Pb}^c$			
J_i^π	E_x (keV)	J_f^π	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ($e^2\text{fm}^4$)	J_i^π	E_x (keV)	J_f^π	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ($e^2\text{fm}^4$)	J_i^π	E_x (keV)	J_f^π	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ($e^2\text{fm}^4$)
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)								

^aДанните са взети от [1].

^bДанните са взети от [36].

^cДанните са взети от [40].

Таблица 3.3: Резултати от изчисленията по модела на смесване за ядрото ^{206}Po сравнени с експерименталните данни. Изчисленията за смесването са извършени, като се използват за входни данни, данни от Таблица 3.2 също и стойността $V_{mix} = 308 \text{ keV}$

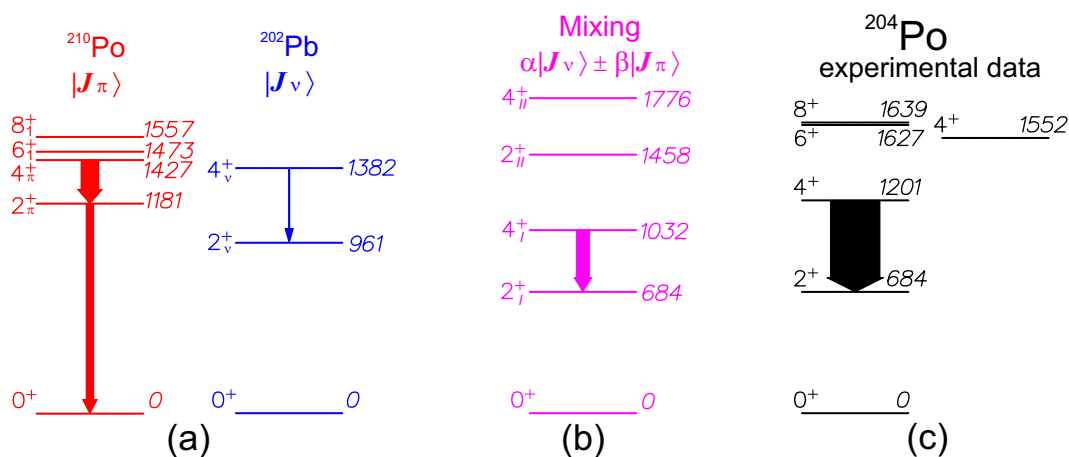
Резултати от изчисленията за смесване						Експериментални данни			
J_i^π	$E_{x,mix}$ (keV)	α (неутрони)	β (протони)	J_f^π	$B_{mix}(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ($e^2\text{fm}^4$)	J_i^π	$E_{x,exp}$ (keV)	J_f^π	$B_{exp}(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ($e^2\text{fm}^4$)
2_1^+	701	0.71	0.29	0^+	469(21)	2_1^+	701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

^aОт [14].

^bОт настоящата работа.

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}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}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 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}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. Това е описано в подраздел 3.1.1) и е в съответствие с експериментално определеното съотношение $B_{4/2} = 0.28_{-0.13}^{+0.48}$.

Приложихме същия подход при изчисленията на смесване за ядрото ^{204}Po . Този сценарий на смесване е изобразен на Фиг.3.3 и резултатите от тези сметки са обобщени в Таблица 3.4. В този случай свойствата на чистите неутронни възбуждания в ядрото ^{204}Po са апроксимирани със свойствата на ираст състоянията в ядрото ^{202}Pb , както е показано на Фиг. 3.2(а) и Таблица 3.2). За тях се приема, че са предимно определени от сениорити $\nu = 2$ конфигурацията $\nu(f_{5/2})^{-2}$. Подобно на случая на ядрото ^{206}Po , за свойствата на чистите протонни възбуждания в ядрото ^{204}Po се приема че са определени от свойствата на ираст състоянията в ядрото ^{210}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



Фигура 3.3: Сценарий на смесване за ядрото ^{204}Po . Панел (a) показва чистите протонни (в червено) и неутронни (в синьо) възбуждания в ядрото ^{204}Po които се приема, че съответстват на възбудените състояния в ядрата ^{210}Po и ^{202}Pb , съответно. Панел (b) показва резултатите от смесването на техните състояния (в лилаво) в сравнение с експерименталните данни за ядрото ^{204}Po , показани на панел (c). Дебелините на стрелките са пропорционални на силата на $E2$ преход [23]

енергията на 2^+_{I} състоянието в ядрото ^{204}Po води до матричен елемент на смесване, който има стойност $V_{mix} = 371$ keV. Тъй като информацията за нисколежащите 2^+ и 4^+ състояния в ядрото ^{204}Po е по-оскъдна от тази за ядрото ^{206}Po (виж Фигура 3.3(c)) присвояването на смесените състояния 2^+_{II} и 4^+_{II} към кое да е експериментално известно състояние в ядрото ^{204}Po е също невъзможно (виж Таблица 3.4). Смесеното състояние 2^+_{I} е неутронно доминирано, но по-слабо изразено отколкото това в случая на ядрото ^{206}Po . Липсата на експериментална стойност за вероятността за преход $B(E2; 2^+_{\text{I}} \rightarrow 0^+_{\text{I}})$ и невъзможността да се изчисли стойността на вероятността за преход на смесване $B_{mix}(E2; 2^+_{\text{I}} \rightarrow 0^+_{\text{II}})$, не позволяват последваща информация за структурата на 2^+_{I} състоянието в ядрото ^{204}Po .

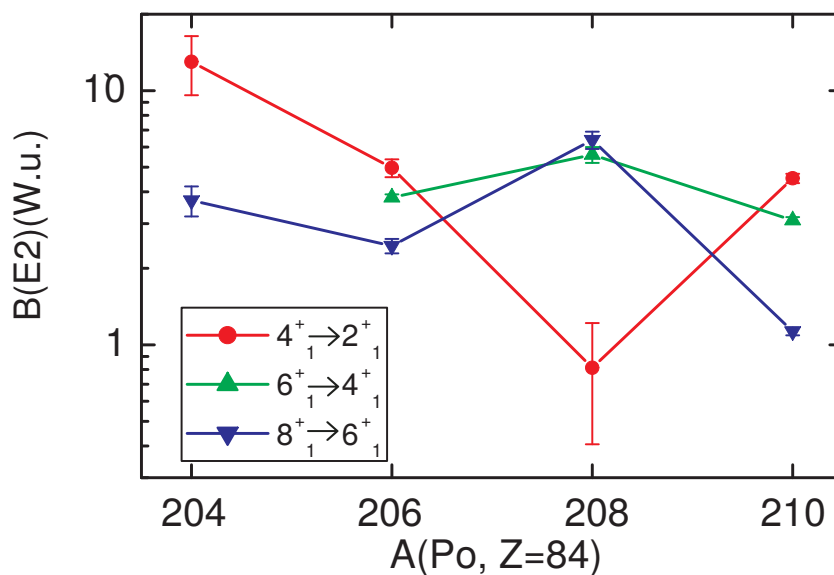
Таблица 3.4: Резултати от извършени сметки за смесване на състояния в ядрото ^{204}Po , сравнени с експерименталните данни. Сметките за смесване на състоянията са извършени като се използват за входни данни, данните от Таблица 3.2, също и стойността $V_{mix} = 371$ keV

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

^aОт настоящата работа.

Смесеното състояние 4_1^+ се появява с 169 keV по-ниско от 4_1^+ състоянието в ядрото ^{204}Po (виж Фиг. 3.3(b) и (c)). 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. 3.3(b) и (c) и Таблица 3.4). Сходството между изчисленията на смесване и експерименталните данни се влошава от ядрото ^{206}Po до ядрото ^{204}Po . Въпреки, че стойността на вероятността за преход $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ в ядрото ^{202}Pb е с фактор от 100 по-голяма от тази в ядрото ^{204}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}Po става все по-малко доминиращ. Следователно, структурата на възбудените ираст състояния в ядрото ^{204}Po , или поне на 4_1^+ състоянието, са доминирани от колективни възбуждания.

3.1.2 ^{208}Po



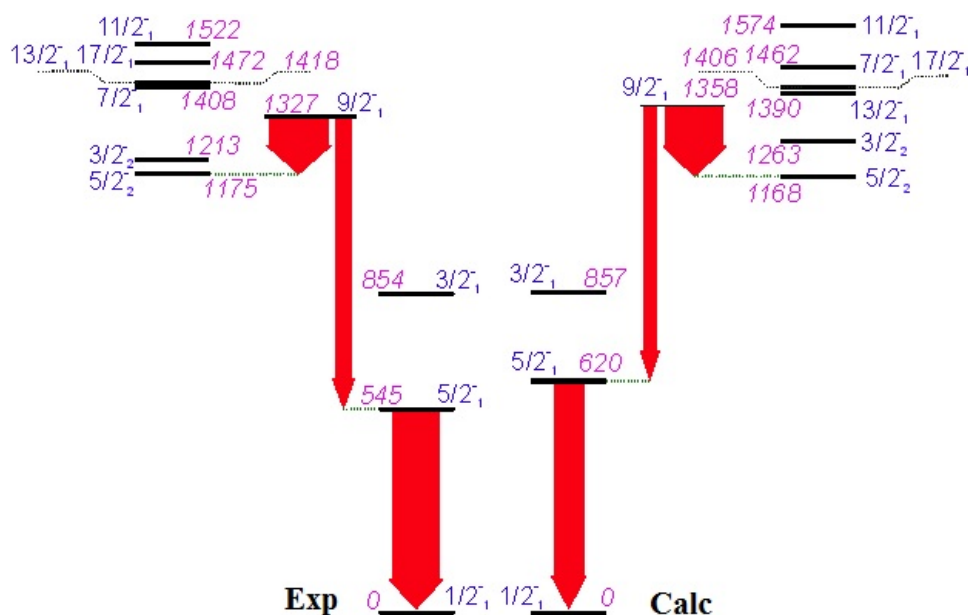
Фигура 3.4: Еволюция на приведените вероятности за преход на сениорити-запазващите преходи в полониевите изотопи като функция на масовото число [28]

На Фиг.3.4 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 сениорити схемата [35] и Фиг.1.2, 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}Po и ^{206}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.

3.1.3 ^{209}Po

На фиг.3.5, експерименталните енергетични нива (от ляво) са сравнени с енергетичните нива, получени след извършените в рамките на слоестия модел изчисления за ядрото ^{209}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.



Фигура 3.5: Сравнение между експерименталните енергии на нивата и енергиите, които са получени след изчисления по слоестия модел

В Таблица 3.5 са представени експерименталните данни за ядрото ^{209}Po , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и вероятности за преход за тези състояния.

Таблица 3.5: Експериментални данни за нисколежащите нечетни състояния в ядрото ^{209}Po , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и вероятности за преход за тези състояния

J_i^π	E_x (keV)		$B(\sigma, L; J_i \rightarrow J_f)(E2(e^2 fm^4), M1(\mu_N^2))$		
	Expt	SM	J_f^π	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	$13/2_1^-$	$B(M1) = 0.013(3)$	$B(M1) = 0.016$
			$7/2_1^-$	$B(E2) = 902(277)$	$B(E2) = 296$
			$9/2_1^-$	$B(M1) = 0.017(4)$	$B(M1) = 0.015$
				$B(E2) = 1042_{-782}^{+916}$	$B(E2) = 5.1$

Експерименталните и изчислените 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 изчисленията с около 35%. По подобен начин $B(E2; 13/2_1^- \rightarrow 9/2_1^-)$ също е понижена в изчисленията с около 15%, докато изчислените вероятности за преход $B(E2)$, 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 $B(E2)$ 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 $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$ 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 $B(E2; 9/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-)$ 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 3.6.

Таблица 3.6: Експериментални данни за енергиите и електромагнитните моменти на нечетни състояния в ядрото ^{209}Po , сравнени с изчислените според слоестия модел енергии и моменти

J_i^π	$E_x(\text{keV})$		ЕМ моменти			
	Expt	SM	$Q_{\text{expt}}(\text{efm}^2)$	$Q_{\text{SM}}(\text{efm}^2)$	$\mu_{\text{expt}}(\mu_N)$	$\mu_{\text{SM}}(\mu_N)$
$5/2_1^-$	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}Po и ^{210}Po (виж Таблица II в [23]). 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}Po при изчисления в рамките на слоестия модел. За тази цел сме изчислили спектроскопичните фактори [27] за пренос на един неутрон, водещ от ядрото ^{209}Po до ядрото ^{210}Po . Резултатите от сметките са представени в Таблица 3.7. Спектроскопичните фактори показват, че всички изчислени нисколежащи нечетни състояния в ядрото ^{209}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}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}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}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}Po е в съответствие с интерпретацията, предложена в [18]. В този случай, както е предложено в [18] и [41], 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 $\pi(2^+)_2 \otimes \nu(3p_{1/2})^{-1}$ в структурата на състоянието със спин и четност $5/2_1^-$.

Таблица 3.7: Изчислени нормирани спектроскопични фактори, при които се получава ядрото ^{209}Po при сдвояване на една неутронна дупка с ираст състоянията в ядрото ^{210}Po

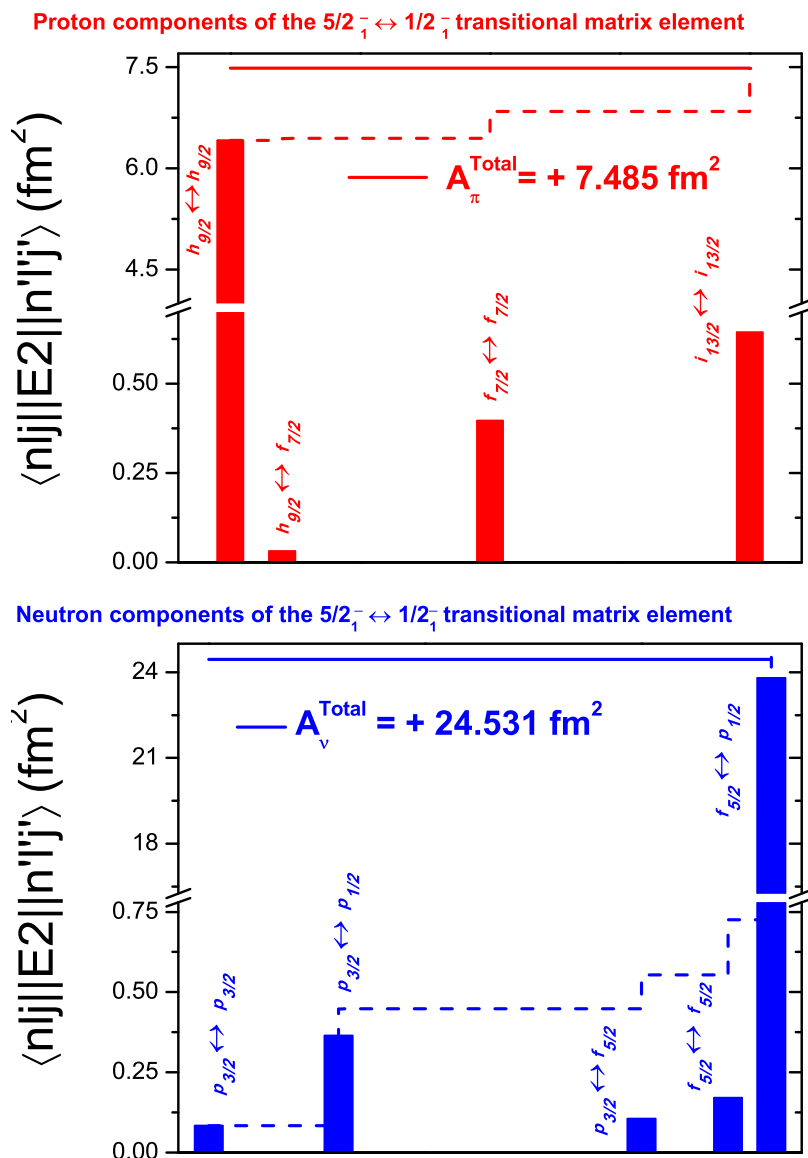
J^π в ^{209}Po	$E(\pi)(\text{keV})$ в ^{209}Po	Неутронна SP конфигурация	J^π в ^{210}Po	$E(\pi)(\text{keV})$ в ^{210}Po	C^2S
$1/2_1^-$	0	$3p_{1/2}$	0_1^+	0	0.974
$5/2_1^-$	620	$2f_{5/2}$	0_1^+	0	0.920
		$3p_{1/2}$	2_1^+	1218	0.048
		$2f_{5/2}$	2_1^+	1218	0.022
$3/2_1^-$	857	$3p_{3/2}$	0_1^+	0	0.814
		$3p_{1/2}$	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. 3.6. 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}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}Po , са правилно възпроизведени от модела. Протонните 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:

$$\begin{aligned}
|1/2_1^-\rangle = & 73.24\% \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + 9.48\% \pi(2f_{5/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + \\
& 14.74\% \pi(1i_{13/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + 1.03\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1} + \\
& 1.11\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + \dots
\end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
|5/2_1^-\rangle = & 70.64\% \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 7.99\% \pi(2f_{5/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + \\
& 13.63\% \pi(1i_{13/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 4.61\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + \\
& 2.02\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + \dots
\end{aligned} \tag{3.2}$$

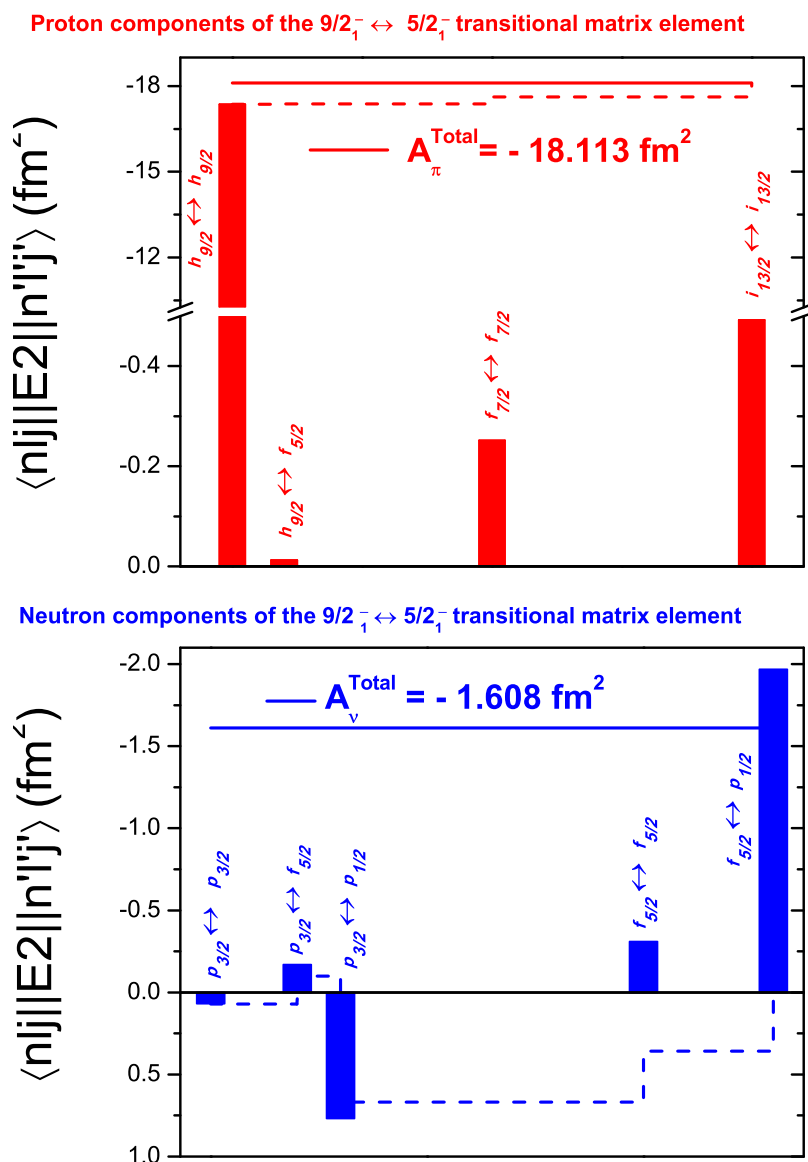
Основният принос на неутронната компонента идва от прехода $\pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$, докато приносът на протонната компонента е определен главно от преходите $\pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} \rightarrow \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1}$ 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 3.6: 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.3.7 и са обяснени в текста по-долу.

$$\begin{aligned}
 |9/2^-_1 \rangle = & 9.97\% \pi (1h_{9/2})^2_2 \otimes \nu (2f_{5/2})^{-1}_{5/2} + 86.05\% \pi (1h_{9/2})^2_4 \otimes \nu (3p_{1/2})^{-1}_{1/2} + \\
 & 1.07\% \pi (1h_{9/2})^2_4 \otimes \nu (3p_{3/2})^{-1}_{3/2} + 1.60\% \pi (1h_{9/2})^2_6 \otimes \nu (3p_{3/2})^{-1}_{3/2}
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$



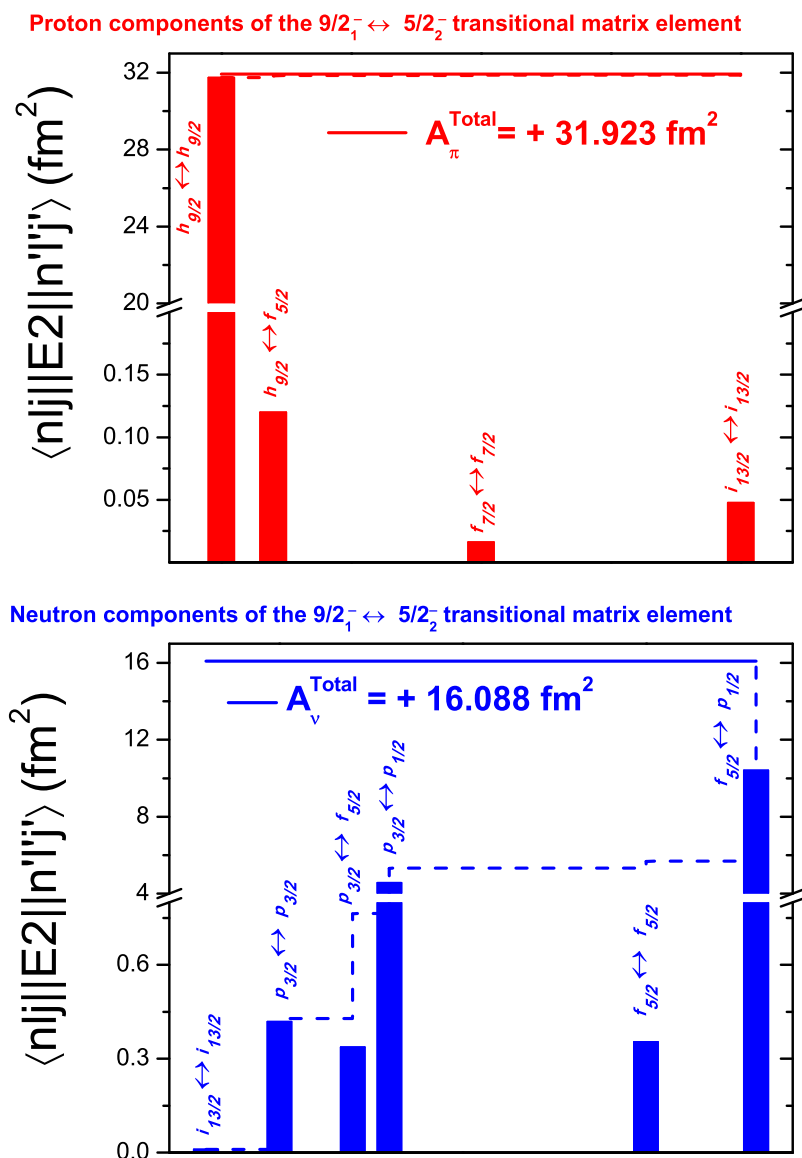
Фигура 3.7: Протонна и неутронна компонента на матричния елемент $\langle 9/2_1^- | E2 | 5/2_1^- \rangle$

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.3.8 и е обяснено в текста по-долу.

$$|5/2_2^-\rangle = 3.43\% \pi(1h_{9/2})_0^2 \otimes \nu(2f_{5/2})_{5/2}^{-1} + 88.20\% \pi(1h_{9/2})_2^2 \otimes \nu(3p_{1/2})_{1/2}^{-1} + 3.65\% \pi(1h_{9/2})_4^2 \otimes \nu(3p_{3/2})_{3/2}^{-1} \quad (3.4)$$

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}Po е сравнима по сила, но по-малка от вероятността за преход $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ в ядрото ^{210}Po ($329(89) e^2 fm^4$ vs. $335(14) e^2 fm^4$).



Фигура 3.8: Протонна и неутронна компонента на матричния елемент $\langle 9/2_1^- | E2 | 5/2_2^- \rangle$

Резултатите от изчисленията според слоестия 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}Po са в съответствие с експерименталните данни. Несъответствието между изчислените и експерименталните стойности за вероятността за преход $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$ се дължи на протонната част 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 $B(E2; 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$, която да е в съответствие с експерименталните резултати. Наличните свойства на всички нечетни състояния в ядрото ^{209}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}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}Po не предизвиква допълнителна колективност в ниско лежащите нечетни състояния в ядрото ^{209}Po . Което е индикация, че преходът от едночастичен към колективен режим, за ниско-спиновите състояния в полониевите ядра с неутронен брой $124 \leq N < 125$, се случва при неутронен брой $N \leq 125$.

Глава 4

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}Po , ^{206}Po и ^{209}Po , бяха заселени чрез реакции на сливане с изпарение, а ядрото ^{208}Po беше заселено в реакция на α -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}Po , ^{206}Po и ^{208}Po имат едночастичен характер, а 4_1^+ състоянието в трите ядра има колективен характер. В допълнение, ираст състоянията в двете ядра ^{204}Po и ^{206}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}Po са много добре възпроизведени от теорията, докато съгласието за електромагнитните свойства е по-малко задоволително. Беше доказано твърдението, че нечетните състояния в ядрото ^{209}Po са доминирани от сдвояване на неутронната дупка с някое от ираст състоянията в ядрото ^{210}Po , което предполага, че отстраняването на един неутрон от ядрото ^{210}Po не предизвиква никаква допълнителна квадруполна колективност в ядрото ^{209}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}Po и ^{206}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}Po , ^{206}Po , ^{208}Po и ^{209}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 четните състояния в ядрото ^{209}Po се определя от сдвояването на неутронната дупка в това ядро до някое от ираст състоянията в ядрото ^{210}Po ;
- Отстраняването на един неутрон от ядрото ^{210}Po не предизвиква никаква допълнителна квадруполна колективност в ядрото ^{209}Po ;
- Прехода от едночастичност към колективност има рзлично 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. Beekers, 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}Po and ^{204}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}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}At and their implications for the nuclear structure above ^{208}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}Po and ^{206}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}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 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 постдокто-ранти" *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] Maria Goeppert Mayer, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
- [4] O. Haxel; J. H. D. Jensen; H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949)
- [5] Igal Talmi, Nucl. Phys. A172, 1 (1971).
- [6] I. Talmi, Simple Models of Complex Nuclei (Harwood Academic Press, Switzerland, 1993).
- [7] A. de Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York, 1963).
- [8] J.J. Ressler, C.W. Beausang et al. , Phys. Rev. C **69**, 034331 (2004).
- [9] R. F. Casten, Phys. Lett. 152B, 145 (1985).
- [10] H. Mach, A. Korgul et al., Phys. Rev. C **95**, 014313, (2017).
- [11] D. Kocheva, Dissertation for acquiring the Doctor of Philosophy Degree in Physics, University of Sofia St. Kliment Ohridski (2018)
- [12] J.J. Ressler, R. F. Casten et al., Phys. Rev. C **69**, 034317 (2004) and the references therein.
- [13] K. Heyde, J. Jolie et al., Nucl. Phys. A **466**, 189 (1987).
- [14] T. Grahm, J. Pakarinen et al. , Eur. Phys. J. A **52**, 340 (2016).
- [15] A.M. Baxter, A.P. Byrne et al., Nucl. Phys. A **515**, 493 (1990).
- [16] U. Hagemann, W. Neubert, W.Schulze Nucl. Phys. **175**, 428 (1971).
- [17] O.Häusser, T.K. Alexander et al., Nucl. Phys. A **273**, 253 (1976).
- [18] M. Alpsten et al., Phys. Scr. **4**, 137 (1971)
- [19] G. Nicolescu, E. A. Ivanov, and D. Plostinaru, Phys. Rev. C **79** , 044314 (2009).
- [20] J.-M. Régis, N. Saed-Samii et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **823**, 72 (2016).
- [21] Desislava Kalaydjieva, master thesis, March 2020, unpublished
- [22] M. Alpsten et al., Phys. Scr. **4**, 137 (1971).
- [23] M. Stoyanova, G. Rainovski et al., Phys.Rev. C **100**, 064304 (2019)
- [24] J.-M. Régis, N. Saed-Samii et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **622**, 281-287 (2010).

-
- [25] M. Stoyanova, G. Rainovski et al., Eur. Phys. J. Web of conferences **194**, 03002 (2018)
- [26] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, <https://www.nndc.bnl.gov/chart> .
- [27] T. Kibédi, T.W. Burrows et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A589, 202-229 (2008).
- [28] M. Stoyanova, G. Rainovski et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1555**, 012019 (2020)
- [29] M.J.Martin, Nucl. Data Sheets **108**, 1583 (2007).
- [30] V. Karayonchev, M. Stoyanova et al., Phys. Rev. C, 2020, manuscript ID **CW10688**, submitted
- [31] R.B. Cakirli, R.F. Casten, J. Jolie, and N. Warr, Phys. Rev. C **70**, 047302 (2004).
- [32] T. Grahn, S. Stolze et al., Phys. Rev. C **94**, 044327 (2016).
- [33] B. Sayg, D.T. Joss et al., Phys. Rev. C **96**, 021301 (2017).
- [34] B. Cederwall, M. Doncel et al., Phys. Rev. Lett. **121**, 022502 (2018).
- [35] R. F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective (Oxford University Press, New York, 2000).
- [36] C.J. Chiara and F.G. Kondev, Nuclear Data Sheets **111**, 141 (2010).
- [37] E.K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C **43**, 602 (1991).
- [38] N.J. Stone, At. Data Nucl. Data Tables **90**, 75 (2005).
- [39] N. Bräuer, A. Goldmann et al., Nucl. Phys. A **206**, 452 (1973).
- [40] S. Zhu and F. G. Kondev, Nuclear Data Sheets **109**, 699 (2008).
- [41] W. Baldridge, N. Freed, and J. Gibbons, Phys. Lett. **36B**, 179 (1971)