



**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ  
im. Henryka Niewodniczańskiego  
POLSKIEJ AKADEMII NAUK**

---

**ROZPRAWA DOKTORSKA**

**Badanie wysokospinowych stanów z seniority  $\nu > 2,3$   
w neutrononadmiarowych izotopach Sn produkowanych w  
reakcjach fuzja–rozszczerzenie**

Łukasz W. Iskra

Rozprawa doktorska przygotowana pod kierunkiem:  
prof. dr hab. Rafał Broda

Kraków 2014



## Abstract:

Excited states above the seniority  $\nu = 2$  isomers have been investigated in even neutron-rich  $^{118-128}\text{Sn}$  isotopes produced by fusion-fission of 6.9 MeV/A  $^{48}\text{Ca}$  beams with  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{238}\text{U}$  targets and by fission of a  $^{238}\text{U}$  target initiated by 6.7 MeV/A  $^{64}\text{Ni}$  beam. Level schemes up to excitation energies in excess of 8 MeV have been established based on multifold  $\gamma$ -ray coincidence relationships measured with the Gammasphere array. Isotopic identification of crucial transitions was achieved through a number of techniques. In the data analysis, the delayed gamma coincidence technique was used to establish high-spin state structures in the Sn isotopes with isomeric half-lives below few sec. For cases with long-lived isomeric states, the gamma cross-coincidence method was employed to identify such structures. This required a more detailed knowledge of the fusion-fission process in order to establish which of the complementary fragments accompanying a specific Sn isotope should be expected in the reaction exit channel. As a result of employed analysis methods the seniority  $\nu = 4$ ,  $15^-$ , and  $13^-$  isomers were observed and their half-lives determined. These long-lived states in turn served as steppingstones to delineate the isomeric decays and to locate higher-lying states with good sensitivity. As the observed isomeric decays feed down to  $10^+$  and  $7^-$  isomers, firm spin parity assignments could be proposed for most of the seniority  $\nu = 4$  states. Higher-lying, seniority  $\nu = 6$  levels were assigned tentatively on the basis of the observed deexcitation paths as well as of general yrast population arguments. Shell-model calculations were carried out down to  $^{122}\text{Sn}$  in the  $g_{7/2}$ ,  $d_{5/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $s_{1/2}$ , and  $h_{11/2}$  model space of neutron holes with respect to a  $^{132}\text{Sn}$  core. Effective two-body interactions were adjusted such that satisfactory agreement with data was achieved for  $^{130}\text{Sn}$ . The results reproduce the experimental level energies and spin-parity assignments rather well. The intrinsic structure of the states is discussed on the basis of the calculated wave functions which, in many instances, point to complex configurations. In a few cases, the proposed assignments lead to unresolved issues. The smooth, systematic decrease of the level energies with mass  $A$  is accompanied by the similarly regular behavior with  $A$  of the reduced transition probabilities extracted from the isomeric half-lives. This  $A$  dependence is discussed for the  $E1$  and  $E2$  transitions in the decay of the seniority  $\nu = 4$  isomers and is compared to that determined in earlier work for the  $E2$  transition rates from the  $\nu = 2,3$  isomers.



# Spis treści

1. Wprowadzenie.....	7
2. Fizyka jądra atomowego .....	11
2.1. Siły jądrowe .....	11
2.2. Model powłokowy .....	12
2.3. Przejścia elektromagnetyczne i ich prawdopodobieństwo .....	16
3. Neutrononadmiarowe izotopy Sn – zarys obszaru i celu badań .....	19
3.1. Stan dotychczasowych badań wzbudzeń z seniority $\nu = 2$ i $3$ w izotonach $N = 82$ i izotopach $Z = 50$ .....	19
3.2. Kierunek planowanych badań stanów o wysokich spinach i energiach wzbudzenia ...	20
4. Procedury eksperymentalne .....	23
4.1. Charakterystyka zastosowanych do badań reakcji jądrowych.....	23
4.2. Wielolicznikowe układy detekcyjne .....	25
4.3. Opis przeprowadzonych eksperymentów .....	27
5. Techniki analizy danych.....	29
5.1. Metoda koincydencji opóźnionych .....	29
5.2. Metoda koincydencji krzyżowych .....	31
6. Produkcja izotopów Sn i analiza reakcji rozszczepienia, w których powstają. Określenie liczby wyparowanych neutronów w wykorzystanych reakcjach .....	35
6.1. Populacja wybranych izotopów w przeprowadzonych eksperymentach.....	35
6.2. Rozkłady wyparowanych neutronów w reakcjach $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ oraz $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ .....	40
7. Badanie neutrononadmiarowych izotopów cyny .....	47
7.1. Identyfikacja wysokospinowych stanów w parzystych izotopach $^{118-128}\text{Sn}$ .....	47
7.2. Pomiar czasów połowicznego rozpadu stanów izomerycznych .....	71
8. Obliczenia modelu powłokowego.....	75
8.1. Metoda przeprowadzonych obliczeń .....	75
8.2. Porównanie rezultatów doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi.....	76
9. Dyskusja.....	85
10. Podsumowanie .....	91
Podziękowania.....	95
Bibliografia .....	97

---

## ***1. Wprowadzenie***

---

W roku 1894, amerykański noblista Albert Michelson pisał: „Wszystkie najważniejsze fundamentalne prawa i fakty w fizyce zostały już odkryte i tak dobrze ustalone, iż jest znikome prawdopodobieństwo, że zostaną one uzupełnione w wyniku nowych odkryć”. Paradoksalnie, tą datę można przyjąć za początek „rewolucji naukowej”, której rezultatem jest powstanie zupełnie nowych dziedzin fizyki takich jak mechanika relatywistyczna, mechanika kwantowa czy też fizyka jądrowa.

Już w 1911 roku, Ernest Rutherford uderzając cząstkami  $\alpha$  w folie złota dowiódł istnienia jądra atomowego. Obserwacja kątów rozpraszania przyniosła konkluzję, że niemal cała masa atomu skupiona jest w jego niewielkim rdzeniu. Kolejnym ważnym spostrzeżeniem było dodatnie naładowanie jądra, podczas gdy cały atom pozostawał elektrycznie obojętny. Ładunek ten, nadawały jądru protony wchodzące w jego skład. Lecz fakt stabilności jądra, jak i jego masa, zostawały zagadką. Sytuacja ta zmieniła się dzięki serii prac prowadzonych przez Jamesa Chadwicka, który wykazał, że brakującą masę stanowią elektrycznie obojętne cząstki, nazwane neutronami. Odkrycie to zainspirowało japońskiego fizyka Hidekiego Yukawę do wprowadzenia nowego typu oddziaływania fundamentalnego, które przewyższając odpychanie kulombowskie wiąże protony i neutrony w stabilnym jądrze. Ponadto, dalsze badania wykazały, że możliwa jest również przemiana protonu w neutron i odwrotnie, przy emisji promieniowania beta. Za to zjawisko odpowiedzialny jest kolejny typ oddziaływania podstawowego, nazwanego oddziaływaniem słabym. Tak, więc w jądrze atomowym manifestują swoje istnienie trzy fundamentalne siły, co sprawia, że jego badanie stanowi bogate źródło informacji na temat ich charakteru i właściwości. Badania takie są możliwe głównie dzięki detekcji, emitowanych przez wzbudzone jądro, promieni gamma.

Napływające dane eksperymentalne, pozwoliły na sformułowanie ogólnych modeli opisujących „zachowanie” się jądra atomowego w określonych warunkach. Kolejne modele jądrowe, takie jak model kroplowy czy model gazu Fermiego były coraz lepszymi przybliżeniami i coraz lepiej pasowały do danych doświadczalnych. Dzisiaj, jako obowiązujący i dobrze zgadzający się z obserwacjami uważa się model powłokowy. Opiera się on na założeniu, że nukleony w jądrze układają się na ściśle określonych orbitach. Nie wystarcza to jednak do pełnego opisu struktury jąder atomowych, szczególnie w obszarach oddalonych od ścieżki stabilności. Rozwój modelu powłokowego, jego modyfikacja i weryfikacja przez porównanie z wynikami eksperymentów od wielu lat stanowią wyzwanie w fizyce jądrowej. Coraz bardziej wyrafinowane pomiary sięgające do wysokospinowych poziomów yrastowych, (stanów o najniższej energii wzbudzenia przy zadanym spinie) dla jąder, w których możliwa jest obserwacja zmieniającej się struktury przy rozerwaniu kilku par

nukleonów i sprzężeniu ich do maksymalnych spinów, dostarczają bogatego materiału doświadczalnego stymulującego wysiłki związane z teoretycznymi obliczeniami. Pomimo tego, że przez ostatnie dziesiątki lat uzyskano wiele danych eksperymentalnych dotyczących struktury i właściwości jądra atomowego, są takie obszary jąder, w których wciąż jeszcze informacje eksperymentalne są bardzo skąpe. Pod tym względem wyróżniają się jądra neutronadmiarowe, których nie można produkować w reakcjach syntezy ciężkich jonów standardowo używanych w spektroskopii jądrowej. Dlatego też, dotarcie z badaniami do wysokospinowych stanów wzbudzonych w takich jądrach wymaga zastosowania innych, bardziej skomplikowanych procesów.

Przełomem, otwierającym drogę do spektroskopowych badań neutronadmiarowych izotopów było wykorzystanie głęboko nieelastycznych zderzeń ciężkich jonów przy użyciu metody rozwiniętej przez grupę z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN [Bro06]. W reakcjach tych, następuje ukierunkowany przekaz nukleonów pomiędzy jądrami wiązki i tarczy podczas chwilowego kontaktu w momencie zderzenia. Tendencja do wyrównywania się stosunku liczby neutronów i protonów uprzywilejowuje tworzenie jąder neutronadmiarowych w kanale wyjściowym binarnej reakcji, które można identyfikować i badać metodami spektroskopowymi. Jeżeli w zderzeniach dwóch ciężkich jąder zachodzi pełna synteza jądrowa to utworzony kompleks jądrowy najczęściej rozszczepia się na dwa fragmenty o wysokiej energii wzbudzenia, związanej z wyparowaniem wielu neutronów. Także w takich procesach rozszczepienia powstają na ogół neutronadmiarowe jądra, które wcześniej nie były dostępne w standardowych reakcjach fuzji, powszechnie używanych w badaniach spektroskopowych.

W trwającej kilka lat serii eksperymentów wykorzystujących reakcje głęboko nieelastyczne, zidentyfikowano stany izomeryczne o spinach  $10^+$  i  $27/2^-$  [Bro92, Zha00, May94] we wszystkich neutronadmiarowych izotopach Sn. Struktura tych stanów jest bardzo dobrze wyjaśniona w oparciu o prosty model powłokowy, jako sprzężenie dwóch neutronów na orbitalu  $h_{11/2}$  w parzystych, i trzech w nieparzystych, izotopach. Zmierzone czasy połowicznego rozpadu izomerów w kolejnych coraz cięższych izotopach Sn ujawniły niezwykle regularność zmiany wartości zredukowanych prawdopodobieństw izomerycznych przejść  $E2$ , w spektakularny sposób potwierdzając interpretację w ramach modelu powłokowego. Taki stan wiedzy utrzymywał się od wczesnych lat dziewięćdziesiątych i stawiał pytanie czy można badania izotopów Sn rozszerzyć do wyższych wartości spinów i wyższych energii wzbudzenia, by weryfikować znacznie bardziej złożone aspekty modelu powłokowego w tym obszarze.

Odpowiedź na to pytanie była zasadniczym celem badań opisanych w niniejszej rozprawie, w której przedstawiono wyniki dotyczące wysokospinowych wzbudzeń dla sześciu parzystych izotopów Sn w zakresie liczb masowych od  $A = 118$  do  $A = 128$ . Okazało się, że

przy dzisiejszych narzędziach spektroskopii jądrowej, w pomiarach przeprowadzonych przy użyciu wielodetektorowych układów, uzyskuje się wysokiej jakości dane koincydencji gamma, które umożliwiły znaczne rozszerzenie wcześniejszych badań. Uzyskanie informacji eksperymentalnej o strukturze wysokospinowych poziomów w neutrononadmiarowych izotopach Sn stanowi bardzo atrakcyjny temat w spektroskopii jądrowej, dlatego nie były zaskoczeniem równolegle prowadzone prace przez konkurencyjne grupy, których wyniki ukazały się w najnowszych publikacjach. Niedawno zidentyfikowano kilka przejść powyżej izomerów  $10^+$  w izotopach Sn [Fot11, Pie11] oraz bardziej kompletne struktury obejmujące również izotopy nieparzyste [Ast12]. Identyfikacje i generalnie wyniki uzyskane w niniejszym cyklu badań okazały się być znacznie szersze, szczegółowe i kompletne, przy czym są również potwierdzeniem wielu równolegle komunikowanych obserwacji i wyników konkurencyjnych grup, które uzyskane były w całkowicie niezależnych eksperymentach i analizach.

Do identyfikacji i pełnej analizy stanów o wyższych wartościach seniority, określającej liczbę rozerwanych par neutronów w kolejnych izotopach Sn, użyto danych zebranych w trzech eksperymentach przeprowadzonych w Argonne National Laboratory, USA, z wykorzystaniem złożonego systemu detekcyjnego Gammasphere [Lee90]. Oryginalnym celem przeprowadzonych eksperymentów było badanie jąder produkowanych w głęboko nieelastycznych zderzeniach ciężkich jonów, które ulokowane są w okolicy jąder tarczy i wiązki. Wymagało to użycia wiązek o energiach przekraczających o około 20–30% energię bariery kulombowskiej. W takich zderzeniach zachodzą także reakcje syntezy jądrowej i następujące po nich procesy rozszczepienia, których końcowym produktem są głównie neutrononadmiarowe jądra. Okazało się, że izotopy Sn z obszaru liczb masowych, który postawiono jako cel badań, są bardzo wydajnie produkowane w tych procesach rozszczepienia, a wstępna analiza wykazała, że końcowe jądra populowane są w obszarze wysokiej energii wzbudzenia i pożądaných dużych wartości spinów. Zastosowano również pulsowanie wiązki, które umożliwiło separację przypadków natychmiastowej i opóźnionej emisji kwantów gamma, a tym samym identyfikację i spektroskopową analizę stanów izomerycznych. Kolejnym ważnym punktem w projektowaniu eksperymentu było użycie grubej tarczy, w której wyprodukowane jądra ulegają zatrzymaniu w czasie rzędu 1 ps. Rejestrowane przez detektory kwanty gamma emitowane są, więc w większości ze spoczywających produktów, dzięki czemu udaje się uniknąć rozmycia Dopplera, które uniemożliwiałoby obserwację dyskretnych linii gamma. Jako wiązki użyto jąder  $^{48}\text{Ca}$ , którymi bombardowano tarczę  $^{238}\text{U}$  oraz  $^{208}\text{Pb}$ , trzecią reakcją był system  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ .

Identyfikacja stanów wzbudzonych powyżej izomerów  $10^+$  i  $27/2^-$  w izotopach Sn jest możliwa w oparciu o dwie techniki. Pierwszą z nich, jest wykonanie odpowiednich sortów danych umożliwiających optymalne wykorzystanie metody opóźnionych koincydencji. Czasowe opóźnienie obserwowane pomiędzy zarejestrowanymi kwantami gamma, pozwala



na ustalenie położenia konkretnych przejść w relacji do stanu izomerycznego. W konsekwencji, umożliwia to zidentyfikowanie przejść gamma i poziomów energetycznych położonych powyżej krótkożyciowych izomerów. Czas połowicznego rozpadu nieprzekraczający kilku mikrosekund dopuszcza zastosowanie tej prostej i skutecznej drogi identyfikacji. W przypadku długożyciowych stanów izomerycznych, a z takimi mamy do czynienia w kilku izotopach Sn z badanego obszaru, posłużono się techniką koincydencji krzyżowych. Metoda ta opiera się na określaniu koincydencji między dwoma jądrami będącymi komplementarnymi fragmentami powstającymi w reakcji rozszczepienia jądra złożonego.

Na podstawie dostępnych danych eksperymentalnych ustalono, że możliwa jest identyfikacja wielu nieznanymi wcześniej poziomów położonych powyżej izomerów  $10^+$  i  $27/2^-$ , odpowiednio w parzystych i nieparzystych izotopach Sn. Niemniej jednak rozległość uzyskanych wyników skłoniła do skupienia się w obecnej pracy wyłącznie na rezultatach obejmujących parzyste izotopy Sn z zakresu  $A = 118 - 128$ , pozostawiając ciekawe wyniki dotyczące izotopów nieparzystych do późniejszej kontynuacji badań. Warto zaznaczyć, że niezbędne w badaniach określenie wartości spinów i parzystości dla większości nowo zidentyfikowanych stanów z konieczności musiało być oparte na pośrednich argumentach wynikających z obserwowanych faktów, niemniej jednak dla wielu z nich są to oznaczenia jednoznaczne. Jest wreszcie kolejny ważny aspekt związany z opisem teoretycznym, który powinien wyjaśnić wszystkie obserwowane zjawiska. Ponieważ taki opis ma wciąż charakter rozwojowy, postęp w tej dziedzinie zachodzi równolegle do badań eksperymentalnych w naturalnym, silnym związku między teorią a doświadczeniem w fizyce jądrowej. W obecnej pracy starano się położyć szczególny nacisk na ten aspekt, obejmując zarówno eksperymentalne rozszerzenie aktualnego stanu wiedzy, jak i rozwój teorii mogącej w zadowalający sposób opisać obserwacje. Zastosowane przy tym techniki obliczeniowe, opierające się na przewidywaniach modelu powłokowego, pozwoliły na opis stanów energetycznych w izotopach znacznie oddalonych od podwójnie magicznego rdzenia.

Niniejsza praca jest przyczynkiem wpisującym się w szerokie badania jąder sferycznych, prowadzonych od wielu lat przez grupy fizyków na całym świecie. Coraz bogatsza wiedza o strukturze takich jąder pozwala rozwijać teoretyczne podejście oparte na modelu powłokowym a tym samym przybliżyć nas do zrozumienia zjawisk zachodzących w jądrze atomowym.

---

## ***2. Fizyka jądra atomowego***

---

### ***2.1. Siły jądrowe***

Podstawowym celem stawianym w fizyce jądra atomowego jest uzyskanie pełnego opisu jego struktury, pozwalającego na wyjaśnienie wszystkich właściwości. Jądro atomowe stanowi zamknięty układ nukleonów, w którym manifestują swoje istnienie trzy oddziaływania fundamentalne. Szczególną rolę odgrywa oddziaływanie silne wiążące nukleony w stabilnym jądrze. Już w latach 30-tych XX w. Yukawa zaproponował kształt potencjału, wedle którego nukleony oddziałują ze sobą, mimo to do tej pory nie istnieje teoria, która w sposób kompletny wyjaśniałaby wszystkie znane wyniki eksperymentalne. Poznaliśmy jednak szereg właściwości siły jądrowej, co pozwoliło na sformułowanie uproszczonych modeli jądrowych.

Punktem wyjścia do rozważań nad oddziaływaniem silnym jest założenie, że ma ono charakter dwuciałowy. Czyli, oddziaływanie między dwoma nukleonami nie powinno być zaburzone przez obecność innych nukleonów. Założenie to posłuży nam jednak tylko do rozważań jakościowych. Konstruowanie modeli jądrowych wyjaśniających możliwie szeroką klasę rezultatów doświadczalnych wymaga wprowadzenia oddziaływań między wieloma nukleonami zwanymi oddziaływaniami resztkowymi. Z samego faktu istnienia w przyrodzie stabilnych jąder atomowych wiemy, że oddziaływanie silne ma charakter zarówno przyciągający jak i odpychający. Na odległościach rzędu rozmiarów nukleonu jest to siła przyciągająca, wiążąca nukleony ze sobą i przewyższająca oddziaływanie kulombowskie między protonami. Jednakże na mniejszych odległościach, siła ta musi mieć charakter odpychający. Dlatego też, nie obserwuje się zapadania jąder pod wpływem wewnętrznego przyciągania. Natomiast przy odległościach między nukleonami większych niż  $10^{-15}$  m, siła ta ulega wysyceniu. Świadczy o tym proporcjonalna zależność energii wiązania nukleonów w jądrze do ich liczby (liczby masowej  $A$ ). Gdyby każdy nukleon oddziałował ze wszystkimi pozostałymi, energia wiązania musiałaby być proporcjonalna do wartości  $A(A-1)$ . Potwierdza to słuszność przyjętego na początku założenia o dwuciałowym charakterze oddziaływania jądrowego. Niestety, nie da się opisać oddziaływania silnego jedynie za pomocą funkcji odległości. Wyniki eksperymentalne świadczą o tym, że jest ono również zależne od wzajemnej orientacji spinów nukleonów. Prowadzi to do niecentralności siły jądrowej, która nie jest skierowana wzdłuż prostej łączącej środki oddziaływujących nukleonów. Kolejnym ważnym aspektem w opisie sil jądrowych, jest ich niezależność od ładunku elektrycznego. Oddziaływanie między dwoma protonami jest takie samo jak pomiędzy dwoma neutronami, czy parami proton–neutron, będącymi w takim samym stanie spinowo–przestrzennym. Niezależność ładunkowa tłumaczy asymetrię liczby nukleonów w ciężkich jądrach, gdzie

większa liczba neutronów konieczna jest do kompensacji odpychania elektrostatycznego między protonami.

## ***2.2. Model powłokowy***

Znamy, zatem szereg właściwości charakteryzujących siły jądrowe. Nie wystarcza to jednak do opisu zachowania się nukleonów w obrębie całego jądra, gdzie należy uwzględnić inne czynniki takie jak: zakaz Pauliego, czy też przekaz energii między nukleonami związany z ich zderzeniami. Uwzględnianie kolejnych poprawek prowadzi do konstrukcji przybliżeń takich jak przybliżenie gazu Fermiego czy też cząstek niezależnych. Szczególną trudność stanowi jednak uwzględnienie skończonych rozmiarów jądra atomowego, o dobrze zdefiniowanych brzegach. Wymaga to wprowadzenia koncepcji potencjału uśrednionego, pochodzącego od oddziaływania pojedynczego nukleonu z pozostałymi nukleonami w jądrze. Zgodnie z tym założeniem, nukleony w jądrze powinny znajdować się na określonych powłokach, stąd też model opisujący strukturę takiego jądra nazwany jest modelem powłokowym.

Koncepcja modelu powłokowego powstała na gruncie obserwacji eksperymentalnych własności jąder atomowych. Zaobserwowano szereg prawidłowości, zachodzących w jądrach o określonej liczbie neutronów lub protonów. I tak, jądra posiadające  $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$  czy też 126 są jądrami szczególnie mocno związanymi. Objawia się to poprzez wyższą energię wiązania, a co za tym idzie dużą liczbę stabilnych izotopów. Jądra te, posiadają również wysoką energię separacji, czyli energii potrzebnej do oderwania z takiego jądra jednego nukleonu. Kolejną osobliwością jest istnienie wysoko położonego pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$ . Zjawiska te były tak zaskakujące, że liczby protonów i neutronów, przy których zachodzą nazwano liczbami magicznymi. Wyjaśnienie występowania liczb magicznych zostało sformułowane poprzez analogię do fizyki atomowej [May49, Hax49]. Tak, jak elektrony krążą po orbitach wokół jądra, tak i nukleony grupują się na dyskretnych orbitach wewnątrz niego. Zwiększoną stabilność jądra tłumaczyło całkowite zapełnienie kolejnych powłok przy magicznych liczbach nukleonów.

U podstaw budowy modelu powłokowego, leży określenie potencjału uśrednionego oddziaływania nukleonu z pozostałymi nukleonami w jądrze. Kształt takiego potencjału musi być symetryczny w okolicy środka jądra atomowego oraz być w przybliżeniu stały w jego obszarze. Krótkozasięgowość sił jądrowych narzuca również warunek jego gwałtownego wygaszenia w okolicach brzegu jądra. Takie warunki powodują, że jako pierwsze przybliżenie można przyjąć trójwymiarową studnię, w której zależność od środka jądra jest proporcjonalna do rozkładu nukleonów. Taką studnię potencjału dość dobrze opisuje potencjał Woodsa–Saxona [Woo54] z płaskim dnem i rozmytym brzegiem.

$$V_{WS}(r) = -V_0[1 + \exp(\frac{r-R_0}{a})]^{-1} \quad (2.1)$$

gdzie:

$V_0 = (51+33(N-Z)/A)$  MeV – głębokość studni potencjału

$R_0 = 1.27A^{1/3}$  fm – szerokość studni potencjału

$a = 0.67$  fm – miara rozmycia brzegu studni potencjału

W celu uzyskania jak najlepszej zgodności, wartości tych parametrów wyznaczone są w sposób czysto eksperymentalny. Dla protonów potencjał ten trzeba uzupełnić uśrednionym odpychającym oddziaływaniem kulombowskim o postaci:

$$V_K(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{r} & \text{dla } r > R_0 \\ \frac{Ze^2 r^2}{R_0^3} & \text{dla } r < R_0 \end{cases} \quad (2.2)$$

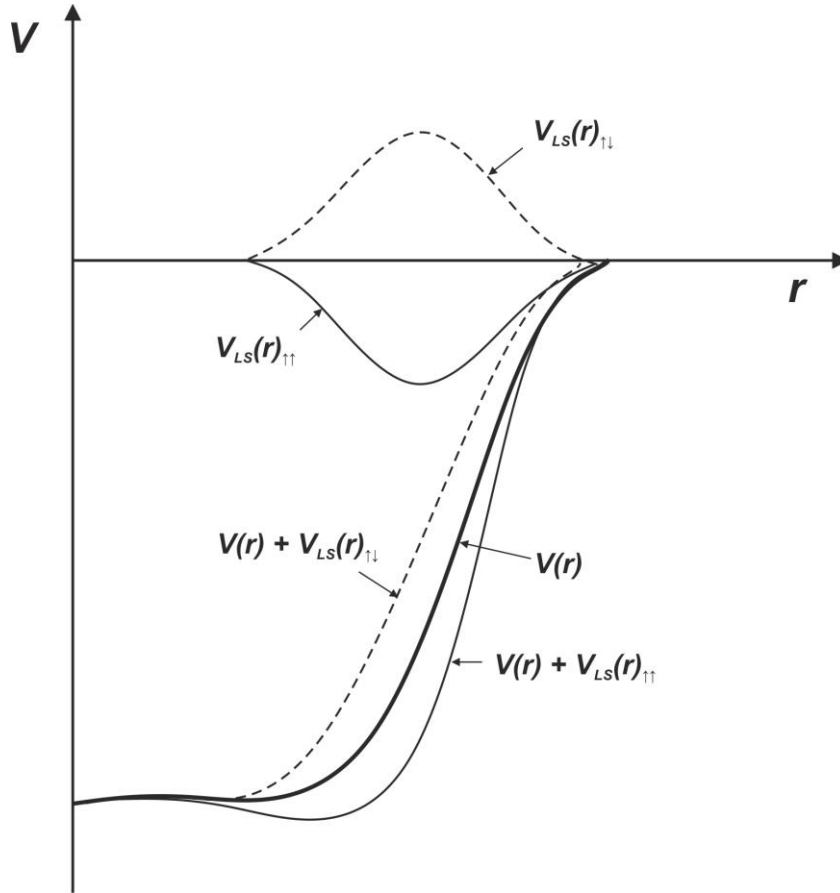
Na kształt potencjału duży wpływ ma jeszcze jeden przyczynik. Jest to oddziaływanie spin-orbita związane z kierunkami krętów poszczególnych nukleonów. Skierowany w górę kręt orbitalny  $l$  poruszającego się w jądrze nukleonu ma kręt  $L$ , równoległy względem nukleonu spotkanego po wewnętrznej stronie orbity, natomiast względem nukleonu zewnętrznego – antyrównoległy. Jeśli mijające się nukleony posiadają dodatkowo równoległe kierunki spinów to prowadzi to do niezerowej wartości wyrażenia  $L \cdot S$ . W centralnej części jądra spotkania z nukleonami znajdującymi się na wewnętrznych i zewnętrznych orbitach są równie częste, zatem pochodzące od nich oddziaływania spin-orbita w przybliżeniu się znoszą. Inna sytuacja ma miejsce na brzegach jądra, kiedy to spotkanie nukleonu na wewnętrznej powłoce jest bardziej prawdopodobne, co prowadzi do uzyskania pewnej wypadkowej wartości  $L \cdot S$ . Postać zależności potencjału spin-orbita od odległości od centrum jądra przedstawia tzw. zależności Thomasa zawarta we wzorze:

$$V_{LS}(r) = V_{ls} R_0^2 \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \hat{L} \cdot \hat{S} \quad (2.3)$$

gdzie:

$V_{ls} = 0,44$  MeV

Zależność Thomasa determinuje maksimum potencjału spin-orbita w obszarze brzegowym jądra, tam gdzie pochodna  $V(r)$  osiąga duże wartości. Znak tego potencjału zależny jest natomiast od wyrażenia  $L \cdot S$ . Równoległe kierunki wektorów  $S$  i  $L$  determinują przyciągający charakter oddziaływania oznaczanego  $V_{LS}(r)_{\uparrow\uparrow}$ , zaś antyrównoległe – odpychający ( $V_{LS}(r)_{\uparrow\downarrow}$ ). Kształt potencjału Woods-Saxona wraz z przyczynkiem pochodzącym od sprzężenia spin-orbita przedstawiony jest na rysunku 2.1.

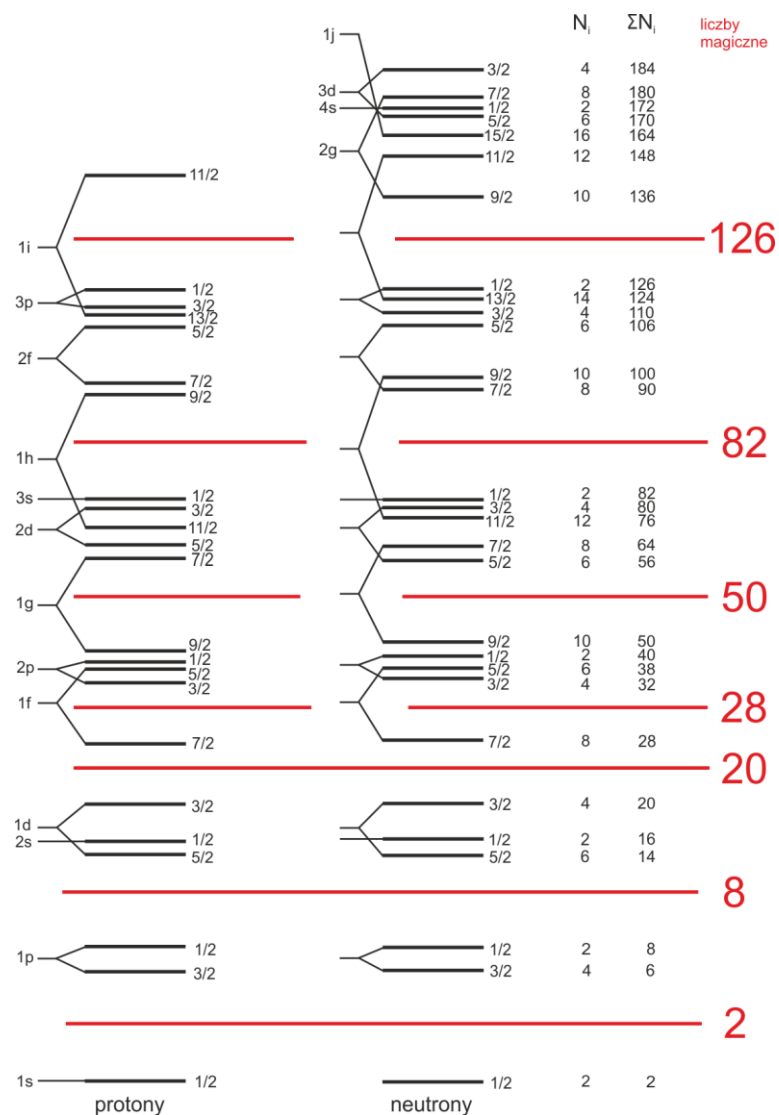


**Rys. 2.1.** Wpływ oddziaływania spin-orbita na kształt potencjału Woods-Saxona (bez uwzględnienia oddziaływania kulombowskiego).

Znając uśredniony potencjał oddziaływania w jądrze, można wyznaczyć funkcje własne odpowiadające stanom związanym nukleonów. W tym celu należy rozwiązać równanie Schrödingera.

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{WS}(r) + V_K(r) + V_{LS}(r) \right] \psi(r) = E\psi(r) \quad (2.4)$$

Otrzymujemy wówczas układ poziomów energetycznych nukleonów przedstawiony na rysunku 2.2. Niewielkie rozbieżności między ułożeniem poziomów dla neutronów i protonów związane są z oddziaływaniem kulombowskim zawartym w członie  $V_K(r)$  w równaniu 2.4. Za degenerację odpowiedzialny jest natomiast potencjał sprzężenia spin-orbita  $V_{LS}(r)$ . Zapełniając nukleonami kolejne poziomy, począwszy od najniższej energii, można skonstruować model struktury jądra atomowego. Jak pokazano na rysunku 2.2, między niektórymi poziomami energetycznymi widoczna jest szczególnie szeroka przerwa, a liczba nukleonów, przy których występuje jest równa liczbom magicznym. Wyjaśnienie liczb magicznych, jako całkowite zapełnianie nukleonami orbit w jądrze atomowym, było wielkim sukcesem modelu powłokowego.



**Rys. 2.2.** Schemat poziomów energetycznych w potencjale modelu powłokowego z uwzględnionym członem spin-orbita ( $N_i$  – liczba nukleonów na poszczególnych orbitach,  $\Sigma N_i$  – suma nukleonów w jądrze przy zapełnianiu kolejnych orbit).

Aby jednoznacznie opisać konkretną konfigurację nukleonów w jądrze, nie wystarcza znajomość krętu orbitalnego  $L$ , spinowego  $S$  czy też całkowitego  $J$ . Ponieważ, nukleony na jednej orbicie często parują się do wypadkowego krętu  $J = 0$ , to wygodnie jest wprowadzić liczbę, która daje informacje o ilości nukleonów niepodlegającym takim sprzężeniom. Liczbę tą, nazwaną wartością seniority, wprowadzono w odniesieniu do opisu konfiguracji elektronowych w atomie [Rac43] a następnie rozszerzono również na konfiguracje nukleonową w jądrze [Rac51]. Schemat seniority w przypadku jąder magicznych, gdzie zjawisko sprzęgania się nukleonów jest szczególnie częste, znacznie upraszcza opis stanów energetycznych. Nadaje też ograniczenia, co do maksymalnej wartości spinu dla stanów opisywanych konkretną wartością seniority  $\nu$ .

$$I_{max} = \nu(j - \frac{\nu-1}{2}) \quad (2.5)$$

W przypadku omawianych w tej pracy izotopów Sn, niesparowane neutrony znajdują się na orbitalu  $h_{11/2}$  przy zamkniętej powłoce protonowej, czyli  $j = 11/2$ . Zgodnie ze worem 2.5 maksymalna wartość spinu dla stanów o seniority  $\nu = 2$  wynosi  $I_{max}^{\pi} = 10$  natomiast  $\nu = 3$ ,  $27/2$ . Przejście do stanu o wyższym spinie wymaga rozerwania kolejnej pary sprzężonych nukleonów a tym samym stosunkowo dużej energii wzbudzenia.

Stosując model powłokowy z uśrednionym potencjałem można wyjaśnić szereg zjawisk doświadczalnych, łącznie z opisem powstawania liczb magicznych. Jednak własności jąder atomowych, takie jak ich momenty magnetyczne czy energie stanów wzbudzonych tłumaczone są w dużym przybliżeniu i jedynie w bliskim sąsiedztwie jąder podwójnie magicznych. Naturalnym rozszerzeniem modelu jest uwzględnienie oddziaływań między wieloma nukleonami w jądrze. Przyjmuje się, że nukleony wypełniające kolejne powłoki stanowią zamknięty rdzeń, a nukleony z powłok niezapełnionych mogą ze sobą oddziaływać. Tak, więc obok uśrednionego potencjału uwzględnia się również tzw. potencjał resztkowy. Wpływ oddziaływań resztkowych szczególnie widoczny jest w jądrach o niezapełnionych powłokach. W pewnych przypadkach mogą prowadzić do kolektywnych ruchów grup nukleonów. Wówczas do opisu struktury jądra atomowego stosuje się model kolektywny uwzględniający tego typu ruchy.

### ***2.3. Przejścia elektromagnetyczne i ich prawdopodobieństwo***

Przewidywania modelu jądrowego testujemy poprzez porównanie rezultatów doświadczalnych takich jak; energie stanów wzbudzonych, ich spiny i parzystości a także czasy połowicznego rozpadu, z teorią opartą o model. Informacje o właściwościach jądra, związanych z jego strukturą, otrzymuje się poprzez detekcje promieniowania elektromagnetycznego emitowanego ze wzbudzonego jądra. Energia wyemitowanego kwantu jest równa różnicy energii wzbudzenia stanów, między którymi zachodzi emisja. Zmiana wartości spinu i parzystości jest podana przez multipolowość przejścia. Natomiast czas połowicznego rozpadu stanu związany jest z jego prawdopodobieństwem przejścia. Konkurencyjnym procesem elektromagnetycznym do emisji kwantów gamma jest zjawisko konwersji wewnętrznej, czyli przekazanie energii wzbudzenia jądra bezpośrednio elektronowi znajdującemu się na orbicie atomowej. W praktyce zjawisko to zachodzi jednak tylko dla niskich energii przejść, a jego udział można wyznaczyć znając natężenie promieniowania elektromagnetycznego. Efekt ten będzie uwzględniany w rezultatach eksperymentalnych przedstawionych w obecnej pracy.

Ponieważ przejście związane z promieniowaniem elektromagnetycznym zachodzi między stanami opisanymi określoną wartością spinu i parzystością, to najwygodniej

sklasyfikować je według unoszonego krętu. I tak, im większa różnica wartości spinów pomiędzy stanami, między którymi zachodzi przejście  $\gamma$ , tym wyższy rząd multipola promieniowania elektromagnetycznego oznaczanego, jako  $l$ . Dodatkowo, emisje promieniowania można powiązać z momentami: elektrycznym i magnetycznym a tym samym rozróżnić jego charakter. Podsumowując, przy opisie przejść gamma oprócz ich energii podajemy rząd multipola i charakter promieniowania tak, więc przejście  $M1$  oznacza magnetyczne promieniowanie dipolowe,  $E2$  – elektryczne promieniowanie kwadrupolowe itd.

Wraz ze wzrostem rzędu multipola następuje szybkie zmniejszanie się prawdopodobieństwa emisji. Promieniowanie elektromagnetyczne podlega również innym ograniczeniom, które prowadzą do określonych reguł wyboru. Zasada zachowania krętu wymaga, aby rząd emitowanego promieniowania  $l$  był równy różnicy krętów  $I_1$  oraz  $I_2$  stanów, między którymi zachodzi emisja. Warunek ten można zapisać wzorem:

$$l = |I_1 - I_2| \quad (2.6)$$

Ponieważ nie występuje monopolowe promieniowanie elektromagnetyczne, przejście pomiędzy stanami o spinie równym zero jest wzbronione. Możliwe jest jednak przejście między stanami o równych wartościach spinów i następuje ono poprzez promieniowanie wyższych rzędów. Kolejne ograniczenie nadawane jest przez parzystości  $\pi_p$  oraz  $\pi_k$  stanów, między którymi zachodzi emisja kwantu. Determinują one charakter promieniowania elektromagnetycznego przy zadanym rzędzie według wzoru:

$$\frac{\pi_k}{\pi_p} = \begin{cases} (-1)^l & \text{dla promieniowania } El \\ (-1)^{l+1} & \text{dla promieniowania } Ml \end{cases} \quad (2.7)$$

Z tej zasady wynika, że niemożliwa jest jednoczesna emisja promieniowania  $E$  i  $M$  o tym samym rzędzie multipola. Warto dodać, że przy tym samym rzędzie multipola prawdopodobieństwo emisji promieniowania elektrycznego jest o kilka rzędów wielkości większe niż magnetycznego. Dlatego też, w praktyce nie obserwuje się przejść np.  $M3$ , choć zgodnie z regułami wyboru mogłoby być ono wyemitowane razem z przejściem  $E2$ .

Ważną zależnością jest powiązanie prawdopodobieństwa emisji kwantu o zadanym rzędzie i charakterze promieniowania z czasem życia stanu, z którego następuje emisja. Aby uniezależnić się od właściwości geometrycznych określa się tzw. zredukowane prawdopodobieństwo przejścia elektromagnetycznego, gdzie zastosowane jest średniowanie po wszystkich możliwych orientacjach spinów dla stanów początkowego i końcowego. I tak, dla przejścia np.  $E2$  związek zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia  $B$  sprowadza się do zależności:



$$B(E2) \sim \frac{1}{E^5 T_{1/2}} \quad (2.8)$$

gdzie:

$E$  – energia przejścia

$T_{1/2}$  – połowiczny czas rozpadu stanu początkowego

Ponieważ jednostki wyrażające zredukowane prawdopodobieństwo przejścia zależą zarówno od charakteru promieniowania jak i rzędu multipola często upraszcza się wzór (2.8) uzależniając wartość  $B$  jedynie od liczby masowej danego jądra. Uzyskane w ten sposób wartości stanowią oczywiście duże przybliżenie i wyrażane są w jednostkach nazwanych jednostkami Weisskopfa.

---

### **3. Neutrononadmiarowe izotopy Sn – zarys obszaru i celu badań**

---

#### **3.1. Stan dotychczasowych badań wzbudzeń z seniority $\nu = 2$ i $3$ w izotonach $N = 82$ i izotopach $Z = 50$**

Protony w izotonach o  $N = 82$  oraz neutrony w izotopach  $Z = 50$  obsadzają poziomyi jednocząstkowe  $g_{7/2}$ ,  $d_{5/2}$ ,  $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$  i  $h_{11/2}$  pomiędzy głównymi powłokami o liczbie neutronów i protonów 50 i 82. Dla protonów energia separacji pomiędzy pierwszymi dwoma orbitalami a kolejnymi trzema prowadzi do zamknięcia podpowłoki  $Z = 64$  czego rezultatem jest widoczna magiczność  $^{146}\text{Gd}_{82}$ , jądra z pierwszym stanem wzbudzonym  $3^-$  [Kle79] i z wysoką energią poziomu  $2^+$  [Oga78]. Takiej przerwy energetycznej nie obserwuje się dla jednocząstkowych stanów neutronowych i w przypadku izotopów Sn energia pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  jest stała, a dla  $^{114}\text{Sn}_{64}$  nie występuje żadna nieciągłość. Pomimo tej istotnej różnicy, zarówno dla protonów jak i neutronów, orbital  $h_{11/2}$  w dużej mierze determinuje strukturę stanów yrastowych powyżej odpowiednio  $Z = 64$  oraz  $N = 64$ . W obu przypadkach najbardziej charakterystycznym elementem tej struktury jest występowanie stanów izomerycznych  $10^+$  i  $27/2^-$  związanych z maksymalnym sprzężeniem dwóch, lub trzech nukleonów  $h_{11/2}$  odpowiednio w jądrach parzystych i nieparzystych.

Dla protonów, izomery  $10^+$  i  $27/2^-$  były badane przy użyciu standardowych reakcji syntezy jądrowej (ang. fusion–evaporation) dla kolejnych izotonów  $N = 82$ , aż po najbardziej bogate w protony jądro  $^{154}\text{Hf}$  [McN89] o liczbie  $Z = 72$ . Zaobserwowano bardzo regularną zmianę zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia  $B(E2)$  wraz z wartością  $Z$  dla przejść izomerycznych, która odzwierciedla zapełnianie się podpowłoki  $h_{11/2}$ . Okazało się, że połowiczne zapełnienie tej podpowłoki występuje dla jądra  $^{153}\text{Lu}$ ,  $Z = 71$ , gdzie rozpad izomeru przyjmuje najniższą wartość  $B(E2)$ .

Próba zbadania, czy podobna prawidłowość występuje również dla neutronów w odpowiednim obszarze izotopów Sn była początkowo poza zasięgiem badań spektroskopowych ze względu na ograniczoną dostępność tych jąder w reakcjach fuzji. Przez długi czas jedynie w izotopach  $^{116}\text{Sn}$  i  $^{118}\text{Sn}$  udało się w prostych reakcjach  $^{114,116}\text{Cd}(\alpha, 2n)$  zidentyfikować izomery  $10^+$ , ustalić ich rozpad i czasy życia, a nawet zmierzyć dokładne wartości momentów magnetycznych, jednoznacznie ustalających ich strukturę  $\nu(h_{11/2})^2$  [Ish73]. Znacznie później wykorzystano jeszcze jedną pozostającą możliwość wykorzystania reakcji fuzji  $^{116}\text{Cd}(^7\text{Li}, p3n)^{120}\text{Sn}$ , by zidentyfikować analogiczny izomer  $10^+$  w izotopie  $^{120}\text{Sn}$  [Lun87].

Dopiero na początku lat dziewięćdziesiątych nastąpił przełom w badaniach spektroskopii gamma, związany z zastosowaniem ciężkojonowych reakcji opartych na

zderzeniach głęboko nieelastycznych. Metoda została rozwinięta przez krakowską grupę z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN [Bro06] i pozwala na dotarcie do wielu jąder bogatych w neutrony, obejmując także stany wysokospinowe. W badaniach neutrononadmiarowych izotopów Sn konieczne było wykorzystanie jako tarczy najbogatszego w neutrony stabilnego izotopu Sn o  $A = 124$  i użycie odpowiednich wiązek stabilnych jąder o dużej liczbie neutronów. Podczas kontaktu materii jądrowej w zderzeniach występuje tendencja do wyrównywania się stosunku neutronów do protonów w kanale wyjściowym reakcji prowadząca do wystarczająco efektywnej produkcji coraz cięższych izotopów Sn. Pierwszymi reakcjami wykorzystującymi te procesy w badaniach neutrononadmiarowych izotopów Sn były reakcje towarzyszące zderzeniom  $^{76}\text{Ge} + ^{124}\text{Sn}$  [Bro92], które pozwoliły na identyfikację stanów izomerycznych  $10^+$  w jądrach  $^{122}\text{Sn}$  i  $^{124}\text{Sn}$ . W kilku kolejnych eksperymentach [np. May94, Zha00] izomery  $10^+$  i  $27/2^-$  zostały także zidentyfikowane we wszystkich odpowiednio parzystych i nieparzystych izotopach Sn.

Zmierzone czasy życia potwierdziły regularność obserwowanych zmian prawdopodobieństw  $B(E2)$  dla przejść izomerycznych wraz ze wzrostem liczby masowej izotopu, a zjawisko mogło być zbadane bardziej dogłębnie niż w przypadku protonów, obejmując pełny zakres liczby neutronów zapełniających podpowłokę  $h_{11/2}$ . W tym przypadku, obserwowane minimum wartości prawdopodobieństwa  $B(E2)$  wskazuje na izotop  $^{123}\text{Sn}$ ,  $N=73$ , jako jądro, w którym podpowłoka  $h_{11/2}$  jest do połowy zapełniona.

### ***3.2. Kierunek planowanych badań stanów o wysokich spinach i energiach wzbudzenia***

Wcześniejsze badania, których wyniki zostały podsumowane powyżej, oparte były na eksperymentach selektywnie ukierunkowanych na identyfikację długożyciowych stanów izomerycznych i nie dostarczyły praktycznie żadnych informacji o wyżej leżących poziomach. Rozszerzenie doświadczalnych badań izotopów Sn na obszar wzbudzeń o wyższych spinach i energiach stanów stało się niezbędne, by odpowiedzieć na pytanie jak rozwija się struktura poziomów energetycznych przy wzbudzeniach do wyższych wartości liczby seniority? Czy w tych bardziej złożonych konfiguracjach również występują stany izomeryczne związane z przejściami  $E2$ ? Czy można zaobserwować podobny wpływ zapełniania podpowłoki  $h_{11/2}$  na wartość  $B(E2)$  i bardziej generalnie, jaka jest użyteczność modelu powłokowego do opisu bardziej złożonych wzbudzeń?

Dla protonów, badania jądra  $^{150}\text{Er}$  [Chu84], doprowadziły do identyfikacji stanów  $(h_{11/2})^4$  i  $(h_{11/2})^3d_{3/2}$  o wartości seniority  $-4$  i spinach odpowiednio  $16^+$  i  $15^-$ . Jednak takie badania nie zostały rozszerzone na inne izotony  $N = 82$ , o wyższych wartościach  $Z$ , a podjęcie się ich wymagałoby przeprowadzenia całej serii nowych eksperymentów. W przypadku neutronów w łańcuchu izotopów Sn, dla których stany izomeryczne o seniority  $-2$  i  $-3$  zostały

zbadane o wiele bardziej kompletnie, możliwości rozszerzenia badań na stany położone powyżej izomerów okazały się być mniej skomplikowane, ponieważ można było w tym celu wykorzystać dane z wcześniej przeprowadzonych eksperymentów. W tej pracy przedstawione zostaną rezultaty takich badań dla bogatych w neutrony parzystych izotopów Sn [Isk14] produkowanych w reakcjach rozszczepienia, w eksperymentach pierwotnie dedykowanych do badań innych jąder produkowanych w zderzeniach głęboko nieelastycznych. Wyniki uzyskano w szczegółowej analizie wielokrotnych koincydencji promieni gamma, w której wykorzystano dane z trzech eksperymentów przeprowadzonych w Argonne National Laboratory z użyciem wielodetektorowego licznika Gammasphere (patrz podrozdział 4.2).

W trakcie niniejszych badań okazało się, że atrakcyjność tematyki zainteresowała też dwie inne niezależne grupy, które postawiły sobie za cel identyfikację stanów o wysokich wartościach seniority w jądrach Sn. Rezultaty ich równoległych badań zostały niedawno opublikowane [Fot11, Ast12]. W pracy [Fot11], aby zidentyfikować główne przejścia yrastowe powyżej izomerów  $10^+$ , analizowano dane z trzech różnych reakcji typu fuzja–rozszczepienie, jak i z osobnego pomiaru opartego na reakcji  $(n, xn)$  na stabilnej, monoizotopowej tarczy Sn. Grupa ta, otrzymała schematy poziomów zawierające tylko 3 lub 4 najbardziej intensywne przejścia w izotopach  $^{120,122,124}\text{Sn}$ , a bardziej kompletny schemat poziomów powyżej długożyciowego stanu  $10^+$  ustaliła dla izotopu  $^{118}\text{Sn}$ . Natomiast, druga grupa [Ast12] zidentyfikowała bardziej kompletne schematy poziomów dla zarówno parzystych jak i nieparzystych izotopów Sn o liczbie  $A = 119 - 126$ , populowanych w reakcjach fuzji–rozszczepienia:  $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . Te wyniki są w większości zgodne z rezultatami przedstawionymi w obecnej pracy i w znacznym stopniu potwierdzają równolegle prowadzone identyfikacje, które zostały uzyskane w zupełnie innych reakcjach. Zgodność jest tym bardziej zadowalająca, że w wielu przypadkach zastosowane podejście do analizy danych było bardzo odmienne, z wykorzystywaniem różnych metod. Podkreślając odnotowane podobieństwo wyników uzyskanych w niezależnych wysiłkach badawczych, otrzymane w niniejszej pracy wyniki są bardziej szczegółowe, zwłaszcza w kwestiach kluczowych dla interpretacji niektórych z obserwowanych struktur. Ponadto w porównaniu z konkurencyjnymi grupami, zidentyfikowano wiele nowych stanów o wysokich wartościach seniority, jak również nowe stany izomeryczne. W trzeciej, niedawno opublikowanej pracy, autorzy, wykorzystując reakcje fragmentacji zidentyfikowali izomeryczny stan  $15^-$  w neutrononadmiarowym izotopie  $^{128}\text{Sn}$  [Pie11]. W tym przypadku bardzo mała produkcja tego izotopu w wykorzystanych w obecnych badaniach reakcjach typu fuzja–rozszczepienie nie pozwoliła na dodanie nowych informacji do schematu poziomów. Udało się jednak niezależnie potwierdzić obecność i rozpad nowego izomeru  $15^-$ , rozszerzając tym samym systematykę izomerów  $15^-$  w łańcuchu izotopów Sn.

W rozprawie doktorskiej zostaną zaprezentowane wyłącznie rezultaty analizy przeprowadzonej dla parzystych izotopów Sn z zakresu mas  $A = 118 - 128$ , które same w

sobie obejmują obszerny materiał eksperymentalny [Isk14, Isk14a]. Równolegle, również dla nieparzystych izotopów z zakresu  $A = 119 - 125$  udało się zidentyfikować bogate struktury wzbudzeń z seniority-5, położone powyżej stanów izomerycznych  $27/2^-$ , dla których także znacząco uzupełniono dotychczas znane ścieżki rozpadu [Isk14b]. Kompletne wyniki będą przedmiotem oddzielnej publikacji [Isk15] wykraczającej poza materiał tej rozprawy.

---

## 4. Procedury eksperymentalne

---

### 4.1. Charakterystyka zastosowanych do badań reakcji jądrowych

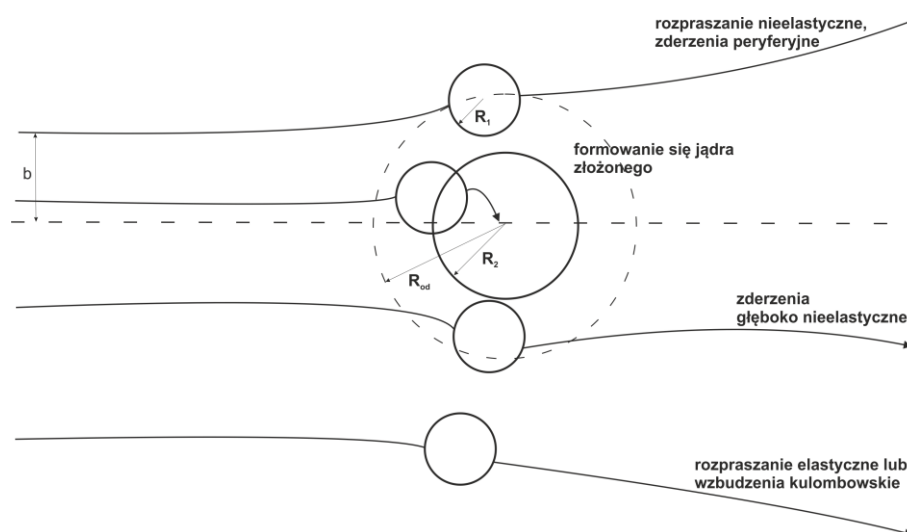
W zależności od warunków kinetycznych oraz dynamicznych występują różne rodzaje reakcji między zderzanymi jądrami atomowymi. W ramach badań opisanych w obecnej pracy wykorzystane zostały dane z trzech eksperymentów, w których zderzano wybrane układy jąder, a szczegółowy opis zawarty jest w podrozdziale 4.3. Tutaj natomiast, zostanie przedstawiona ogólna metoda ich przeprowadzenia. We wszystkich doświadczeniach zastosowano stabilną tarczę, która była bombardowana wiązkami jąder o energii 5–10 MeV/nukleon. Przy takich warunkach dynamicznych można łatwo scharakteryzować typ zachodzącej reakcji za pomocą tzw. promienia oddziaływania  $R_{od}$  [Sch84]. Promień ten definiuje się, jako największa odległość od środków dwóch zderzających się jąder, przy którym zachodzi oddziaływanie jądrowe i wynosi:

$$R_{od} \approx R_1 + R_2 + 3 \text{ fm} \quad (4.1)$$

gdzie:

$R_1, R_2$  – promienie zderzających się jąder atomowych

Oczywiście ten wzór stanowi duże przybliżenie zakładające np. idealną sferyczność jądra, niemniej jednak zdefiniowanie promienia oddziaływania jest wygodne przy rozważaniach jakościowych. To, jaki typ reakcji będzie dominował zależy od relacji parametru zderzenia, czyli odległości od środków zderzanych jąder, do promienia oddziaływania. Na poglądowym, rysunku 4.1 przedstawiono możliwości otwarcia różnych mechanizmów reakcji w zależności od tej właśnie relacji.



**Rys. 4.1.** Rodzaje procesów jądrowych zachodzących przy zderzeniach ciężkich jonów w zależności od parametru zderzenia.

Tak, więc jeśli parametr zderzenia  $b$  jest większy od wartości  $R_{od}$  wówczas nie dochodzi do oddziaływania materii jądrowej i następuje rozpraszanie elastyczne lub wzbudzenia kulombowskie. Przy zbliżonych wartościach  $b \approx R_{od}$  dochodzi do zderzeń peryferyjnych, którym towarzyszy transfer jednego lub kilku nukleonów. Konkurencyjnym procesem może być również wzbudzenie nieelastyczne. Natomiast przy parametrze  $b$  znacznie mniejszym od  $R_{od}$  następuje mocny kontakt materii jądrowych wiązki i tarczy. Wówczas w reakcji fuzji powstaje jądro złożone, które w zależności od całkowitego krętu układu, energii wiązki oraz mas zderzanych jąder, emituje nukleony czy cząstki  $\alpha$ , a w późniejszym stadium kwanty gamma, lub rozszczepia się na dwa silnie wzbudzone fragmenty, które uwalniają swoją energię przez wtórną emisję cząstek i promieniowanie gamma. Możliwy jest jeszcze pośredni proces. Jądra wiązki uderzając w tarczę pozostają na bardzo krótki czas w kontakcie z jądrami tarczy. Następuje wtedy ukierunkowany przekaz nukleonów, a taki typ reakcji nazywamy zderzeniem lub procesem głęboko nieelastycznym. W jego wyniku w kanale wyjściowym reakcji pojawiają się dwa silnie wzbudzone fragmenty, które różnią się od początkowych jąder wiązki i tarczy w zależności od liczby przekazanych wzajemnie nukleonów. Nowo powstałe jądra emitują kwanty gamma, dające informację o ich schemacie energetycznym, a zwykle poprzedzone jest to również emisją neutronów. Właśnie tego typu procesy i opracowana metodyka ich analizy została zainicjowana i wielokrotnie zastosowana przez grupę z IFJ PAN [Bro06]. Okazało się to kluczowym narzędziem umożliwiającym dotarcie do jąder neutronnadmiarowych, nieosiągalnych wcześniej dla badań spektroskopowych.

Do badania wysokospinowych struktur yrastowych wykorzystywane są głównie reakcje typu fuzja–wyparowanie. Charakteryzują się dużymi przekrojami czynnymi, a obszar wzbudzeń sięga do stanów o wartościach spinu do kilkudziesięciu jednostek  $\hbar$ . W tego typu zderzeniach wykorzystuje się jednak głównie jądra stabilne, o niewielkim nadmiarze neutronów, dlatego też produkty takich reakcji leżą zwykle „po lewej” stronie linii stabilności w tablicy nuklidów i ten obszar jąder jest najdokładniej zbadany. Dotarcie do neutronnadmiarowych jąder było dotychczas bardzo ograniczone i główne informacje spektroskopowe pochodziły z badań rozpadów  $\beta$  produktów reakcji fragmentacji i procesu rozszczepienia ciężkich jąder, w których zarówno selektywność badanych stanów wzbudzonych i wartości spinów obejmowały wąski zakres informacji. Sytuacja zmieniła się, gdy do badań izotopów leżących po neutronnadmiarowej stronie ścieżki stabilności zastosowano zderzenia głęboko nieelastyczne. Koncepcja wykorzystania tego rodzaju zderzeń polega na takim doborze warunków reakcji, aby możliwa była kreacja jąder bogatych w neutrony. Dlatego wybiera się do badań zderzenia takich układów, w których zarówno jądra wiązki jak i tarczy stanowią izotopy, które posiadają dużą liczbę neutronów, natomiast energię wiązki określa tak, aby reakcje objęły parametry zderzenia, przy których następuje mocny kontakt materii jądrowej zderzających się jonów. Podczas tego chwilowego kontaktu ma

miejsce przekaz neutronów, powodujący wyrównywanie stosunku  $N/Z$  neutronów do protonów. Zwykle cięższy pierwiastek o większym stosunku  $N/Z$ , łatwo oddaje neutrony, natomiast pierwiastek o mniejszej liczbie atomowej łatwiej przekazuje protony, a przyłącza neutrony. Metoda ta, w połączeniu z wykorzystaniem nowych technik detekcji promieniowania gamma za pomocą wielolicznikowych układów detekcyjnych, pozwoliła na znaczne rozszerzenie wiedzy na temat wielu wcześniej niedostępnych jąder.

W obecnej pracy wykorzystane zostały dane z trzech eksperymentów projektowanych z myślą o dotarciu do neutrononadmiarowych izotopów. Obserwowany rozkład produktów w tych eksperymentach pokazał, że oprócz reakcji głęboko nieelastycznych zachodzą również z dużymi przekrojami czynnymi reakcje typu fuzja-rozszczepienie a nawet samo rozszczepienie jąder tarczy inicjowane przez bombardujące jądra wiązki. Dokładna analiza dotycząca wykorzystania tych procesów do badań izotopów Sn przedstawiona zostanie w rozdziale 6.

#### ***4.2. Wielolicznikowe układy detekcyjne***

W eksperymentach opartych o zderzenia głęboko nieelastyczne, jako produkty reakcji otrzymujemy setki końcowych jąder emitujących promieniowanie gamma z różnych poziomów wzbudzenia. Nietrywialną kwestią jest, więc zbudowanie takich układów detekcyjnych, aby było możliwe przyporządkowanie rejestrowanych kwantów gamma do konkretnego izotopu. Dopiero pod koniec lat 80-tych rozpoczęto budować układy pozwalające na rozdzielenie dyskretnych kwantów  $\gamma$  powstających w tego typu złożonych reakcjach. Układy takie składają się z kilkadziesiątu detektorów, z których każdy może rejestrować kwanty gamma będące w koincydencji z kwantami  $\gamma$  padającymi na dowolny z pozostałych detektorów. Taki warunek pozwala, w procesie analizy danych, z ogromnej liczby zarejestrowanych zdarzeń wybrać te, które są przedmiotem badań. Aby zapewnić wysoką wydajność rejestracji promieniowania gamma przy dużej energetycznej zdolności rozdzielczej stosuje się detektory wykonane z germanu o wysokiej czystości HPGe (ang. High Purity Germanium). Dodatkowo, w celu zwiększenia stosunku zliczeń w pikie całkowitej absorpcji do części komptonowskiej, detektory zaopatrzone są w tzw. osłony antykomptonowskie. Tego rodzaju osłony zbudowane są z materiału scyntylacyjnego, którego zadaniem jest rejestracja kwantów gamma rozproszonych, na skutek zjawiska Comptona. Rejestracja odbywa się w antykoincydencji z sygnałami pochodzącymi od kwantów  $\gamma$  zbieranymi przez detektor germanowy, a impulsy z osłon, które związane są z komptonowskim rozpraszaniem są odrzucane. Dzięki zastosowaniu osłon antykomptonowskich wzrasta procentowy udział przypadków zarejestrowanych w pikie pełnej absorpcji i znacząco zmniejsza się tło komptonowskie. Jest to szczególnie korzystne w przypadku rejestracji wielokrotnych koincydencji.



Eksperymenty, z których dane są analizowane w obecnej pracy zostały przeprowadzone na tego typu układzie detekcyjnym nazwanym Gammasphere [Lee90]. Składa się on z 110 detektorów HPGe w osłonach antykomptonowskich sferycznie otaczających punkt zderzenia się jąder wiązki i tarczy (rysunek 4.2). Sferyczność i symetria układu daje również możliwość pomiarów rozkładów kątowych rejestrowanych kwantów gamma, a tym samym informację o wartościach spinów identyfikowanych stanów, w konsekwencji często także ich parzystości. Cały układ zbudowany został na początku lat 90-tych w Stanach Zjednoczonych i obsługiwany jest przez wiązki z ciężkojonowego akceleratora w Narodowym Laboratorium w Argonne.



**Rys. 4.2.** Zdjęcie rozsuniętych półkul układu detekcyjnego Gammasphere.

Przy wykorzystaniu reakcji towarzyszących głęboko nieelastycznym zderzeniom ciężkich jonów stosuje się wiązki o energii, około 20–30% powyżej bariery kulombowskiej. Dane zbierane są za pomocą układu detekcyjnego przy warunku, że dwa lub trzy kwanty gamma rejestrowane są w koincydencji w oknie czasowym około 2  $\mu$ s. Natomiast struktura czasowa wiązki dobierana jest w zależności od potrzeb. Zwykle stosuje się wiązkę impulsową o czasie trwania impulsu około 0.3 ns i okresie powtarzalności 412 ns, a średnie natężenie wiązki utrzymywane jest w zakresie od 1 do 2 pA. W późniejszej analizie, stawiając odpowiednie warunki na parametrze czasowym, otrzymuje się różne wersje histogramów zawierających energetyczne widma kwantów gamma, które są rejestrowane odpowiednio w podwójnych lub potrójnych koincydencjach. Macierze  $\gamma$ - $\gamma$  oraz  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  obejmują zakres

energetyczny od kilku keV do około 4 MeV. Tak przygotowany zestaw danych jest bazą do analizy interesujących dla konkretnych badań przypadków.

Grupa z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN od początku była aktywna przy wykorzystaniu tak zaprojektowanego urządzenia, a rezultaty otrzymywane w kolejnych eksperymentach nadawały kierunek jego rozwoju. Pierwszym doświadczeniem bazującym na zderzeniach głęboko nieelastycznych była reakcja, w której jądra  $^{60}\text{Ni}$  (255 MeV) uderzały tarczę wykonaną z  $^{92}\text{Mo}$ . Pomimo, że dostępny wtedy układ detekcyjny składał się jedynie z 8 detektorów germanowych, zostało zidentyfikowane wiele przejść gamma pochodzących z izotopów położonych blisko jąder wiązki i tarczy [Bro90]. W kolejnych eksperymentach przy wykorzystaniu danych z, między innymi, reakcji  $^{76}\text{Ge}$  (325 MeV) +  $^{124}\text{Sn}$ , zidentyfikowane zostały izomery  $10^+$  w izotopach  $^{122,124}\text{Sn}$  [Bro92]. Wyniki tych doświadczeń pokazały wczesny potencjał metody wykorzystania reakcji głęboko nieelastycznych, który szybko wzrastał w miarę rozwoju układy detekcyjnego, aż do osiągnięcia pełnego wymiaru działającego od wielu lat układu Gammasphere.

### **4.3. Opis przeprowadzonych eksperymentów**

Dane analizowane w obecnej pracy pochodzą z trzech eksperymentów przeprowadzonych na opisanym wyżej układzie detekcyjnym Gammasphere, USA. Niezbędne było zastosowanie wiązki pulsacyjnej, ponieważ niektóre z jąder wyprodukowanych w reakcji posiadają stany izomeryczne, przez co emitują część kwantów gamma z opóźnieniem. Jeśli element pulsacji nie zostałby zastosowany rejestracja opóźnionych promieni  $\gamma$  mogłaby się nałożyć z tymi pochodzącymi już od następnego zderzenia. Zastosowano, więc strukturę czasową, w której wiązka bombarduje jądra tarczy w 412–ns odstępach, co pozwala na separację opóźnionych i natychmiastowych kwantów gamma w przypadku stanów izomerycznych nie dłuższych niż kilka  $\mu\text{s}$ . Taka separacja w znacznym stopniu poprawia selekcję, interesujących pod kątem prowadzonych badań zdarzeń, dzięki zastosowaniu techniki koincydencji opóźnionych (patrz podrozdział 5.1). Ważną częścią w projektowaniu eksperymentów było użycie grubej tarczy, w której to wyprodukowane jądra ulegały zatrzymaniu w czasie około jednej pikosekundy. Rejestrowane przez detektory kwanty gamma pochodziły, więc już ze spoczywających produktów, dzięki czemu udało się uniknąć efektu przesunięcia Dopplera. Jest to również istotne ze względu na pomiary czasów życia stanów izomerycznych obecnych w badanych izotopach.

Podczas jednego z przeprowadzonych eksperymentów wiązka  $^{48}\text{Ca}$  o energii 330 MeV, (co daje około 6.9 MeV/nukleon) bombardowała tarczę o gęstości 55 mg/cm<sup>2</sup> wykonaną z  $^{238}\text{U}$ . W innych pomiarach, wiązka o identycznych parametrach uderzała w 50–mg/cm<sup>2</sup> tarczę  $^{208}\text{Pb}$ , natomiast ostatni system składał się z jąder  $^{64}\text{Ni}$  o energii 430 MeV zderzających się z  $^{238}\text{U}$ . Pomimo wysokiej efektywności rejestracji zdarzeń w

przeprowadzonych eksperymentach każdy z nich wymagał ponad jednego tygodnia „wiązki na tarczy”. Jest to zrozumiałe biorąc pod uwagę dużą liczbę produkowanych w reakcji izotopów. Pomimo tak dużej złożoności otrzymywanych widm koincydencyjnych, jest możliwa selekcja pozwalająca na jednoznaczną identyfikację poszczególnych kwantów gamma. Analiza danych jest jednak, w niektórych przypadkach, dość złożona. Należy przeprowadzać sortowanie danych i nakładać takie warunki i ograniczenia koincydencyjne, aby mieć pewność, że charakterystyczne piki na otrzymywanych widmach odpowiadają kwantom gamma z badanego jądra. Kluczowe jest zastosowanie dwóch technik. Metoda koincydencji opóźnionych pozwala na identyfikację przejść gamma powyżej stanów izomerycznych w oparciu o znane przejścia leżące poniżej niego. Natomiast metoda koincydencji krzyżowych, służy do identyfikacji przejść ulokowanych powyżej długożyciowych izomerów, a także kwantów gamma należących do wcześniej niebadanych jąder, w oparciu o znane przejścia w izotopie produkowanym w reakcji jednocześnie do analizowanego. Ta złożona technika, opisana dokładniej w podrozdziale 5.2, pozwala na pełne wykorzystanie danych zebranych za pomocą zaawansowanych systemów detekcyjnych w przeprowadzonych eksperymentach.

---

## ***5. Techniki analizy danych***

---

W trzech eksperymentach, na których oparto niniejsze badania nie używano żadnych innych detektorów poza układem Gammasphere a zebrane z dużą statystyką dane wieloparametrycznych koincydencji gamma były jedynym źródłem informacji eksperymentalnej uzyskanej w przeprowadzonych analizach. Znaczna część analizy opiera się na standardowych metodach spektroskopii gamma, w których badano widma szybkich koincydencji uzyskane z przypadków wyselekcjonowanych przez wybór takiego obszaru parametrów czasowych, by zdefiniować równoczesność detekcji kwantów gamma z czasem impulsu wiązki. Selektywność takiego zbioru przypadków jest dość ograniczona i w zasadzie dopiero analiza potrójnych koincydencji pozwalała na uzyskanie informacji koniecznej do budowy i rozwinięcia schematu poziomów w konkretnym badanym jądrze. Taką standardową analizę można było przeprowadzić bazując na wcześniejszych identyfikacjach, w których wykorzystano metody opisane bardziej szczegółowo poniżej.

### ***5.1. Metoda koincydencji opóźnionych***

Obecność stanów izomerycznych w badanym jądrze, o czasach połowicznego rozpadu przekraczających kilka nanosekund, aż po mikrosekundy, znacząco ułatwia budowę schematu poziomów energetycznych i pozwala jednoznacznie określić umiejscowienie poszczególnych obserwowanych przejść gamma. Taki zakres czasów życia izomerów umożliwia wykorzystanie metody koincydencji opóźnionych, w których selekcja odpowiedniego obszaru parametrów czasowych definiuje czasowe relacje pomiędzy rejestrowanymi kwantami gamma. Na przykład, aby zaobserwować przejścia gamma powyżej izomeru, należy nałożyć warunek, aby znana linia odpowiadająca kwantowi gamma poniżej stanu izomerycznego przychodziła później w czasie. Czas tego opóźnienia należy dobrać stosownie do czasu połowicznego rozpadu poziomu izomerycznego. W niniejszej analizie, dla maksymalnego poprawienia selektywności, wykonano sorty danych żądając, aby nie dwa a trzy kwanty gamma były ze sobą w koincydencji, przy czym postawiono warunek, by jeden z nich był natychmiastowy, zaś kolejne dwa były zarejestrowane z opóźnieniem. Dlatego też tę technikę analizy nazwano metodą koincydencji opóźnionych, a powstały trójwymiarowy zbiór przypadków można określić jako: „natychmiastowo (ang. prompt) – opóźniono (ang. delayed) – opóźniony (ang. delayed)”. W dalszej części pracy, tego typu warunki koincydencji będą oznaczane skrótem PDD, opierając się na pierwszych literach wyrazów angielskich. Sortując w ten sposób dane korzystano z wyznaczonych wcześniej czasów połowicznego rozpadu izomerów tak, aby optymalnie dobrać zakres opóźnienia tzn. odstępów czasowych, w jakich były rejestrowane impulsy w każdym z detektorów. Przy tak precyzyjnie dobranych

warunkach, zredukowano zbiory do dwuwymiarowych macierzy, wybierając jako jedno z opóźnionych przejść (D) kolejne znane przejścia występujące w rozpadzie izomeru. Macierze te zawierają wszystkie linie będące z nimi w koincydencji. Pozwala to w znacznej mierze wyselekcjonować z całego widma gamma obejmującego przejścia z różnych jąder, głównie te, które są charakterystyczne dla badanego izotopu. Otrzymana niesymetryczna macierz dwuwymiarowa zawiera tylko koincydencje natychmiastowo – opóźnione, ale jest jeszcze niepełnym źródłem identyfikacji przejść w badanym jądrze, bo może zawierać też przypadki z innych jąder, w których mamy do czynienia z podobnym izomerem i podobną energią pojedynczych przejść. Jednoznaczną identyfikację przejść gamma powyżej stanu izomerycznego w badanym jądrze uzyskuje się przez wybór drugiej bramki na kolejnym znanym przejściu gamma będącym w koincydencji opóźnionej. Przy tym wyborze uzyskane jednowymiarowe widma gamma, zawierają wyłącznie przejścia położone powyżej stanu izomerycznego w badanym jądrze, głównie przejścia natychmiastowe, ale też takie, które mogą być związane z wyżej położonymi innymi stanami izomerycznymi o stosunkowo krótkich czasach życia. Widma identyfikacyjne oparte na opisanej powyżej metodzie pokazane są dla poszczególnych izotopów w podrozdziale 7.1.

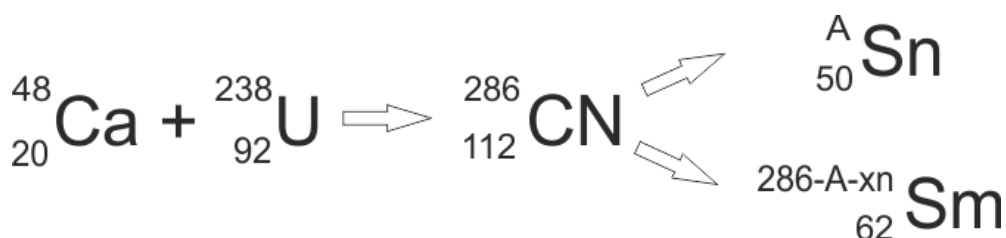
Z analizy sortów PDD dla poszczególnych badanych izotopów otrzymano jednoznaczną identyfikację wszystkich linii położonych powyżej izomeru, nie wiadomo natomiast nic o ich ułożeniu względem siebie. Dlatego też należy wykonać kolejne sorty danych, tym razem takie, w których jeden kwant gamma jest opóźniony a dwa są natychmiastowe, czyli powstała trójwymiarowa macierz będzie miała strukturę „natychmiastowo – natychmiastowo – opóźnioną” (PPD). Warunek, jaki należy założyć na czas opóźnienia jest już znany z analizy koincydencji PDD. Podobnie jak w poprzednim przypadku, aby ograniczyć się do konkretnego izotopu, postawiono bramki na znanych opóźnionych (D) przejściach poniżej izomeru. Jest to procedura identyczna jak w poprzednio wykonanych sortach z tą różnicą, że tam otrzymano macierz „natychmiastowo – opóźnioną” natomiast tutaj w wyniku otrzymuje się macierz „natychmiastowo – natychmiastową” (PP). Macierz ta wykazuje wzmocnioną obecność wszystkich przejść gamma powyżej izomeru i można w selektywny sposób badać wzajemne koincydencje między nimi. Otrzymywane tutaj widma są nieco bardziej „zanieczyszczone”. Jest to oczywiste, biorąc pod uwagę zmniejszoną selektywność przy znacznie „słabszym” warunku, jakim jest wybór jednej bramki (D) na przejściach poniżej izomeru. Statystyka zliczeń jest jednak dostateczna, by ustalić relacje koincydencyjne pomiędzy zidentyfikowanymi wcześniej przejściami gamma.

W przypadkach gdzie mamy do czynienia z dwoma stanami izomerycznymi znajdującymi się w jednej sekwencji przejść gamma, wykorzystywane są dodatkowe sorty danych. Sorty te, posiadają analogiczną strukturę opóźnień między kwantami gamma jak wyżej omówione PDD oraz PPD z tą różnicą, że wszystkie trzy bramki są opóźnione o czas dostosowany do czasu połowicznego rozpadu wyżej położonego izomeru. Tego typu warunki

będą oznaczane odpowiednio dDD oraz ddD, gdzie D oznacza zakres odpowiednio większych opóźnień, niż d i wykorzystywane były jedynie przy badaniu izomerycznych stanów  $13^-$  populowanych w rozpadzie izomerów  $15^-$  (patrz podrozdział 7.1). Natomiast, w celu precyzyjnego badania sekwencji rozpadów izomerów wykorzystywane były sorty DDD, w których wszystkie kwanty  $\gamma$  są opóźnione o tą samą wartość czasową. Jak zaznaczono już wyżej, technika koincydencji opóźnionych jest wygodną i stosunkowo prostą metodą identyfikacji przejść ulokowanych powyżej stanów o czasach półrozpadu nieprzekraczających kilku  $\mu\text{s}$ . Jednak przy dłuższych czasach życia, przejścia w otrzymanych widmach, stają się coraz słabiej widoczne, uniemożliwiając jednoznaczny identyfikację.

### 5.2. Metoda koincydencji krzyżowych

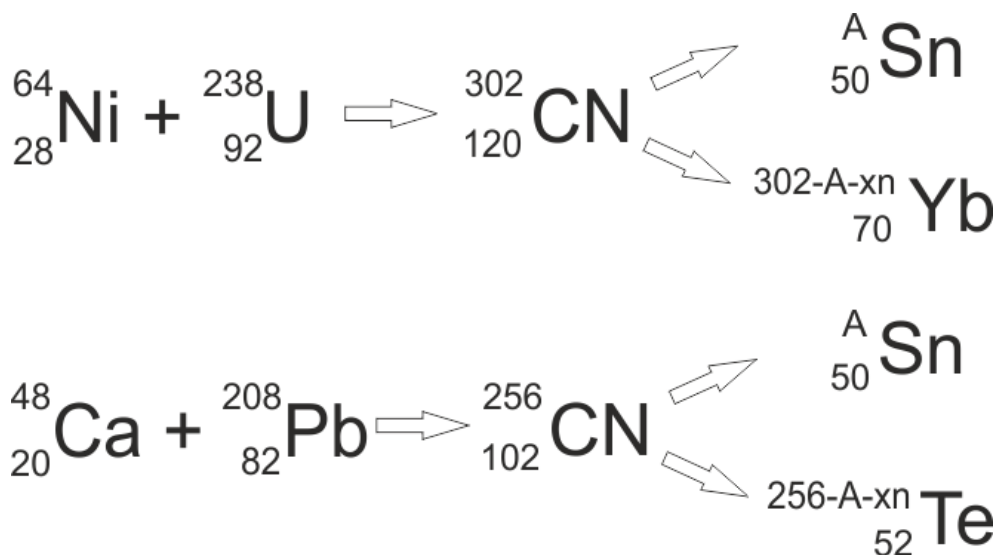
Identyfikacja przejść gamma leżących powyżej izomerów o czasach połowicznego rozpadu dłuższych niż  $\sim 10 \mu\text{s}$  jest możliwa dzięki analizie, bazującej na technice koincydencji krzyżowych. Polega ona na badaniu relacji koincydencyjnych, między jądrami będącymi produktami rozczepienia jądra złożonego w reakcji typu fuzja-rozszczepienie. Procedurę można prześledzić na przykładzie schematu reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  przedstawionej na rysunku 5.1.



**Rys. 5.1.** Schemat reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , w której powstaje jądro złożone a następnie ulega rozczepieniu.

Podczas reakcji, wiązka  $^{48}\text{Ca}$  zderzając się z tarczą  $^{238}\text{U}$  tworzy jądro złożone, oznaczone na schemacie symbolem CN (ang. compound nucleus), które ulega rozszczepieniu. Z prostej arytmetyki mas zderzanych nuklidów wynika, że jądro złożone powinno mieć liczbę atomową równą sumie liczb atomowych jąder wiązki oraz tarczy, czyli 112, oraz liczbę masową równą sumie liczb masowych jąder wiązki oraz tarczy, czyli 286. Jądro to następnie ulega rozszczepieniu na dwa fragmenty. Jeśli jednym z nich jest badany izotop Sn, to drugi z fragmentów powinien mieć takie liczby atomowe, aby sumowały się do liczb jądra złożonego, z których powstały. Stąd też, partnerem dla izotopu Sn o liczbie masowej A jest jądro mające liczbę atomową równą 62, czyli samar (Sm) oraz liczbę masową  $286-A$ . Podczas rozszczepienia, fragmenty jak i samo jądro złożone są na wysokim poziomie wzbudzenia i występuje emisja wielu neutronów. Ponieważ rozważane są jądra neutrononadmiarowe, wyparowanie protonu praktycznie nie zachodzi. Należy jednak uwzględnić wyparowanie neutronów, więc partnerem dla  $^A\text{Sn}$  będzie izotop  $^{286-A-xn}\text{Sm}$ , gdzie

$xn$  oznacza liczbę wyemitowanych neutronów w całej reakcji, obejmuje więc zarówno emisję przed rozszczepieniem, jak i wyparowanie neutronów z obu fragmentów powstających w procesie rozszczepienia. Oczywiście w pozostałych eksperymentach wykorzystujących zderzenia:  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  partnerem dla izotopu Sn nie będzie już samar, ale inne podobnie określone jądra, co pokazują schematy na rysunku 5.2.



**Rys. 5.2.** Analogiczne schematy jak na Rys. 5.1 dla reakcji  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ .

Ponieważ fragmenty rozszczepienia powstają jednocześnie, dane koincydencji gamma obejmują równoczesne kwanty gamma zarówno z izotopu Sn jak i, w przypadku reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , z izotopów Sm. Ustawiając, więc bramkę na przejściu charakterystycznym dla  $^{120}\text{Sn}$ , będą otrzymywane także linie należące do poszczególnych izotopów samaru i vice versa, taki typ koincydencji nazwano koincydencjami krzyżowymi. Ponieważ izotopy Sm nie posiadają stanów izomerycznych to przejścia te są natychmiastowe, a więc rejestrowane w tym samym czasie, jak przejścia w Sn zlokalizowane powyżej izomeru. Energie linii odpowiadające koincydencjom krzyżowym pozwalają dokładnie zidentyfikować, która linia pochodzi, z jakiego izotopu Sm, a tym samym sprawdzić ile neutronów zostało w reakcji wyparowanych. Jest to ważna informacja o procesach rozszczepienia, z którymi mamy do czynienia. Także ważna ze względu na rozważania dotyczące możliwości dotarcia do neutrononadmiarowych izotopów w takich procesach. Wydaje się, że należy tak projektować przyszłe eksperymenty by tę liczbę starać się zminimalizować, ale trzeba też rozważyć populację stanów wysokospinowych przy zmianach energii zderzeń. Dokładna analiza ilości wyparowanych neutronów, w każdej z badanych reakcji, zostanie opisana w następnym rozdziale.

Uzyskane informacje o procesie rozszczepienia są istotnym wynikiem niniejszej pracy, ale zasadniczą motywacją badania koincydencji krzyżowych, była identyfikacja nowych przejść gamma położonych powyżej stanów izomerycznych, dla tych izotopów Sn,

dla których długie czasy życia izomerów wykluczają możliwość zastosowania techniki koincydencji opóźnionych. Przykład takiej analizy jest szczegółowo opisany w podrozdziale 7.1.B, dla przypadku identyfikacji wysokospinowych przejść gamma w izotopie  $^{120}\text{Sn}$ , a później zastosowany był również w badaniach cięższych izotopów Sn.





---

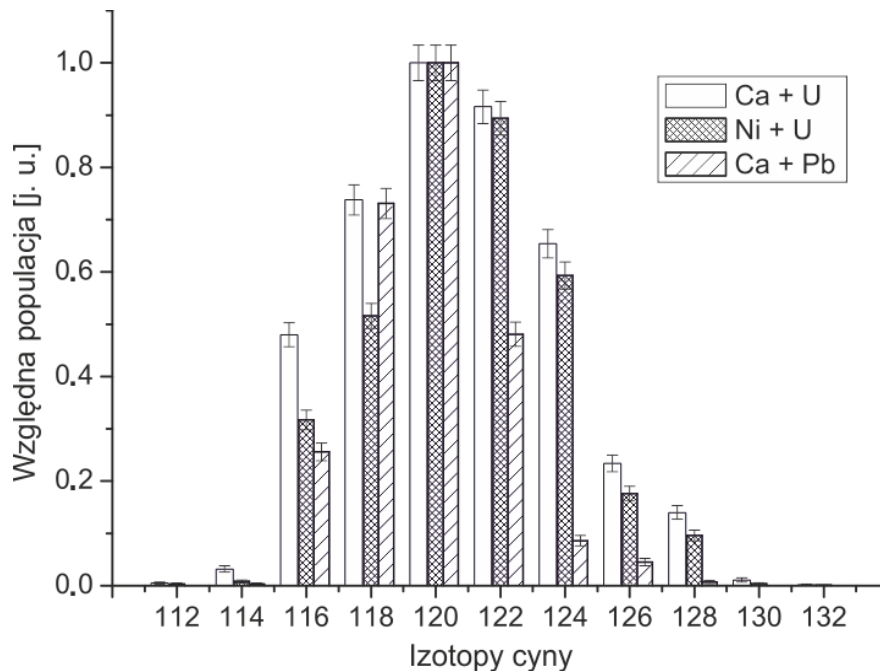
## **6. Produkcja izotopów Sn i analiza reakcji rozszczepienia, w których powstają.**

### **Określenie liczby wyparowanych neutronów w wykorzystanych reakcjach**

---

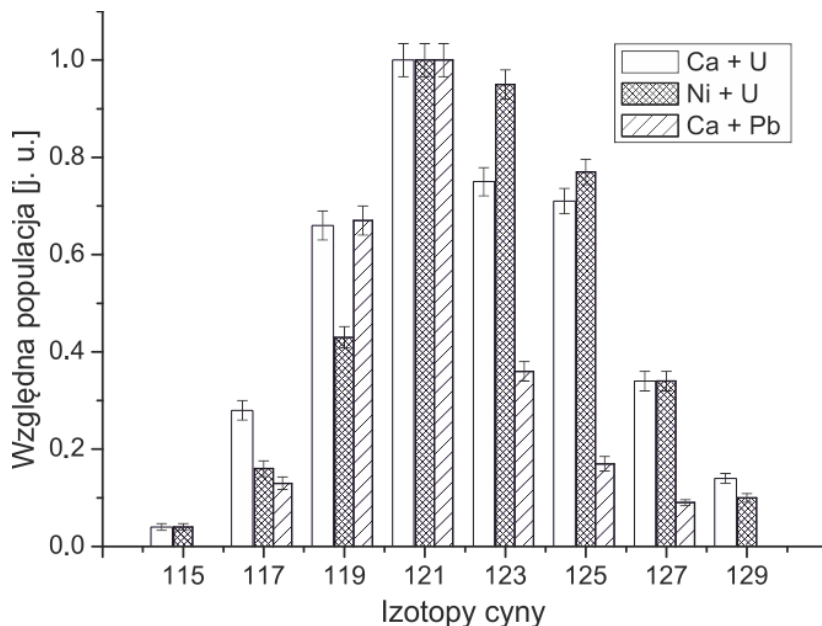
#### **6.1. Populacja wybranych izotopów w przeprowadzonych eksperymentach**

Populacja jąder Sn była wyznaczana na podstawie pomiarów natężeń przejść wchodzących w skład gałęzi rozpadu izomerów  $10^+$  oraz  $27/2^-$  odpowiednio w parzystych i w nieparzystych izotopach. Pomimo, że obecna praca dotyczy jedynie identyfikacji wysokospinowych struktur w parzystych izotopach Sn, przeprowadzoną analizą objęto również rozkład populacji izotopów nieparzystych. Mówiąc o produkcji izotopów cyny, należy rozumieć populacje stanów izomerycznych. W istocie każde z jąder tworzone jest z większym przekrojem czynnym obejmującym również bezpośrednią populację stanów wzbudzonych poniżej izomeru, lub tych, których kaskady omijają izomer. Jednak względne populacje określone dla izomerów różnych izotopów powinny proporcjonalnie odzwierciedlać pełne przekroje czynne. Rezultat przeprowadzonej analizy dla parzystych izotopów Sn, znormalizowanych do najsilniej produkowanego izotopu  $^{120}\text{Sn}$ , zamieszczony jest na rysunku 6.1.



**Rys. 6.1.** Względna populacja (w jednostkach umownych) stanów izomerycznych  $10^+$  w parzystych izotopach Sn produkowanych w reakcjach  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  i  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Zaznaczone niepewności określają błędy statystyczne obliczone z odpowiednich liczb zliczeń.

Populacja parzystych izotopów cyny we wszystkich reakcjach układu się w rozkład ciągły z wartością średnią w okolicach  $^{120,122}\text{Sn}$ . Dostępny jest nawet izotop o liczbie masowej  $A = 130$ , lecz w tym przypadku jego produkcja jest już bardzo mała, blisko granicy detekcji. Analogiczny rozkład dla izotopów nieparzysto–parzystych przedstawiony jest na rysunku 6.2.



**Rys. 6.2.** Względna populacja stanów izomerycznych  $27/2^-$  w nieparzystych izotopach Sn produkowanych w reakcjach  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  i  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Zaznaczone niepewności są błędami statystycznymi obliczonymi z odpowiednich liczb zliczeń.

Rezultaty zaprezentowane na rysunkach 6.1 oraz 6.2 zostały przedstawione osobno ze względu na nieco niższe populacje izomerów o wyższym spinie w izotopach nieparzystych. Można by zestawzić ze sobą oba rozkłady uwzględniając odpowiedni czynnik normalizacyjny, ale zasadnicze cechy ważne dla głównej części badań są wystarczająco widoczne na obu rysunkach. Widoczne jest, że we wszystkich trzech eksperymentach rozkłady są bardzo podobne i obejmują zakres liczb masowych od  $^{114}\text{Sn}$  do  $^{130}\text{Sn}$ , a szerokie maksimum rozkładu występuje w okolicy izotopu  $^{121}\text{Sn}$ . Bardziej wnikliwy przegląd wskazuje, że najlepszy dostęp do neutrononadmiarowych izotopów Sn uzyskuje się dla reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , ale analiza danych również z dwóch pozostałych eksperymentów pozwala na konfrontację niezależnie otrzymanych wyników i uzyskanie pewności co do ich rzetelności. Przedstawiony obraz wykazał zatem, że wykorzystując reakcje rozszczepienia jądra złożonego można dotrzeć do bogatych w neutrony izotopów cyny, które we wcześniejszych eksperymentach nie były dostępne lub dotrzeć do nich było bardzo trudno.

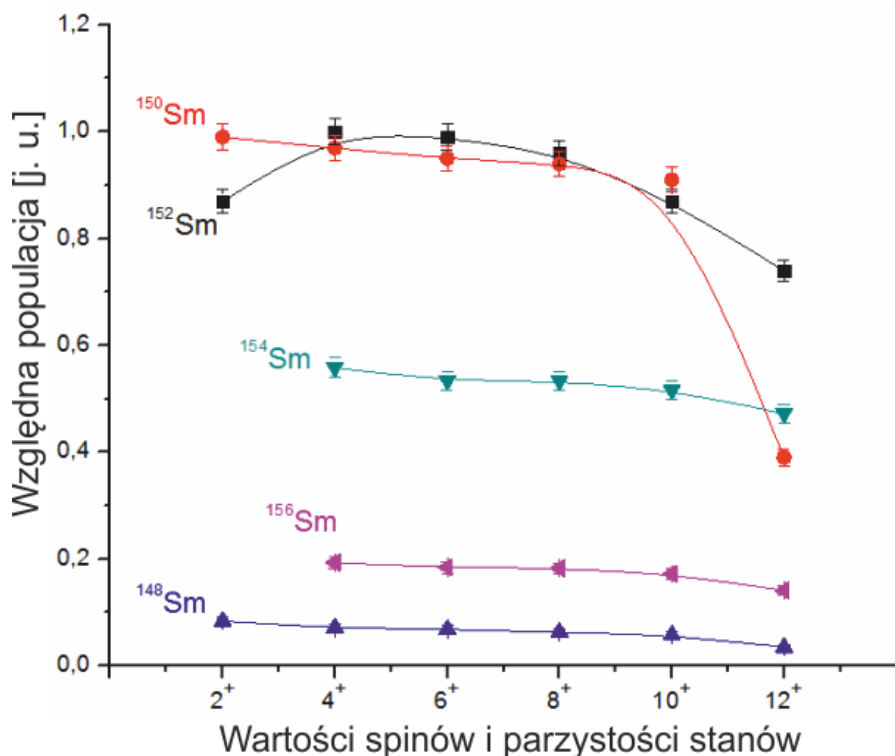
W tej fazie przygotowawczej dla właściwych badań spektroskopowych przeprowadzono również bardziej szczegółową analizę procesów rozszczepienia, w których

produkowane są izotopy Sn. Chodziło głównie o uzyskanie informacji o liczbie wyparowanych neutronów, by wykorzystać tę wiedzę przy identyfikacji przejść położonych powyżej izomerów w izotopach, dla których długie czasy życia wykluczały możliwość zastosowania techniki koincydencji opóźnionych.

Procedurę wyznaczania liczby wyparowanych neutronów omówimy na przykładzie reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Jak pokazano na schemacie 5.1 wartość ta wynika z ustalenia, jakie liczby masowe mają izotopy Sn oraz Sm, będące ze sobą w koincydencji krzyżowej. Oczywiście w przeprowadzonym eksperymencie w rozszczepieniu jądra złożonego produkowanych jest również wiele innych par izotopów, i w zależności od ich mass atomowych liczba wyparowanych neutronów może być nieco inna niż wyznaczona tutaj. Jednak w obecnych badaniach, potrzebną do późniejszej identyfikacji informacją jest liczba wyparowanych neutronów przy założeniu, że jednym z produktów jest izotop Sn. W pierwszym kroku należy, więc wyznaczyć rozkład produkowanych izotopów Sn, a następnie, Sm w reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , by poprzez badanie koincydencji krzyżowych między nimi określić wzajemną korelację, a w konsekwencji rozkłady wyparowanych neutronów.

Kolejnym krokiem jest więc zbadanie populacji izotopów Sm, które są produkowane, jako fragmenty komplementarne do jąder Sn w reakcji rozszczepienia jądra złożonego  $Z = 112$ ,  $A = 286$  dla systemu  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Szczególnie prosta sytuacja ma miejsce w przypadku parzystych izotopów Sm. Są to jądra zdeformowane, w których pasma rotacyjne wyznaczają pełną sekwencję stanów yrastowych aż do wysokich spinów, stąd natężenia przejść w tych pasmach, określają praktycznie pełną populację konkretnego izotopu. Do analizy wykorzystano potrójne koincydencje natychmiastowych przejść gamma, stawiając podwójne bramki na wszystkich kombinacjach par znanych przejść w kolejnych izotopach Sm. Otrzymane widma koincydencyjne ukazujące sekwencje odpowiednich przejść pasm rotacyjnych jednoznacznie dowodzą, że konkretny izotop Sm jest produkowany w badanej reakcji. Aby uzyskać ilościową informację o względnej populacji poszczególnych izotopów potrzebna jest pełna analiza natężeń przejść w odpowiednio kontrolowanych widmach koincydencyjnych. Zasilanie stanów yrastowych o coraz wyższej wartości spinu staje się coraz słabsze i może maleć z różną szybkością w różnych izotopach Sm. Niezbędne jest, więc określenie zasilania stanów w poszczególnych izotopach Sm, a następnie, do wyznaczenia pełnej względnej produkcji jąder, stawianie bramek jedynie na przejściach występujących między poziomami o podobnej populacji. Zależność takiej populacji stanów od danej wartości spinu dla parzystych izotopów Sm przedstawiono na rysunku 6.3. Jak widać istnieje zakres wartości spinów (od  $4^+$  do  $8^+$ ), w którym natężenia przejść, poprawione na wydajność detektora, są prawie równe. Powyżej stanów  $10^+$  natężenia wyraźnie się zmniejszają. Warto zauważyć, że na rysunku 6.3 brak jest punktów odpowiadających stanom  $2^+$  w  $^{154,156}\text{Sm}$ . Poziomy te są związane z niskoenergetycznymi przejściami o dużym współczynniku

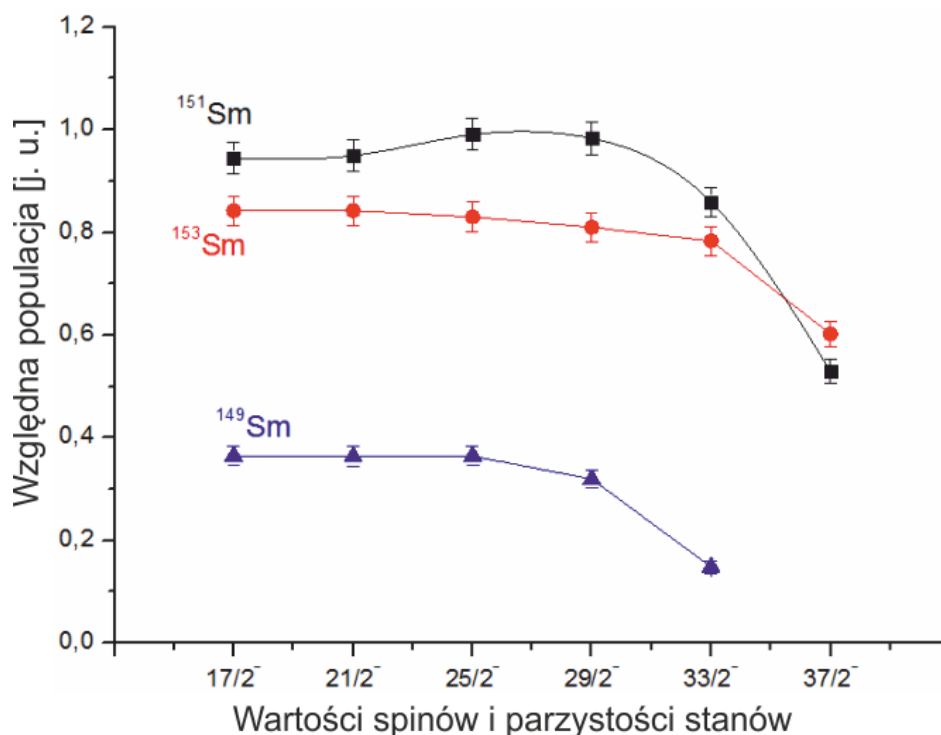
konwersji wewnętrznej. Stąd też odpowiadające im kwanty gamma posiadają małe natężenie, którego wyznaczenie obarczone jest dużą niepewnością.



**Rys. 6.3.** Zależność względnej populacji stanów energetycznych od wartości ich spinów dla pasm rotacyjnych obserwowanych w parzystych izotopach Sm dla reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Zaznaczone niepewności wynikają wyłącznie z błędów statystycznych.

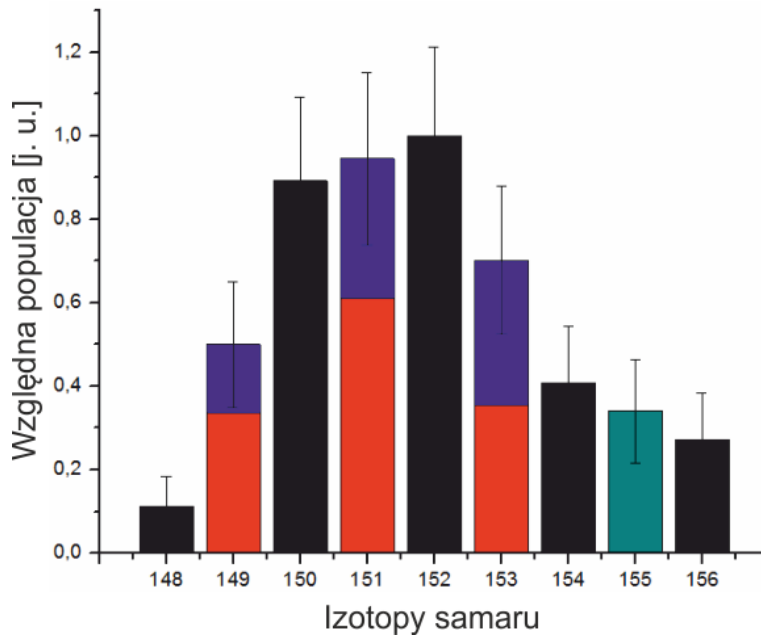
W nieparzystych izotopach Sm sytuacja jest trochę bardziej złożona, ponieważ zasilane jest kilka pasm rotacyjnych. Analogiczną jak powyżej analizę przeprowadzono, więc dla głównego pasma yrastowego. Na rysunku 6.4 pokazana jest uzyskana zależność populacji stanów od wartości spinu dla izotopów nieparzystych, gdzie widać bardzo podobną stabilność natężeń przejść gamma w zakresie od  $17/2^-$  do  $29/2^-$ .

Na podstawie wyników z rys. 6.3 i 6.4 dla określenia integralnej produkcji konkretnego izotopu Sm wykorzystano zmierzone natężenia tych przejść, dla których obserwowano stały poziom populacji. Tak, więc dla izotopów parzystych były brane pod uwagę przejścia  $8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$ , natomiast dla jąder nieparzystych  $29/2^- \rightarrow 25/2^- \rightarrow 21/2^- \rightarrow 17/2^-$ . Zbiorcze zestawienie obserwowanej produkcji izotopów Sm jest przedstawione na rysunku 6.5.



**Rys. 6.4.** Zależność względnej populacji stanów energetycznych od wartości ich spinów dla pasm rotacyjnych obserwowanych w nieparzystych izotopach Sm dla reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Zaznaczone niepewności wynikają wyłącznie z błędów statystycznych

Wartości odpowiadające izotopom parzystym są bezpośrednim przełożeniem otrzymanych wyników. Natomiast niższe wartości dla izotopów nieparzystych zaznaczone kolorem czerwonym nie wynikają z mniejszej produkcji tych izotopów, ale ze specyfiki populacji pasm yrastowych w jądrach nieparzystych. Aby zachować ciągłość zastosowano interpolację do wartości otrzymanych dla jąder parzystych. Wymagało to przemnożenia rezultatów o czynnik skalujący charakterystyczny dla danego izotopu. Należy również zauważyć, że w analizie populacji stanów odpowiadającym określonym wartościom spinowym nie uwzględniono izotopu  $^{155}\text{Sm}$ . Wiąże się to z tym, że w tym jądrze znane są tylko poziomy o niskich spinach niewystarczające do rzetelnej analizy. Ponieważ nie ma fizycznych powodów, dla których jądro to nie miałyby być populowane, wprowadzono je do wykresu a wartość jego populacji ustalono, jako wartość średnią wyników otrzymanych dla izotopów  $^{154}\text{Sm}$  oraz  $^{156}\text{Sm}$ .

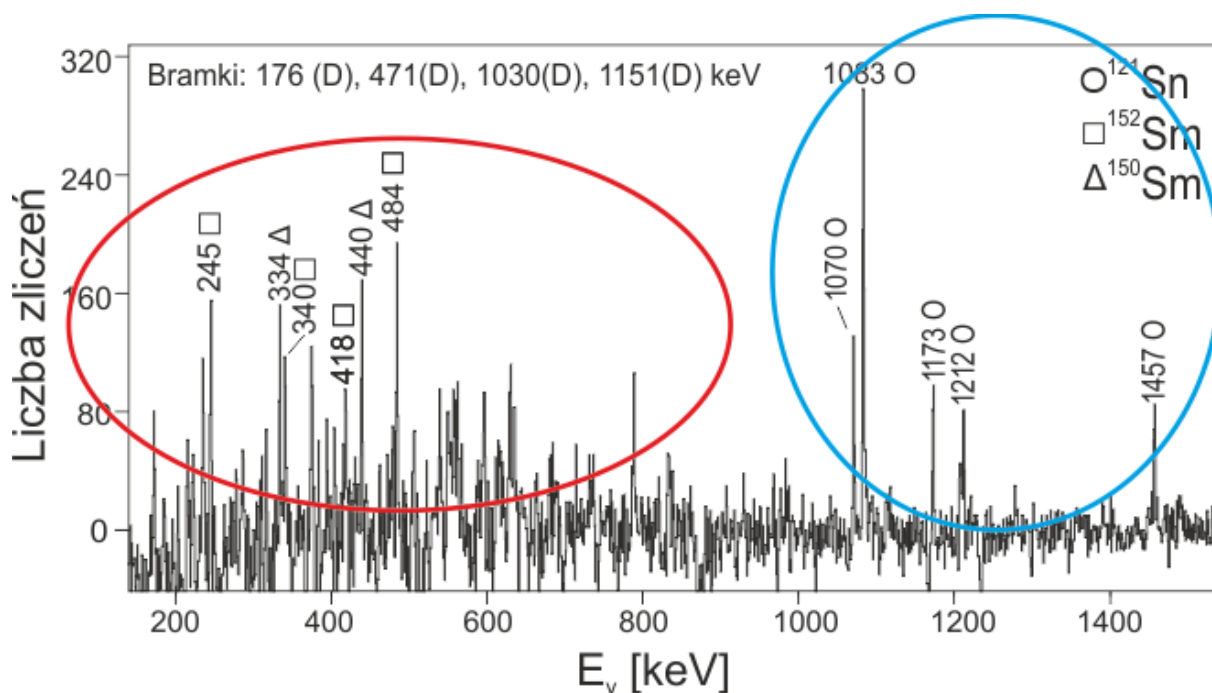


**Rys. 6.5.** Względna populacja izotopów samaru w reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  (wyjaśnienie kolorów zawarte jest w tekście). Zaznaczone niepewności uwzględniają oszacowania potrzebne do powiązania wartości populacji dla parzystych i nieparzystych izotopów.

## 6.2. Rozkłady wyparowanych neutronów w reakcjach $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ oraz $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$

Określono zatem, które izotopy Sn oraz Sm są populowane w reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  oraz wyznaczono czynniki skalujące dla nieparzystych izotopów, które będą wykorzystywane przy analizie koincydencji krzyżowej tych izotopów Sm, z badanymi jądrami Sn. Ostatnim krokiem do wyznaczenia liczby wyparowanych neutronów w reakcji jest zidentyfikowanie, które izotopy Sn i Sm są produkowane jednocześnie. Jak wspomniano wcześniej, kwanty gamma należące do pasm rotacyjnych w jądrach Sm są w koincydencji krzyżowej z przejściami znajdującymi się powyżej izomerów  $10^+$  oraz  $27/2^-$  w odpowiednio parzystych i nieparzystych izotopach Sn. Ponieważ identyfikacja tych przejść jest tematem dalszej części tej pracy (rozdział 7) nie będą one uwzględniane na tym etapie analizy. Tak, więc aby sprawdzić, które izotopy są produkowane jednocześnie wybrane zostaną znane przejścia leżące poniżej izomerów, przy założeniu, że są one opóźnione w stosunku do natychmiastowych przejść w pasmach rotacyjnych izotopów Sm. Takie połączenie technik, opisanych w podrozdziałach 5.1 oraz 5.2, zapewnia dobrą selektywność interesujących przypadków przy zadowalającej statystyce. Rezultat analizy przedstawiono przykładowo na rysunku 6.6, gdzie widoczne jest widmo, na którym piki odpowiadają kwantom  $\gamma$  poprzedzającym w czasie przejścia 176, 471, 1030 oraz 1151 keV, należące do gałęzi rozpadu izomeru  $27/2^-$  w izotopie  $^{121}\text{Sn}$ , na których postawiono opóźnione bramki. Izotop ten został wybrany ze względu na odpowiedni, dla wykorzystania metody koincydencji opóźnionych,

czas połowicznego rozpadu izomeru wynoszący 167 ns oraz jego dużą populację w rozpatrywanej reakcji.

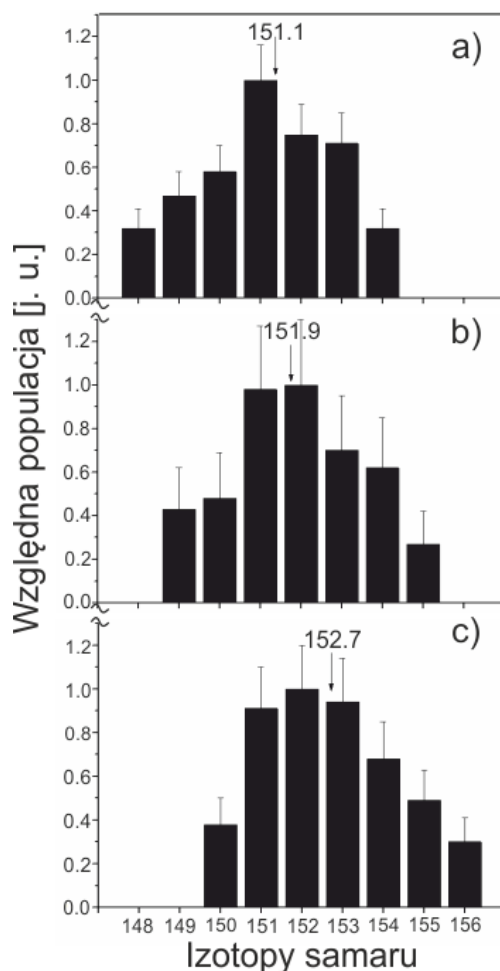


**Rys. 6.6.** Widmo otrzymane przez zsumowanie widm, dla których podwójne bramki zostały postawione na wszystkich kombinacjach przejść gamma o energiach 176, 471, 1030 oraz 1151 keV w izotopie  $^{121}\text{Sn}$ . Symbole oznaczają poszczególne przejścia gamma w jądrach  $^{150,152}\text{Sm}$  (niskoenergetyczna część) oraz przejścia przyporządkowane do izotopu  $^{121}\text{Sn}$  (wysokoenergetyczna część). Litera D towarzysząca podanym energiom bramkowanych przejść gamma oznacza, że są one opóźnione.

Na widmie widoczne są przejścia natychmiastowe należące zarówno do  $^{121}\text{Sn}$  jak i izotopów Sm będących komplementarnymi fragmentami w reakcji rozszczepienia jądra złożonego. Rzeczywiście, w niskoenergetycznej części widma bez trudu można zauważyć kwanty gamma charakterystyczne dla pasm rotacyjnych w jądrach  $^{150,152}\text{Sm}$ . Biorąc pod uwagę inne izotopy Sm, które są populowane w reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  (rysunek 6.5), można zidentyfikować wszystkie piki widoczne na widmie i jednoznacznie stwierdzić, że jego niskoenergetyczna część, niemal w całości, związana jest z efektem koincydencji krzyżowych. Natomiast przejścia wysokoenergetyczne ulokowane są powyżej izomeru  $27/2^-$  w izotopie  $^{121}\text{Sn}$ .

Znając natężenie kwantów  $\gamma$  należących do poszczególnych izotopów Sm będących w koincydencji krzyżowej z  $^{121}\text{Sn}$  możemy wyznaczyć ich względny rozkład. Rozkład ten zaprezentowany jest na rysunku 6.7a.



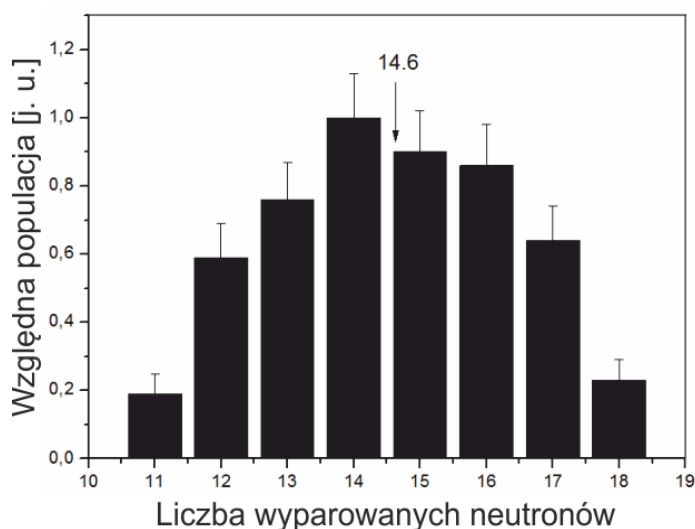


**Rys. 6.7.** Względna populacja izotopów Sm produkowanych w zderzeniach  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  przy rozszczepieniu jądra złożonego, jako fragmenty komplementarne do izotopów  $^{121}\text{Sn}$  (a),  $^{119}\text{Sn}$  (b) oraz  $^{118}\text{Sn}$  (c). Analiza oparta jest o technikę koincydencji krzyżowych (patrz podrozdział 5.2).

Tutaj również przeskalowano nieparzyste izotopy Sm o czynniki wyznaczone wcześniej. Należy zauważyć, że nie wszystkie jądra, które są produkowane w reakcji, są w koincydencji krzyżowej z  $^{121}\text{Sn}$ , nie zaobserwowano na przykład pików pochodzących od izotopu  $^{156}\text{Sm}$ . Taka sytuacja jest ściśle związana z liczbą wyparowanych neutronów, która może być obustronnie ograniczona ze względu na energię wzbudzenia jądra złożonego. Aby zbadać dokładniej tę sytuację należy sprawdzić, jak wygląda rozkład izotopów będących w koincydencji krzyżowej z kolejnymi izotopami cyny. Ze schematu 5.1 wynika, że bez wyparowania neutronów partnerem do  $^{121}\text{Sn}$ , w reakcji rozszczepienia jądra złożonego, powinien być  $^{165}\text{Sm}$ , tutaj natomiast maksimum przypada na  $^{151}\text{Sm}$ . Z takich rozważań wynika, więc, że w reakcji najczęściej wyparowuje około 14 neutronów. Postępując według analogicznej procedury jak w przypadku jądra  $^{121}\text{Sn}$ , można wyznaczyć rozkład izotopów Sm będących w koincydencji krzyżowej z  $^{119}\text{Sn}$ , co przedstawia rysunek 6.7b. Nie jest

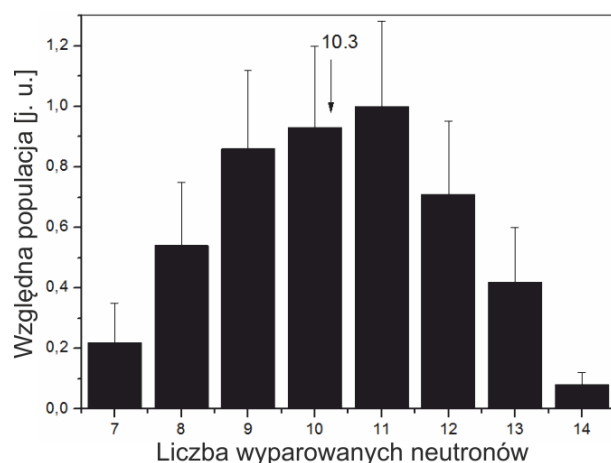
populowany tutaj izotop  $^{148}\text{Sm}$ . Widoczne jest również przesunięcie całego rozkładu w kierunku większych liczb masowych o wartości średniej  $A = 151.9$ . Aby ostatecznie potwierdzić taki schemat powtórzono całą analizę, wyznaczając rozkład izotopów Sm będących w koincydencji krzyżowej z izotopem  $^{118}\text{Sn}$  (rysunek 6.7c). Znowu zaobserwowano wyraźne przesunięcie izotopów samaru w kierunku większej liczby masowej  $A = 152.7$ . W obliczeniu średnich mas izotopów Sm skorelowanych z danym izotopem Sn użyto natężeń tych przejść gamma obserwowanych w koincydencjach krzyżowych, które są miarą populacji poszczególnych izotopów Sm (patrz podrozdział 6.1).

Jak wspomniano powyżej, wartości populacji nieparzystych izotopów Sm mnożone są przez ten sam czynnik dla wszystkich przypadków stowarzyszonych izotopów Sn. Czynnik ten nie może ulegać zmianie, ponieważ wynika on ze struktury konkretnego jądra a nie z zależności koincydencyjnych. Natomiast specyficzny przypadek nieobserwowanego izotopu  $^{155}\text{Sm}$ , tak jak poprzednio, wyznaczono na zasadzie interpolacji. Na podstawie rozkładu izotopów Sm będących w koincydencji krzyżowej z różnymi izotopami cyny, można każdej kombinacji przypisać liczbę wyparowanych neutronów. Z rys. 6.7a wynika, że izotop  $^{121}\text{Sn}$  jest produkowany w reakcjach rozszczepienia, w których średnia liczba wyparowanych neutronów wynosi około 14, ale cały rozkład jest stosunkowo szeroki i obejmuje wyparowanie od 11 do 17 neutronów. Trzeba wyraźnie zaznaczyć, że liczby te określają sumaryczny efekt wyparowania neutronów, bez rozróżnienia, które z nich są emitowane ze wzbudzonych jąder Sm, lub Sn powstających w rozszczepieniu, a które związane są z emisją z jądra złożonego, przed rozszczepieniem. Rzadko wcześniej obserwowane tak duże liczby wyparowanych neutronów i szeroki ich rozkład wiąże się z bardzo wysokimi energiami wzbudzenia jądra złożonego. Dodatkowo rozkłady są poszerzone w stronę niższych liczb w związku ze zmieniającą się energią wiązki, aż do energii bariery kulombowskiej, co wynika z zastosowania grubej tarczy w eksperymentach. Dla przypadków, gdy obserwowane są koincydencje krzyżowe z  $^{118,119}\text{Sn}$  wyznaczono bardzo podobne zakresy z wartością średnią wyparowanych neutronów około 15. Można, więc postawić wniosek, że średnia liczba wyparowanych neutronów zależy tylko w niewielkim stopniu od tego, który z izotopów Sn jest produkowany z towarzyszącymi mu izotopami Sm w procesie rozczepienia jądra złożonego. Można więc uśrednić wartości otrzymane dla trzech przypadków pokazanych na rysunku 6.7. Rezultat takiego uśrednienia jest widoczny na rysunku 6.8, gdzie przedstawiony jest rozkład liczby wyparowanych neutronów w reakcji syntezy  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , w której rozszczepienie jądra złożonego prowadzi do produkcji izotopów  $^{118,119,121}\text{Sn}$ . Rozkład ten wskazuje na dużą średnią liczbę wyparowanych neutronów wynoszącą 14.6 co, jak wyżej wspomniano, jest związane z wysoką energią wzbudzenia jądra złożonego, a w konsekwencji również silnego wzbudzenia rozszczepionych fragmentów. Tak duża liczba emitowanych neutronów jest sporym ograniczeniem w dotarciu do jąder neutronadmiarowych.



**Rys. 6.8.** Rozkład liczby wyparowanych neutronów w reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  otrzymany z bilansu mas komplementarnych fragmentów rozszczepienia jądra złożonego. W analizie koincydencji krzyżowych wzięto pod uwagę izotopy Sm produkowane jednocześnie z jądrami  $^{118,119,121}\text{Sn}$ . Zaznaczone niepewności związane są z błędami statystycznymi i z interpolacjami zastosowanymi w ilościowych analizach.

Analogiczna analiza została przeprowadzona dla reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Jak widać na rysunku 5.2, w tym przypadku komplementarnymi fragmentami do izotopów Sn w reakcji rozszczepienia jądra złożonego są jądra Te. Badając ich wzajemne koincydencje krzyżowe, według wyżej opisanej procedury, otrzymano rozkład wyparowanych neutronów przedstawiony na rysunku 6.9.



**Rys. 6.9.** Rozkład liczby wyparowanych neutronów w reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  otrzymany z bilansu mas komplementarnych fragmentów rozszczepienia jądra złożonego. W analizie koincydencji krzyżowych wzięto pod uwagę izotopy Te produkowane jednocześnie z jądrami  $^{118,119,121}\text{Sn}$ . Zaznaczone niepewności są błędami statystycznymi obliczonymi z odpowiednich liczb zliczeń.

Również tutaj zaobserwowano szeroki zakres wyemitowanych neutronów z wartością średnią wynoszącą 10.3. Wartość ta jest znacząco niższa niż w przypadku reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , nie prowadzi to jednak do populacji bardziej neutronadmiarowych izotopów Sn (patrz rysunki 6.1 i 6.2). W oczywisty sposób wynika to z faktu, że zastosowana tarcza  $^{208}\text{Pb}$  jest mniej bogata w neutrony niż tarcza  $^{238}\text{U}$ .

Trzecią wykorzystaną w obecnych badaniach reakcją był system  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ . Jak wynika ze schematu 5.2, partnerami rozczepienia do izotopów Sn powinny być jądra Yb. W danych z tej reakcji nie zaobserwowano jednak przejść pasm rotacyjnych charakterystycznych dla izotopów Yb. Natomiast w koincydencjach krzyżowych, przy selekcji izotopów Sn identycznej do wcześniejszych analiz, pojawiły się przejścia charakterystyczne dla jąder Mo. Fakty te jednoznacznie rozstrzygają, że prawie cała produkcja izotopów Sn pochodzi z reakcji rozczepienia tarczy  $^{238}\text{U}$ , podczas gdy najwyraźniej jądro złożone w tej sytuacji praktycznie nie jest formowane. Ilościowe relacje koincydencji krzyżowych nie są jednak tak łatwe do ustalenia jak w dwóch pozostałych przypadkach, dlatego też wyznaczenie liczby wyparowanych neutronów ograniczono jedynie do wyżej opisanych.

Warto jeszcze raz podkreślić, że wyznaczenie liczby wyparowanych neutronów stanowi ważną informację o mechanizmie reakcji wykorzystanych w obecnej pracy do badań spektroskopowych i było niezbędne do identyfikacji przejść powyżej długożyciowych izomerów w izotopach Sn, co jest istotnym elementem badań umożliwiającym objęcie pełnego zakresu izotopów. Jak szczegółowo przedstawiono w rozdziale 7, koincydencje krzyżowe z bramkami postawionym na przejściach należących do poszczególnych izotopów Sm i Te dla reakcji odpowiednio  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  i  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ , pozwalają otrzymać widma gamma, w których możliwe jest przyporządkowanie najbardziej intensywnych przejść gamma do konkretnego izotopu Sn. Rezultaty opisane w tym rozdziale zostały przedstawione w pracy [Isk13].



---

## ***7. Badanie neutrononadmiarowych izotopów cyny***

---

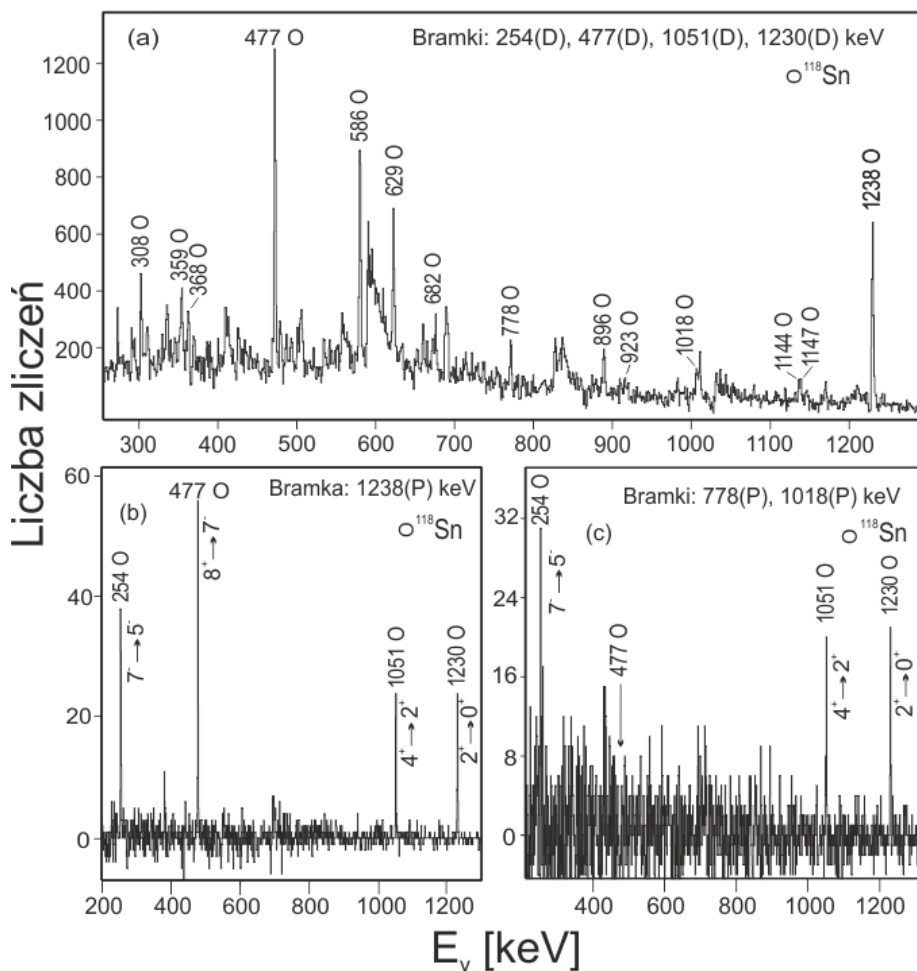
W tym rozdziale przedstawione będą szczegółowe wyniki uzyskane w niniejszej pracy na podstawie spektroskopowych analiz danych z wcześniej opisanych eksperymentów. Kolejne podrozdziały zawierają omówienie przeprowadzonych analiz i wyników badań uzyskanych dla poszczególnych parzystych neutrononadmiarowych izotopów Sn w całym dostępnym zakresie mas. Podrozdział 7.2 obejmuje zbiorcze podsumowanie pomiarów czasów życia nowych stanów izomerycznych zidentyfikowanych w badaniach.

### ***7.1. Identyfikacja wysokospinowych stanów w parzystych izotopach***

#### ***<sup>118-128</sup>Sn***

##### **A. <sup>118</sup>Sn**

Czasy połowicznego rozpadu izomerów  $7^-$  oraz  $10^+$  w izotopie <sup>118</sup>Sn, wynoszące odpowiednio 230 ns i 2.5  $\mu$ s, pozwalają na zastosowanie techniki koincydencji opóźnionych, jednocześnie zapewniając dobrą selektywność przy identyfikacji wyżej położonych przejść. Widmo przedstawiające te przejścia  $\gamma$  jest pokazane na rysunku 7.1a. Widmo to otrzymano stawiając podwójne bramki na wszystkich kombinacjach czterech najsilniejszych opóźnionych przejść związanych z rozpadem izomeru  $10^+$  w sortach PDD przeprowadzonych dla zsumowanych danych z trzech eksperymentów. Na widmie zostały zaznaczone zidentyfikowane przejścia poprzedzające w czasie oba stany izomeryczne w <sup>118</sup>Sn, podczas gdy pozostałe nieoznaczone linie pochodzą z jądra będącego partnerem w reakcji rozszczepienia lub z tła. Intensywna linia 477 keV odpowiada przejściu  $8^+ \rightarrow 7^-$ , które jest silnie populowane w rozpadzie stanu  $10^+$  i poprzedza izomer  $7^-$  (patrz Rys. 7.2). W bardziej szczegółowej analizie zidentyfikowano również grupę pięciu przejść dodatkowo zasilających izomer  $7^-$ , między którymi nie ma widocznego połączenia z długożyciowym stanem  $10^+$ . Sytuację tą obrazują dwa dolne widma na rysunku 7.1. Widmo 7.1b zostało otrzymane przy użyciu sortu PD poprzez ustawienie bramki na najbardziej intensywnym, natychmiastowym przejściu 1238 keV, leżącym powyżej izomeru  $10^+$ . Cztery obserwowane linie są w koincydencji opóźnionej z przejściem 1238 keV i z większością nowo zidentyfikowanych kwantów gamma. Oprócz przejścia 477 keV ( $8^+ \rightarrow 7^-$ ) również obecne są linie 254 ( $7^- \rightarrow 5^-$ ), 1051 ( $4^+ \rightarrow 2^+$ ) oraz 1230 keV ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) pochodzące z rozpadu izomeru  $7^-$ . Natomiast na widmie 7.1c, gdzie bramki zostały ustawione na kwantach  $\gamma$  o energiach 778 oraz 1018 keV, brak jest linii 477 keV, podczas gdy obecne są trzy przejścia, poprzez które rozpada się stan  $7^-$ .

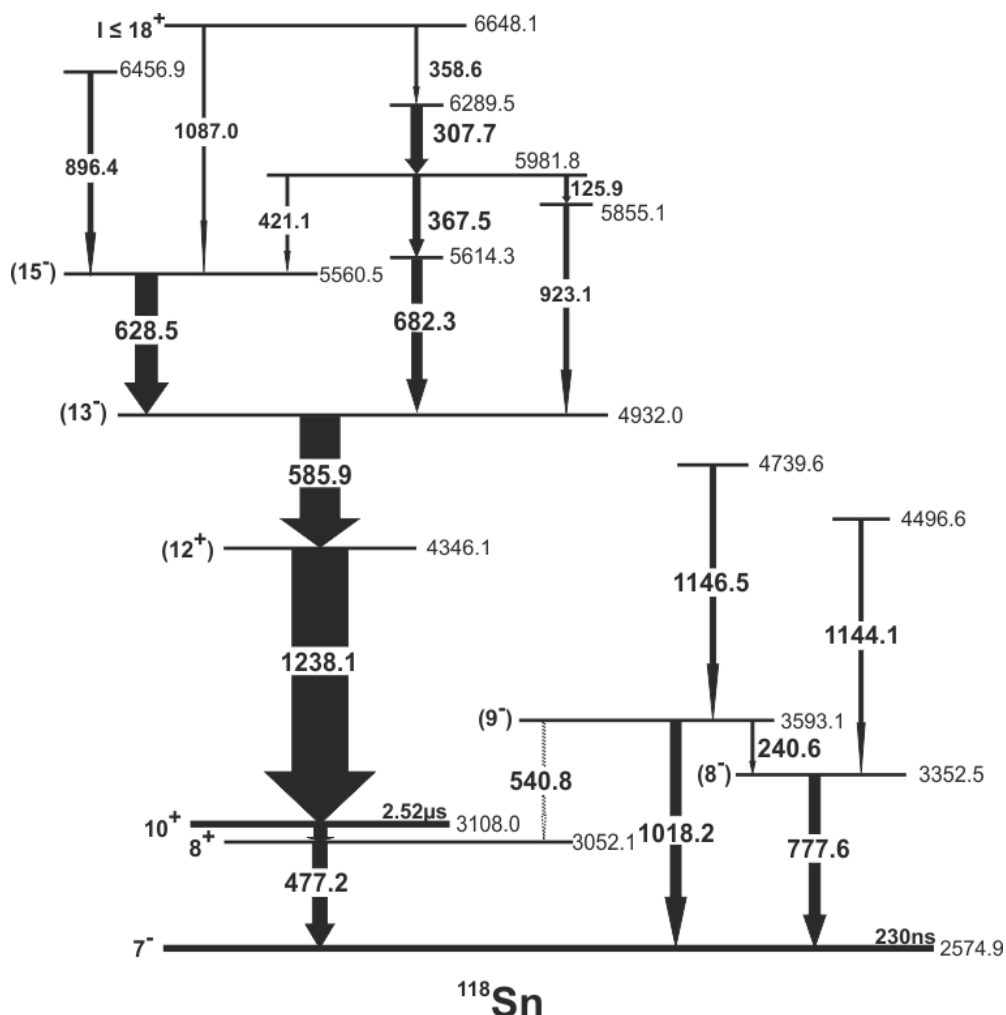


**Rys. 7.1.** Widma koincydencyjne wykorzystane przy identyfikacji przejść gamma powyżej izomerów  $10^+$  oraz  $7^-$  w izotopie  $^{118}\text{Sn}$  i przy konstrukcji schematu poziomów. Widmo (a) zostało otrzymane przez postawienie podwójnych bramek na wszystkich kombinacjach opóźnionych przejść 254, 477, 1051 oraz 1230 keV. Zawiera ono wszystkie natychmiastowe przejścia poprzedzające w czasie oba izomery. Przejścia  $\gamma$  widoczne na widmach (b) i (c) reprezentują gałęzie rozpadów izomerów  $10^+$  oraz  $7^-$  (patrz tekst). Na widmach zostały zaznaczone wszystkie przejścia gamma należące do  $^{118}\text{Sn}$ , natomiast pozostałe widoczne piki pochodzą od jąder będących partnerami izotopu  $^{118}\text{Sn}$  w reakcji rozszczepienia lub z tła pomiarowego. Tak jak w Rys. 6.6. literą D oznaczono przejścia opóźnione, a litera P charakteryzuje przejścia natychmiastowe.

Dlatego też całą strukturę opartą na przejściach 778 i 1018 keV można jednoznacznie ulokować bezpośrednio powyżej tego izomeru. Następnie w celu rozwinięcia schematu poziomów ulokowanych powyżej obu izomerów użyto macierzy PP utworzonej z sortów PPD stawiając odpowiednie bramki na przejściach opóźnionych D. Wartości energii i natężeń nowo zidentyfikowanych przejść, a także ich umiejscowienie w schemacie poziomów oraz oznaczenia spinów i parzystości podane są w tabeli 7.1

Oprócz przejścia 1426 keV, którego nie zaobserwowano w obecnej pracy, schemat poziomów energetycznych powyżej izomeru  $10^+$  zgadza się z tym ustalonym we

wcześniejszych badaniach [Fot11]. Niemniej jednak, otrzymano większą dokładność wartości energii obserwowanych przejść. Natomiast wartości wyznaczonych z podobną precyzją natężeń są zbliżone do tych prezentowanych w [Fot11]. Wskazuje to na podobną populację wysokospinowych stanów produkowanych w reakcji typu fuzja–rozczerpiecie przy użyciu znacząco różnego systemu wiązka–tarcza.



**Rys. 7.2.** Schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{118}\text{Sn}$  ustalony w obecnych badaniach. Szerokość strzałek odzwierciedla obserwowane natężenia przejść gamma. Konwencja ta będzie stosowana również w schematach odnoszących się do kolejnych izotopów Sn. Określenie wartości spinów i parzystości dla zidentyfikowanych stanów zostało omówione w tekście.

Grupa czterech poziomów ulokowanych powyżej izomeru  $7^-$  została zidentyfikowana po raz pierwszy w obecnej pracy. Oprócz słabego przejścia 541 keV, przez które rozpada się stan 3593 keV do poziomu 3052 keV o spinie  $8^+$ , nie zaobserwowano żadnego innego połączenia między tymi przejściami a wcześniej zidentyfikowanym schematem. Dla tej grupy czterech stanów najbardziej prawdopodobna jest negatywna parzystość. Obserwowane rozgałęzienie rozpadu stanu 3593 keV sugeruje wartości  $8^-$  i  $9^-$  jako najbardziej prawdopodobne oznaczenie spinów i parzystości dla poziomów odpowiednio 3352 i 3593 keV. Dla stanów leżących



powyżej izomeru  $10^+$  zostały zaproponowane oznaczenia bazujące na porównaniu z cięższymi izotopami cyny (patrz rozdział 9) oraz na ich yrastowym charakterze wynikającym z obserwowanej populacji stanów. Dla poziomu 4346 keV, oznaczenie  $I^\pi = (12^+)$  zostało zaproponowane w pracy [Fot11]. Jest to mocno potwierdzone wyraźnie yrastowym charakterem oraz faktem że energia tego poziomu pasuje dobrze do systematyki stanów  $12^+$  w parzystych izotopach Sn. Również poziomy 4932 oraz 5561 keV są mocno populowane w sekwencji yrastowej a systematyka faworyzuje dla tych stanów odpowiednio  $(13^-)$  i  $(15^-)$ .

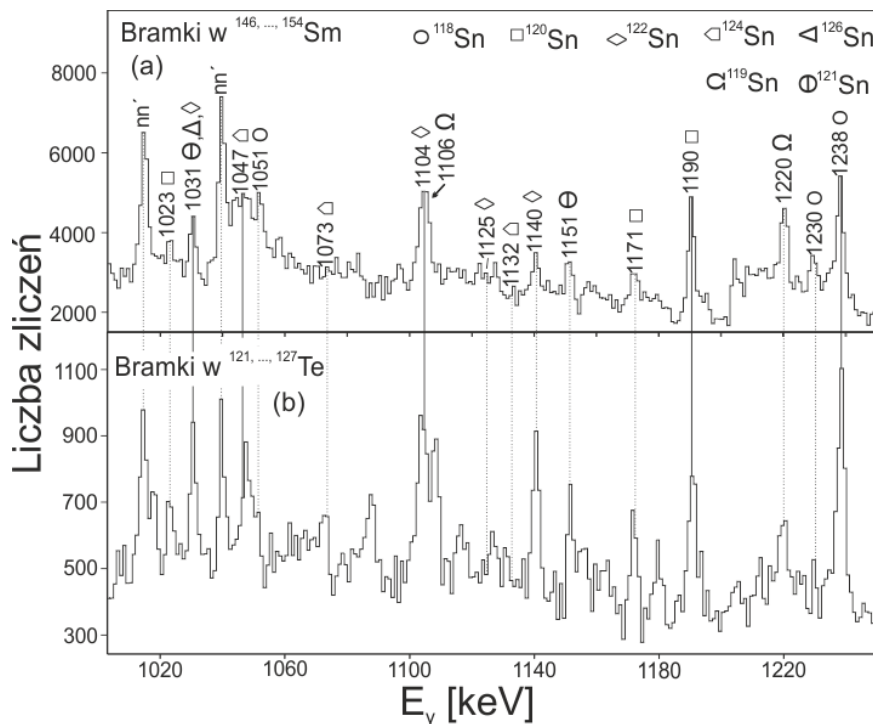
**TABELA 7.1.** Lista poziomów zidentyfikowanych w izotopie  $^{118}\text{Sn}$  wraz z oznaczeniem wartości spinów i parzystości. W tabeli załączone są energie przejść gamma jak i ich względne natężenia wyznaczone w obecnych badaniach. Natężenia zostały znormalizowane do przejścia 1238 keV zdefiniowanego jako 100. Niepewności energii i natężeń przejść  $\gamma$  zostały wyznaczone głównie w oparciu o obserwowany rozrzut poszczególnych wartości w danych pochodzących z trzech analizowanych eksperymentów.

$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$
2574.9	$7^-$			5560.5	$(15^-)$	628.5(2)	39(4)
3052.1	$8^+$			5614.3		682.3(2)	18(2)
3108.0	$10^+$			5855.1		923.1(3)	9(2)
3352.5	$(8^-)$	777.6(1)	20(2)	5981.8		125.9(3)	7(2)
3593.1	$(9^-)$	240.6(3)	5(2)			367.5(2)	13(2)
		540.8(6)	$\leq 2$			421.1(5)	5(3)
		1018.2(2)	19(2)	6289.5		307.7(1)	20(2)
4346.1	$(12^+)$	1238.1(1)	100	6456.9		896.4(3)	9(3)
4496.6		1144.1(3)	7(2)	6648.1		358.6(3)	5(2)
4739.6		1146.5(3)	10(2)			1087.0(10)	5(3)
4932.0	$(13^-)$	585.9(1)	71(4)				

Należy jednak podkreślić, że formalnie oznaczenie  $(14^+)$  nie może być wykluczone dla tych dwóch stanów. Jednakże, systematyka obejmująca całą serię cięższych izotopów Sn wyraźnie wskazuje, że obserwowana dla  $^{118}\text{Sn}$  energia wzbudzenia 4932 keV jest zbyt niska by wpisać się w systematykę stanów  $14^+$  (patrz rozdział 9). Dodatkowo, przy stosunkowo wysokiej populacji poziomu 5561 keV, brak jest przejścia  $E2$  do stanu  $(12^+)$ , które byłoby konkurencyjne do rozpadu 629 keV do poziomu  $(13^-)$ , co sprawia, że przypisanie  $(14^+)$  dla tego stanu jest mało prawdopodobne. Stosunkowo słabiej populowane poziomy 5614 oraz 5855 keV są natomiast możliwymi kandydatami dla oznaczenia  $(14^+)$ . W każdym z wymienionych przypadków schemat rozpadów gamma ustala  $I = 18$  jako górny limit wartości spinu przy najwyższej energii wzbudzenia 6648 keV.

## B. $^{120}\text{Sn}$

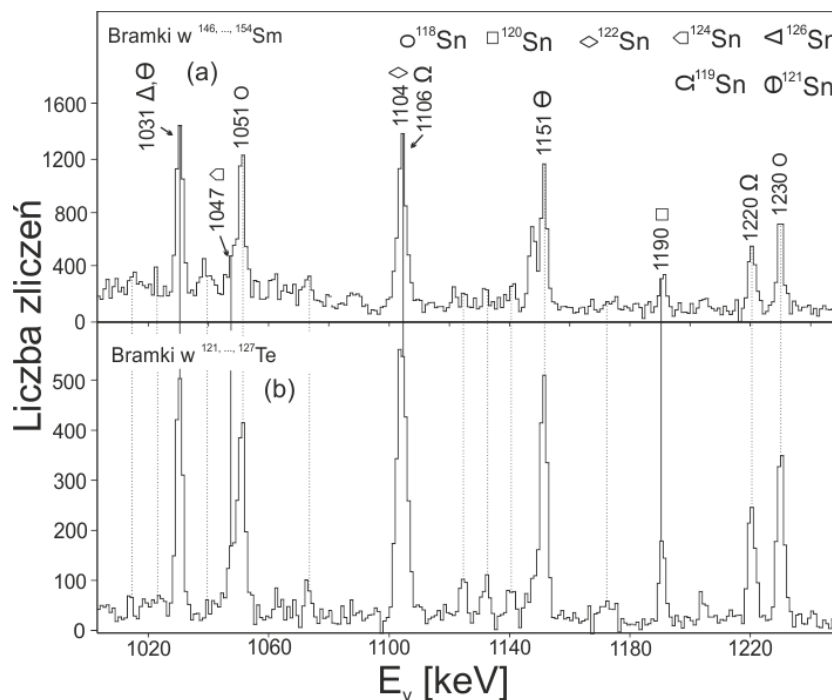
Długie czasy połowicznego rozpadu izomerów  $10^+$  i  $7^-$  wynoszące odpowiednio  $6.3 \mu\text{s}$  oraz  $11.8 \mu\text{s}$  powodują, że jednoznaczna identyfikacja wyżej położonych przejść, poprzez bezpośrednie relacje koincydencji opóźnionych nie jest możliwa. Dlatego też, analizę rozpoczęto od badania koincydencji krzyżowych przeglądając widma otrzymane przez postawienie bramek na silnych liniach  $\gamma$  należących do jąder będących partnerami w reakcji rozszczepienia do izotopów cyny. Technika ta, omówiona w podrozdziale 5.2, została również zastosowana przy badaniu izotopów  $^{122,124}\text{Sn}$ , natomiast warto ją przedstawić na przykładzie izotopu  $^{120}\text{Sn}$ , dla którego identyfikacja znalazła też potwierdzenie w szczególnie selektywnie przeprowadzonej analizie koincydencji opóźnionych. Na rysunku 7.3a widoczna jest suma wszystkich widm koincydencyjnych otrzymanych za pomocą sortów PPP z reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Bramki zostały ustawione na wszystkich kombinacjach przejść należących do pasm rotacyjnych w izotopach Sm o liczbie masowej z przedziału  $A = 146 - 154$ .



**Rys. 7.3.** Wysokoenergetyczna część widma otrzymanego w analizie koincydencji krzyżowych. Widmo jest sumą wielu widm, dla których bramki zostały postawione na przejściach należących do izotopów będących komplementarnymi fragmentami do izotopów Sn w reakcji rozszczepienia jądra złożonego. Wybrano przejścia w izotopach Sm o liczbach masowych  $A = 146 - 154$  (a) oraz Te,  $A = 121 - 127$  (b) w przypadku reakcji odpowiednio  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Przejścia yrastowe należące do izotopów Sn zostały zaznaczone w obu widmach (szczegóły w tekście).

Na rysunku 7.3b widoczne jest widmo otrzymane w podobny sposób z danych zebranych w eksperymencie  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Podwójne bramki zostały postawione na najsilniejszych

przejściach w izotopach Te o liczbie masowej  $A = 121 - 127$ , które są partnerami rozszczepienia dla izotopów Sn. Zakres energii na obu panelach rysunku 7.3 został zawężony do regionu gdzie są oczekiwane najsilniejsze przejścia yrastowe, leżące powyżej izomerów o wartości seniority  $\nu = 2$  oraz 3, w odpowiednio parzystych i nieparzystych izotopach Sn. Pomimo dużej złożoności tych widm możliwe jest wstępne przyporządkowanie obserwowanych linii do konkretnych izotopów cyny. Na ich podstawie można przeprowadzić pełną identyfikację i ustalić szczegółowy schemat poziomów dla każdego z izotopów. Szeroki rozkład izotopów Sm i Te nie pozwala na bezpośrednie jednoznaczne przyporządkowanie na podstawie sumarycznych widm Rys. 7.3. Przeprowadzone analizy obejmowały widma cząstkowe uzyskane w koincydencji z różnymi zakresami mas izotopów Sm i Te. Zmienność natężeń obserwowanych linii izotopów Sn będących w koincydencji z izotopami Sm i Te o różnej masie dało możliwość jednoznacznego przypisania poszczególnych linii do konkretnych izotopów Sn. Mniej skomplikowane widma otrzymano wykorzystując obecność stanów izomerycznych, które zostały zidentyfikowane w wysoko leżącej strukturze poziomów energetycznych we wszystkich parzystych izotopach Sn o  $A = 120 - 128$ . Przykłady takich widm zawiera rysunek 7.4, gdzie korzystając z sortów PPD otrzymano piki odpowiadające opóźnionym przejściom w izotopach Sn.

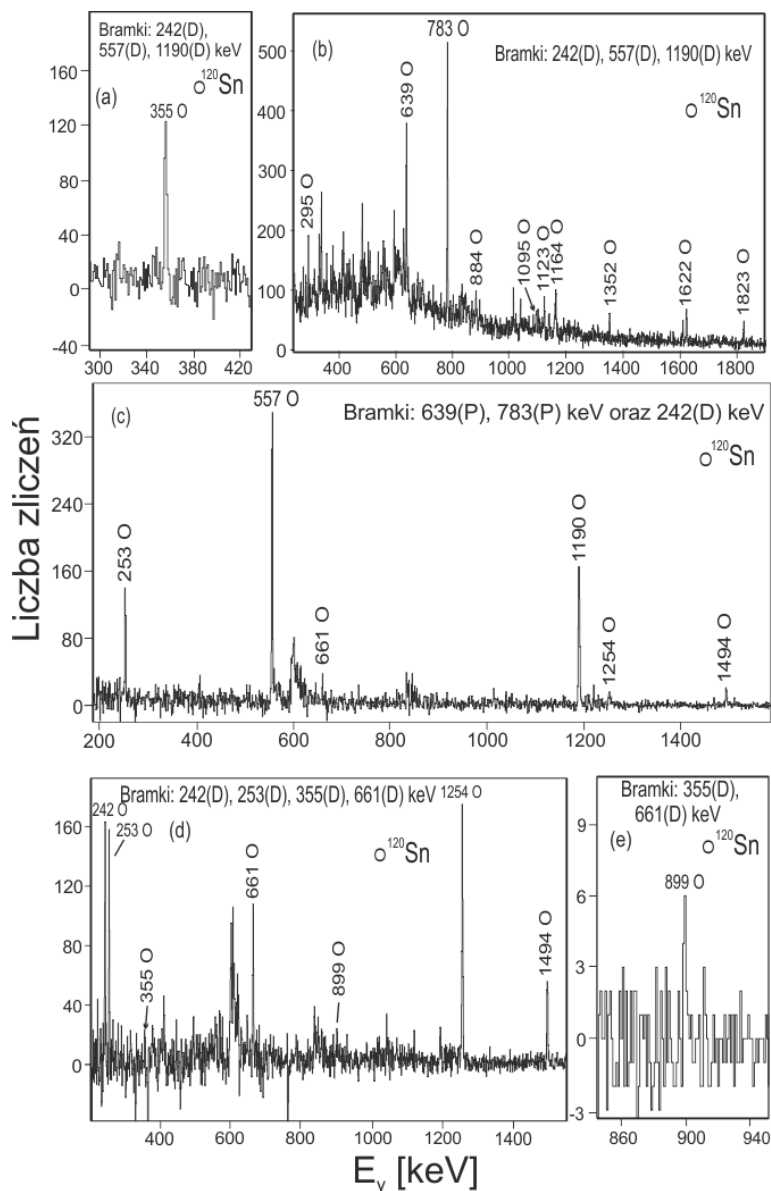


**Rys. 7.4.** Widma uzyskane przy analogicznych warunkach bramkowania do tych przedstawionych na Rys. 7.3, ale z selekcją parametru czasowego wybierającego wyłącznie koincydencje opóźnione. Widma zawierają linie odpowiadające przejściom w izotopach Sn, które są opóźnione w stosunku do natychmiastowych przejść w izotopach Sm (a) i Te (b) będących komplementarnymi fragmentami w odpowiednich reakcjach rozszczepienia jądra złożonego. Widma dokumentują obecność nowych wysokospinowych izomerów w parzystych izotopach Sn (szczegóły w tekście).

Jako podwójne bramki natychmiastowe wybrano te same przejścia jak w przypadku widm zaprezentowanych na rysunku 7.3. Linia 1238 keV obecna w izotopie  $^{118}\text{Sn}$ , w którym nie ma izomeru powyżej stanu  $10^+$ , jest wyraźnie widoczna na rysunku 7.3, natomiast, jak należy oczekiwać, nie jest widoczna w opóźnionych widmach 7.4a,b. Z drugiej strony, linie 1190, 1104 oraz 1046 keV, wcześniej zakwalifikowane jako przejścia położone powyżej stanów  $10^+$  w trzech różnych izotopach Sn są obecne w opóźnionych widmach na rysunku 7.4. Bardziej szczegółowy przegląd widm przy niższych energiach potwierdził obecność dodatkowych opóźnionych przejść, które w dalszej analizie okazały się być w koincydencjach natychmiastowych z wyżej wymienionymi wysokoenergetycznymi kwantami gamma. Rezultaty otrzymane na bazie koincydencji krzyżowych prowadzą do wniosku, że obserwowane sekwencje opóźnionych przejść, tj.: (242–557–1190), (243–610–1104) oraz (229–620–1047) keV, reprezentują rozpad wysokospinowych izomerów i należą do izotopów odpowiednio  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{122}\text{Sn}$  i  $^{124}\text{Sn}$ .

W ten sposób przejście 1190 keV, będące w koincydencji z silnymi kwantami  $\gamma$  o energiach 557 i 242 keV, jest stowarzyszone z nowym izomerem w izotopie  $^{120}\text{Sn}$ . Potwierdza to również widmo otrzymane poprzez postawienie podwójnych bramek (dd) na wszystkich kombinacjach linii 242, 557 oraz 1190 keV przy wykorzystaniu sortów ddD (rysunek 7.5a). Na widmie widoczna jest opóźniona (D) linia 355 keV odpowiadająca przejściu  $8^+ \rightarrow 7^-$ , poprzez które rozpada się izomer  $6.3 \mu\text{s}$  w  $^{120}\text{Sn}$ . Natomiast trzy kolejne kwanty gamma poniżej izomeru  $7^-$  nie są obserwowane z powodu długiego czasu połowicznego rozpadu wynoszącego  $11.8 \mu\text{s}$ . Ustalono, więc energię wzbudzenia nowego izomeru na 4892 keV z dominującą kaskadą rozpadu (242–557–1190) keV do stanu  $10^+$ . Czas połowicznego rozpadu tego izomeru został określony na 30(3) ns (patrz podrozdział 7.2). W dalszej analizie, identyfikującej poziomy leżące powyżej, relacje koincydencji opóźnionych bazują na warunkach czasowych dostosowanych optymalnie do takiego czasu życia. Przejścia poprzedzające w czasie zidentyfikowany izomer zawiera widmo, przedstawione na rysunku 7.5b, otrzymane poprzez wybranie podwójnych bramek na opóźnionych liniach 242, 557 oraz 1190 keV (sorty PDD). Zaznaczone piki odpowiadają przejściom należącym do wysokospinowej struktury w izotopie  $^{120}\text{Sn}$  i umieszczono je na schemacie poziomów (rysunek 7.6). Wzajemne relacje między zidentyfikowanymi przejściami zostały ustalone na bazie macierzy natychmiastowych koincydencji  $\gamma$ – $\gamma$  utworzonej z sortów PPD, w których opóźnione bramki obejmowały przejścia należące do rozpadu 30–ns izomeru. Następnie, w celu szczegółowego zbadania schematu poniżej izomeru, szukano alternatywnych ścieżek rozpadu. Posługując się sortami PDD, przy wyborze bramki natychmiastowej (P) postawionej na dwóch najsilniejszych przejściach powyżej izomeru, otrzymano macierz koincydencji opóźnionych (DD). Widmo wynikowe z tej właśnie macierzy z wybranym przejściem o energii 242 keV pokazane jest na rysunku 7.5c. Oprócz intensywnych kwantów gamma o

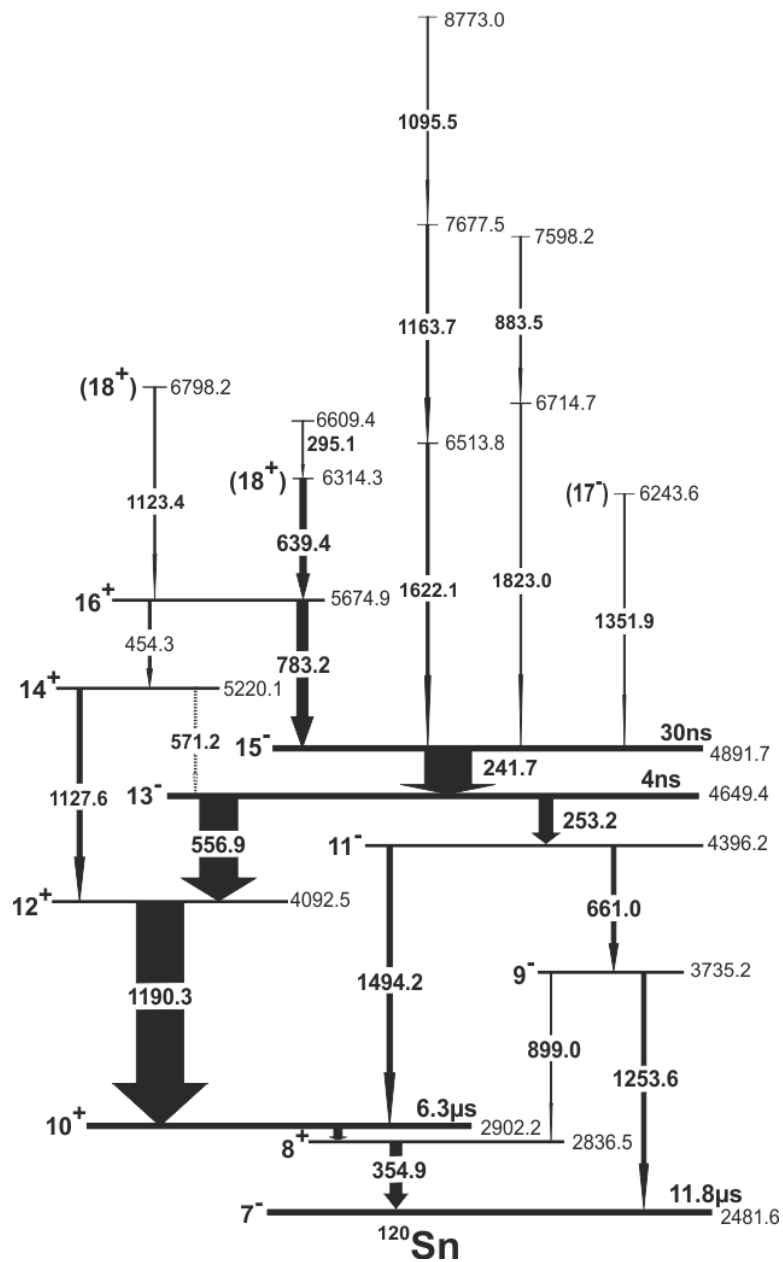
energiach 557 oraz 1190 keV obecne są również słabsze linie 253, 661, 1254 i 1494 keV identyfikujące obecność równoległej gałęzi rozpadu stanu izomerycznego. Analiza opóźnionych koincydencji DDD w przedziale czasowym odpowiadającym czasowi połowicznego rozpadu  $T_{1/2} = 30$  ns, pozwala jednoznacznie ulokować te przejścia w schemacie poziomów.



**Rys. 7.5.** Widma koincydencyjne wykorzystane do identyfikacji nowych przejść gamma i do skonstruowania schematu poziomów wysokospinowych w izotopie  $^{120}\text{Sn}$ . Wszystkie przedstawione widma zawierają piki odpowiadające opóźnionym przejściom gamma za wyjątkiem panelu (b), na którym zaprezentowane są przejścia natychmiastowe. Opis warunków bramkowania widoczny jest na poszczególnych widmach, a wyjaśnienie szczegółów związanych z interpretacją widm przedstawione jest w tekście.

Kombinacja podwójnych bramek ustawionych na wymienionych wyżej czterech liniach o

mniejszym natężeniu generuje widmo (rysunek 7.5d), gdzie przejścia z tej nowej, słabszej ścieżki rozpadu są wzmocnione. W szczególności widoczne są linie 355 oraz 899 keV, łączące tę gałąź rozpadu ze stanem  $8^+$  o energii wzbudzenia 2837 keV. Dla potwierdzenia postawiono podwójne bramki na przejściach 355 i 661 keV, czego rezultatem jest widmo przedstawione na rysunku 7.5e. Istotnie, zaobserwowano przejście 899 keV łączące stany o energiach 3735 oraz 2902 keV. W celu skompletowania schematu poziomów analizowano natychmiastowe koincydencje PPP bez żadnych warunków wcześniejszej selekcji. Analiza ta wykazała obecność przejść 454 oraz 1128 keV łączących wcześniej ustalony poziom o energii wzbudzenia 5675 keV z najsilniejszym yrastowym przejściem gamma 1190 keV.



**Rys. 7.6.** Schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{120}\text{Sn}$  ustalony w obecnych badaniach. Budowa schematu, a także określenie wartości spinów i parzystości zidentyfikowanych stanów zostało omówione w tekście.

Tabela 7.2 zawiera listę przejść zidentyfikowanych w izotopie  $^{120}\text{Sn}$ . Schemat poziomów zawarty na rysunku 7.6 potwierdza cztery zidentyfikowane w pracy [Fot11] przejścia jak również stany zaproponowane w [Ast12]. Jednakże obecne rezultaty obejmują dodatkowo ważną ścieżkę rozpadu 30–ns izomeru jak również znaczne rozszerzenie struktur leżących powyżej niego. Pomimo, że określenie czasów połowicznego rozpadu zidentyfikowanych stanów izomerycznych będzie szerzej omówione w podrozdziale 7.2 to już w tym miejscu warto zaznaczyć, że dla stanu o energii 4649 keV, który populowany jest bezpośrednio z rozpadu 30–ns izomeru, określono czas połowicznego rozpadu wynoszący 4(1) ns.

**TABELA 7.2.** Lista poziomów zidentyfikowanych w izotopie  $^{120}\text{Sn}$  wraz z oznaczeniem wartości spinów i parzystości. Natężenia zostały znormalizowane do przejścia 1190 keV zdefiniowanego jako 100. Niepewności energii i natężeń przejść  $\gamma$  zostały wyznaczone głównie w oparciu o obserwowany rozrzut poszczególnych wartości w danych pochodzących z trzech analizowanych eksperymentów.

$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$
2481.6	$7^-$			5674.9	$16^+$	454.3(3)	6(1)
2836.5	$8^+$					783.2(3)	23(2)
2902.2	$10^+$			6243.6	( $17^-$ )	1351.9(4)	3(1)
3735.2	$9^-$	899.0(6)	1.0(4)	6314.3	( $18^+$ )	639.4(4)	14(2)
		1253.6(2)	12(2)	6513.8		1622.1(3)	6(2)
4092.5	$12^+$	1190.3(1)	100	6609.4		295.1(4)	3(1)
4396.2	$11^-$	661.0(2)	10(2)	6714.7		1823.0(4)	4(1)
		1494.2(2)	12(2)	6798.2	( $18^+$ )	1123.4(4)	4(1)
4649.4	$13^-$	253.2(2)	30(3)	7598.2		883.5(4)	3(1)
		556.9(1)	83(5)	7677.5		1163.7(4)	6(2)
4891.7	$15^-$	241.7(1)	103(5)	8773.0		1095.5(5)	3(1)
5220.1	$14^+$	571.2(9)	$\leq 3$				
		1127.6(3)	11(2)				

Dla nowo zidentyfikowanych poziomów zostały również określone jednoznaczne oznaczenia spinów i parzystości aż do poziomu  $16^+$  o energii wzbudzenia 5675 keV. Rezultaty obliczeń teoretycznych modelu powłokowego, szczegółowo opisane w rozdziale 8, potwierdzają poprawność przyjętych oznaczeń. Konsystentna z nimi jest również systematyka cięższych parzystych izotopów Sn, która w szczególności pokazuje obecność izomeru  $15^-$  we wszystkich izotopach, aż po  $A = 128$  i mocno potwierdza oznaczenie  $15^-$  dla 30–ns izomeru. Każda większa wartość spinu, dla tego stanu, jest wykluczona na podstawie obecności silnej ścieżki rozpadu łączącej z izomerem  $7^-$ . Z kolei wartość spinu 15 o parzystości dodatniej nie

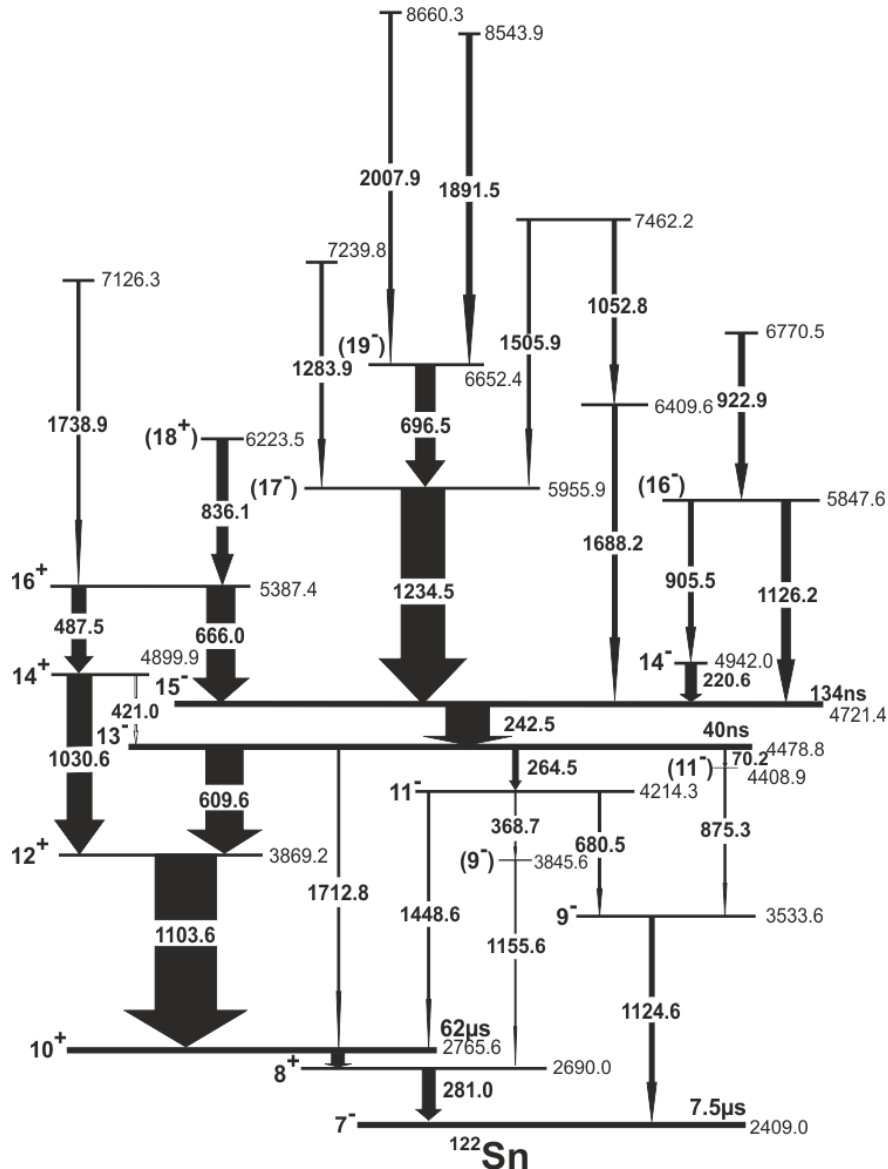
jest możliwa z powodu obserwowanych czasów życia niżej leżących stanów, które zabraniają przejść o multipolowości  $M2$  lub wyższych. Z drugiej strony niższe wartości oznaczenia (np.  $14^{+/-}$ ) prowadzą do wewnętrznych sprzeczności przy próbie zrozumienia obserwowanych ścieżek rozpadów. Tak, więc sekwencja (242–253–661–1254) keV musi składać się z przejść o multipolowości  $E2$ . Również określone czasy połowicznych rozpadów wskazują, że kwanty  $\gamma$  o energiach 242 i 253 keV są przejściami  $E2$ . A zatem poziomy 3735, 4396 oraz 4649 keV zostały jednoznacznie określone, jako stany odpowiednio  $9^-$ ,  $11^-$  i  $13^-$ , które rozpadają się również przez przejścia 899, 1494 i 557 keV o multipolowości  $E1$  do yrastowych stanów odpowiednio  $8^+$ ,  $10^+$  i  $12^+$ . Silna, yrastowa populacja poziomu 5675 keV wskazuje na oznaczenie  $16^+$  dla tego stanu, co jest potwierdzone obserwowanym rozpadem  $\gamma$ , który faworyzuje wartość spinu i parzystość  $14^+$  dla stanu 5220 keV, rozpadającego się przez przejście  $E2$  o energii 1128 keV do poziomu  $12^+$ . Obserwacja przejść 1352, 1123 oraz 639 keV, jako wyraźnych dyskretnych linii bez dopplerowskiego poszerzenia, przy jednoczesnym braku istotnego zasilania z wyżej leżących poziomów, sugeruje istnienie kilkupikosekundowych czasów połowicznego rozpadu dla stanów odpowiadającym tym przejściom. Sprawia to, że oznaczenie tych przejść, jako  $E2$  jest dość prawdopodobne a tym samym możemy przyjąć wstępne przypisanie stanom 6244, 6798 i 6314 keV spinów i parzystości odpowiednio  $17^-$ ,  $18^+$  oraz  $18^+$ . Dla wyżej leżących stanów nie ma poważnych wskazań do sugerowania konkretnych wartości spinów oraz parzystości, dlatego też pozostawiono te poziomy nieoznaczone.

### C. $^{122}\text{Sn}$

Analiza oparta na technice koincydencji krzyżowych, omówiona powyżej dla  $^{120}\text{Sn}$ , prowadzi również do wstępnej identyfikacji stanu izomerycznego o energii wzbudzenia 4721 keV w izotopie  $^{122}\text{Sn}$ . Identyfikacja ta, wykorzystuje główną ścieżkę rozpadu tego izomeru biegnącą poprzez przejścia 243, 610 oraz 1104 keV do długożyciowego stanu  $10^+$ . Zmierzony czas połowicznego rozpadu wynoszący  $T_{1/2} = 134(12)$  ns, dobrze nadaje się do wykorzystania warunków czasowych przy selekcji opóźnionych zdarzeń. Pozwoliło to na identyfikację wielu kwantów gamma oraz odpowiednie przyporządkowanie ich do różnych gałęzi rozpadu w izotopie  $^{122}\text{Sn}$ . Kompletny schemat poziomów o wartości liczby seniority  $\nu \geq 2$  przedstawiony jest na rysunku 7.7. Schemat ten został zbudowany w podobny sposób jak w przypadku izotopu  $^{120}\text{Sn}$ . Tutaj również obecna jest sekwencja przejść zasilająca długożyciowy stan  $7^-$  i ustalająca oznaczenia dla stanów, poprzez które rozpada się 134–ns izomer. Część schematu poziomów odnosząca się do najsilniejszych przejść, potwierdza identyfikacje przeprowadzoną w [Ast12], jednakże w obecnych badaniach jest bardziej szczegółowy oraz zawiera wiele wcześniej nieobserwowanych przejść i ważnych własności. Kompletna lista poziomów razem z energiami i natężeniami zidentyfikowanymi w tej pracy przejść  $\gamma$ , zawarta jest w tabeli 7.3.



Natomiast najistotniejsze rezultaty analizy udokumentowane są na widmach na rysunku 7.8. Na górnym panelu 7.8a przedstawione są przejścia gamma poprzedzające w czasie 134–ns stan izomeryczny. Widmo otrzymano posługując się sortami PDD z podwójnymi bramkami ustawionymi na silnych, opóźnionych przejściach 243, 610 i 1104 keV, znajdującymi się poniżej izomeru.



**Rys. 7.7.** Schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{122}\text{Sn}$  ustalony w obecnych badaniach. Szczegóły budowy schematu, a także określenie wartości spinów i parzystości dla zidentyfikowanych stanów zostało omówione w tekście.

Każda z zaznaczonych na Rys. 7.8a linii została ulokowana w schemacie 7.7 na podstawie analizy koincydencji  $\gamma$ - $\gamma$  wyselekcjonowanych z sortów PPD, gdzie opóźniona bramka została ustawiona na tych samych trzech przejściach. Natomiast rozgałęzienia rozpadu stanu izomerycznego zilustrowane są na rysunku 7.8b. Widmo oparte na sortach PDD otrzymano

poprzez wybranie natychmiastowych bramek na każdym z trzech najsilniejszych kwantów gamma leżących powyżej 134–ns izomeru oraz opóźnionej bramki na przejściu 243 keV, poprzez które zachodzi jego rozpad. Konkurencyjny rozpad do silnego przejścia 610 keV jest reprezentowany przez linie 265 keV o relatywnym natężeniu podobnym do tego, jak w analogicznej gałęzi w izotopie  $^{120}\text{Sn}$ . Dalsza analiza pokazała, że stan 4479 keV, gdzie występuje to rozgałęzienie, ma względnie długi czas połowicznego rozpadu wynoszący 40(3) ns.

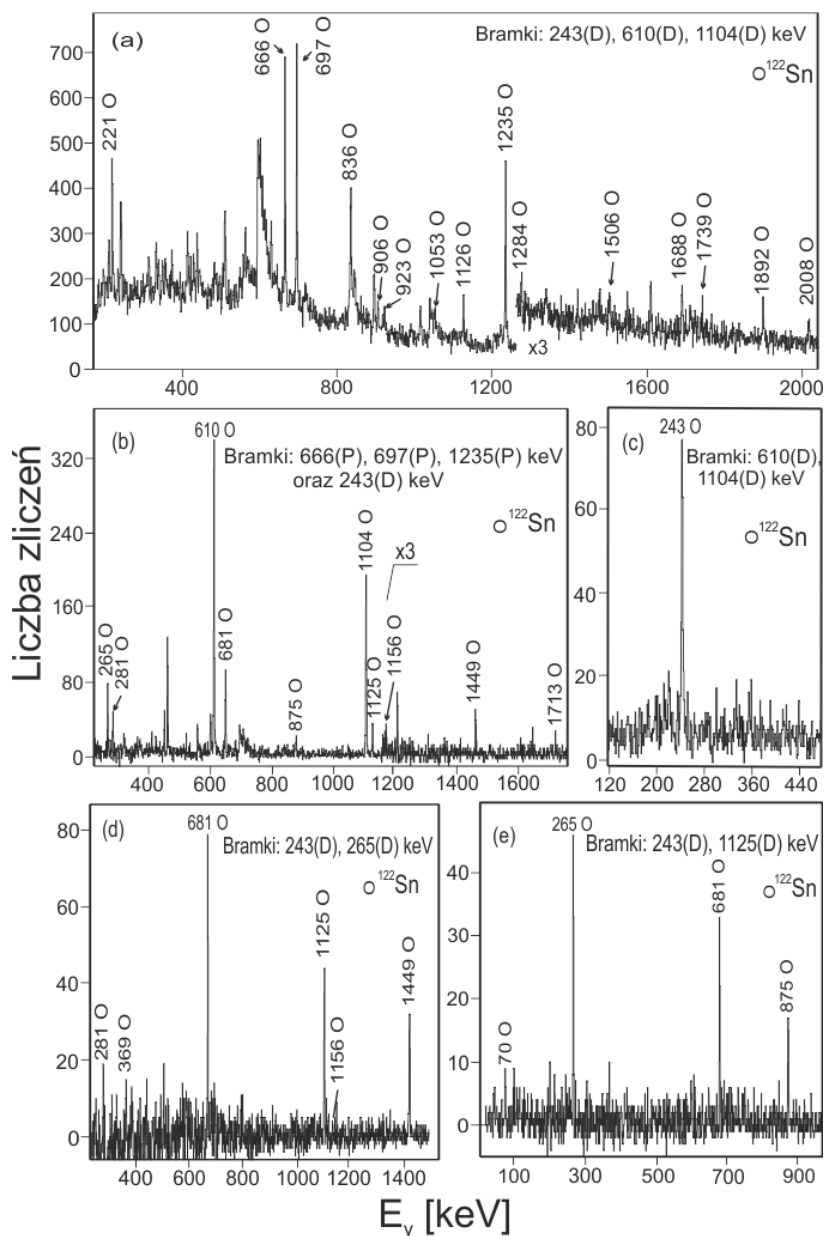
**TABELA 7.3.** Lista poziomów zidentyfikowanych w izotopie  $^{122}\text{Sn}$  wraz z oznaczeniem wartości spinów i parzystości. Natężenia przejść leżących poniżej izomeru  $15^-$  zostały znormalizowane do przejścia 243 keV zdefiniowanego jako 100. Natomiast natężenia natychmiastowych przejść powyżej izomeru  $15^-$  jak i go omijających zostały znormalizowane osobno do 1235 keV i oznaczone symbolem \*. Niepewności energii i natężeń przejść  $\gamma$  zostały wyznaczone głównie w oparciu o obserwowany rozrzut poszczególnych wartości w danych pochodzących z trzech analizowanych eksperymentów.

$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$
2409.0	$7^-$			4942.0	$14^-$	220.6(3)	25(3)*
2690.0	$8^+$			5387.4	$16^+$	487.5(2)	32(2)*
2765.6	$10^+$					666.0(2)	65(3)*
3533.6	$9^-$	1124.6(2)	11(2)	5847.6	( $16^-$ )	905.5(3)	11(2)*
3845.6	( $9^-$ )	1155.6(4)	2(1)			1126.2(2)	20(3)*
3869.2	$12^+$	1103.6(1)	139(6) <sup>a</sup>	5955.9	( $17^-$ )	1234.5(1)	100*
4214.3	$11^-$	368.7(4)	2(1)	6223.5	( $18^+$ )	836.1(3)	25(2)*
		680.5(2)	6(1)	6409.6		1688.2(5)	11(3)*
		1448.6(2)	5(1)	6652.4	( $19^-$ )	696.5(3)	45(3)*
4408.9	( $11^-$ )	875.3(3)	4(1)	6770.5		922.9(3)	14(2)*
4478.8	$13^-$	70.2(5)	0.60(13) <sup>b</sup>	7126.3		1738.9(5)	7(2)*
		264.5(2)	13(2)	7239.8		1283.9(4)	8(2)*
		609.6(1)	83(4)	7462.2		1052.8(4)	10(3)*
		1712.8(5)	3(1)			1505.9(5)	7(2)*
4721.4	$15^-$	242.5(1)	100	8543.9		1891.5(4)	13(2)*
4899.9	$14^+$	421.0(9)	$\leq 3$	8660.3		2007.9(5)	8(2)*
		1030.6(2)	56(4)*				

a) Natężenie przejścia podane jako suma zasilania z izomeru  $15^-$  jak i z sekwencji przejść omijających ten izomer.

b) Bardzo słabe przejście  $\gamma$  o energii 70 keV zostało zaobserwowane podczas analizy, jednak jego natężenia nie udało się określić bezpośrednio i wyznaczono je przy założeniu, że jest ono równe natężeniu przejścia 875 keV. Zgodnie z rozważaniami zawartymi w tekście uwzględniono również współczynnik konwersji wewnętrznej dla przejść  $E2$ .

Istnienie tego izomeru udokumentowane jest na widmie 7.8c przez wykazanie, że opóźnione przejście 243 keV poprzedza w czasie jeszcze bardziej opóźnione przejścia 610 i 1104 keV. By szczegółowo zbadać rozpad tego izomeru wykorzystano sorty DDD, w których wybrano podwójne bramki na liniach 243 oraz 265 keV. Jak widać na rysunku 7.8d oprócz ścieżki rozpadu biegnącej poprzez przejścia 681 i 1125 keV do izomeru  $7^-$ , obecne jest też połączenie do długożyciowego stanu  $10^+$ .



**Rys. 7.8.** Widma koincydencyjne wykorzystane do identyfikacji nowych przejść w izotopie  $^{122}\text{Sn}$  oraz do budowy schematu poziomów energetycznych. Opis warunków bramkowania zawarty jest w poszczególnych panelach i omówiony w tekście wraz z interpretacją kolejnych widm. Na Rys. 7.8a widoczne są piki odpowiadające natychmiastowym przejściom powyżej izomeru  $15^-$  natomiast na widmach (b) i (c) opóźnione przejścia potwierdzają obecność izomeru  $13^-$ , którego gałęzie rozpadu identyfikują widma (d) oraz (e) (patrz tekst).

Na widmie widoczna jest również dużo słabsza sekwencja 369–1156 keV łącząca 40–ns izomer z yrastowym stanem  $8^+$ . Sekwencja ta, została potwierdzona analizując relacje koincydencyjne między trzema kwantami gamma. W celu skompletowania schematu rozpadu zidentyfikowanych izomerów, postawiono podwójną bramkę na opóźnionych przejściach 243 oraz 1125 keV. Rezultatem takiej selekcji jest widmo przedstawione na rysunku 7.8e, na którym widoczne są linie 70 i 875 keV łączące stany o energiach wzbudzenia 4479 oraz 3534 keV. Izomer o czasie połowicznego rozpadu 40 ns sprzyja ulokowaniu niskoenergetycznego 70–keV kwantu  $\gamma$ , jako jednego z przejść izomerycznych, a jego natężenie, aczkolwiek z dużą niepewnością pomiarową, jest konsyistentne z dużym współczynnikiem konwersji elektronowej charakterystycznej dla przejść  $E2$ . Ponadto, zostało zidentyfikowane bezpośrednie połączenie poziomu 4479 keV z izomerem  $10^+$  przez obserwację wysokoenergetycznego przejścia 1713 keV o multipolowości  $E3$  jak wynika z oznaczenia  $I^\pi = 13^-$  dla stanu początkowego.

Oznaczenia wartości spinu oraz parzystości, dla stanu izomerycznego 134 ns ( $15^-$ ) jak i dla niżej leżących poziomów należących do jego rozpadu, bazują na rozważaniach podobnych jak te opisane w przypadku izotopu  $^{120}\text{Sn}$ . Izomer o czasie połowicznego rozpadu 40 ns oznaczony, jako  $13^-$ , pozwala na obserwację czterech gałęzi rozpadu, z których przejścia 620 keV ( $E1$ ) i 1713 keV ( $E3$ ) populują bezpośrednio poziomy odpowiednio 3869 keV ( $12^+$ ) i 2766 keV ( $10^+$ ). Pozostałe dwie ścieżki zasilają dwa stany  $11^-$  poprzez przejścia 70 oraz 265 keV o multipolowościach  $E2$ . Następnie, oba stany  $11^-$  rozpadają się do dwóch stanów  $9^-$  o energiach wzbudzenia odpowiednio 3846 i 3534 keV. Takie oznaczenia spinów i parzystości omawianych stanów są jedynymi w pełni zgadzającymi się ze schematem i obserwowanymi czasami życia stanów izomerycznych. Ponadto, są one mocno podparte widoczną analogią struktury poziomów zaobserwowaną w innych izotopach Sn jak również obliczeniami opartymi o przewidywania modelu powłokowego (patrz rozdział 8). Analiza potrójnych koincydencji natychmiastowych kwantów  $\gamma$  wykazała obecność mocnej sekwencji 1031–488 keV, leżącej powyżej yrastowego poziomu  $12^+$  (3869 keV), która stanowi ścieżkę rozpadu stanu 5387 keV omijającego izomery  $13^-$  oraz  $15^-$ . Bazując na rozważaniach podobnych do tych przeprowadzonych w przypadku  $^{120}\text{Sn}$ , jak i zdecydowanej yrastowej naturze mocno populowanego stanu 5387 keV, oznaczono ten stan, jako  $16^+$ , rozpadający się następnie do poziomu  $14^+$  (4900 keV). Obserwowane natężenie populacji stanów 5956, 6224 i 6652 keV również wskazuje na ich yrastowy charakter. Można, więc zasugerować wstępne oznaczenia, dla tych poziomów, odpowiednio  $17^-$ ,  $18^+$  i  $19^-$ . Z drugiej strony, obserwowane natężenie niskoenergetycznego przejścia 221 keV ulokowanego bezpośrednio powyżej izomeru  $15^-$ , stanowi rozpad z nieyrastowego poziomu. Taki stan nie był obserwowany w  $^{120}\text{Sn}$ , lecz w cięższych izotopach podobny nieyrastowy stan jest widoczny. Obliczenia teoretyczne (patrz rozdział 8) wykazały, że poziom ten ma taką samą konfigurację jak izomer  $15^-$ , jednak cztery neutrony sprzęgając się, dają wartość spinu o jednostkę niższą.

Przewidywania modelu powłokowego rzeczywiście wskazują na stan o oznaczeniu  $14^-$  przy tej energii wzbudzenia. Ponadto, nie zaobserwowano konkurencyjnego przejścia  $MI$  do niżej położonego poziomu  $13^-$ , co nie jest zaskakujące biorąc pod uwagę konfigurację tych stanów (patrz rozdział 8). Przewidywania obliczeń teoretycznych wskazują również stan 5848 keV, jako dobrego kandydata do oznaczenia  $16^-$ . Obserwowane przejście  $E2$  do poziomu  $14^-$  oraz bardziej intensywny rozpad  $MI$  do izomeru  $15^-$  potwierdzają takie przypisanie. Nie zaproponowano natomiast żadnych wartości spinu oraz parzystości dla kilku wyżej ulokowanych stanów widocznych na schemacie 7.7. Aczkolwiek w konkretnych przypadkach obserwowane cechy rozpadów stanów wraz z rozważaniami o ich zasilaniu mogą preferować niektóre oznaczenia, byłyby one jednak zbyt spekulatywne.

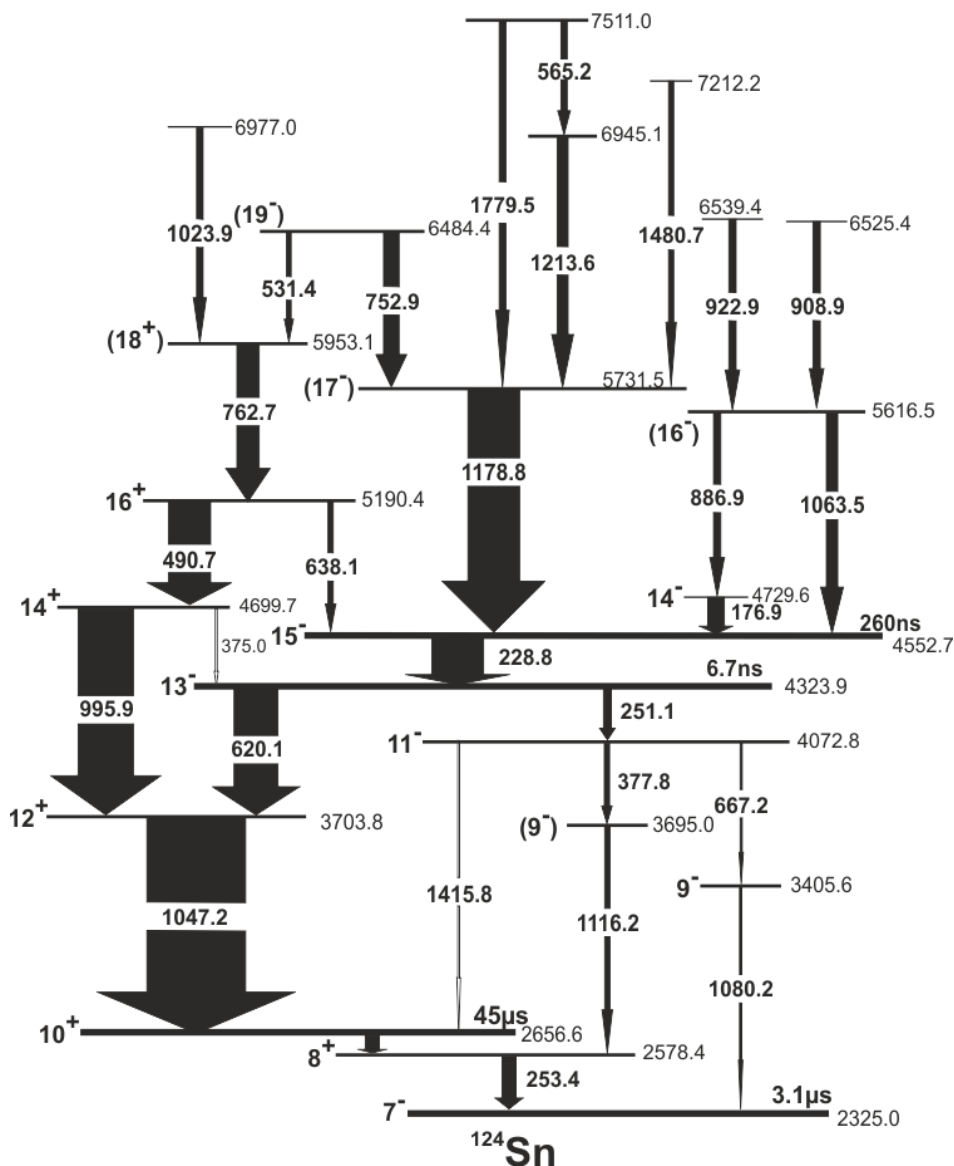
#### D. $^{124}\text{Sn}$

Wykorzystując analogiczną procedurę identyfikacji jak w przypadku izotopów  $^{120,122}\text{Sn}$ , ustalono główną kaskadę rozpadu 229–620–1047 keV izomeru  $15^-$  o czasie połowicznego rozpadu 260(30) ns. Sekwencja ta i czas życia, pozwalają na stosunkowo łatwą konstrukcję stanów o wyższej niż  $\nu = 2$  wartości liczby seniority w izotopie  $^{124}\text{Sn}$ . W obecnej pracy potwierdzono identyfikację zaprezentowaną w [Fot11] jak i bardziej rozszerzone rezultaty zamieszczone w [Ast12]. Jednakże obecnie ustalony schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{124}\text{Sn}$ , zaprezentowany na rysunku 7.9, jest bardziej kompletny. Oprócz nowych gałęzi rozpadu izomeru  $15^-$  również znacznie rozszerzona została, nieobserwowana wcześniej, struktura poziomów o wysokiej energii wzbudzenia. Widma dokumentujące nowe rezultaty pokazane są w różnych panelach rysunku 7.10.

W widmie przedstawionym na Rys. 7.10a zaznaczone są wszystkie przejścia poprzedzające w czasie izomer  $15^-$ . Podobnie jak we wcześniej omawianych izotopach widmo to otrzymano stawiając podwójne bramki na trzech, wymienionych wyżej, opóźnionych przejściach przy zastosowaniu sortów PDD. Wszystkie z opisanych na widmie linii zostały ulokowane w schemacie 7.9, bazując na analizie relacji koincydencyjnych, ustalonych z macierzy PP otrzymanej z sortów PPD poprzez żądanie opóźnionych koincydencji z przejściami poniżej izomeru. Można zauważyć, że statystyka i ogólna „jakość” widma 7.10a nie jest tak dobra jak analogicznych widm dla  $^{120}\text{Sn}$  oraz  $^{122}\text{Sn}$ . Jest to konsekwencją, z jednej strony, mniejszej produkcji izotopu  $^{124}\text{Sn}$  w przeprowadzonych eksperymentach (patrz rysunek 6.1), z drugiej natomiast, relatywnie mniejszej populacji izomeru  $15^-$  w tym jądrze. Wynika to z faktu, że więcej niż 50% yrastowej populacji skupia się na stanach o dodatniej parzystości, pomijając izomer. Lista wszystkich poziomów, energii przejść razem z ich intensywnościami zamieszczona jest w tabeli 7.4.

Jak widać na schemacie 7.9, ścieżka rozpadu izomeru  $15^-$  do stanów  $8^+$  i  $7^-$ , o wartości seniority  $\nu = 2$ , jest słabsza niż w analogicznej gałęzi w  $^{120}\text{Sn}$  i  $^{122}\text{Sn}$ . Jest to łatwo widoczne

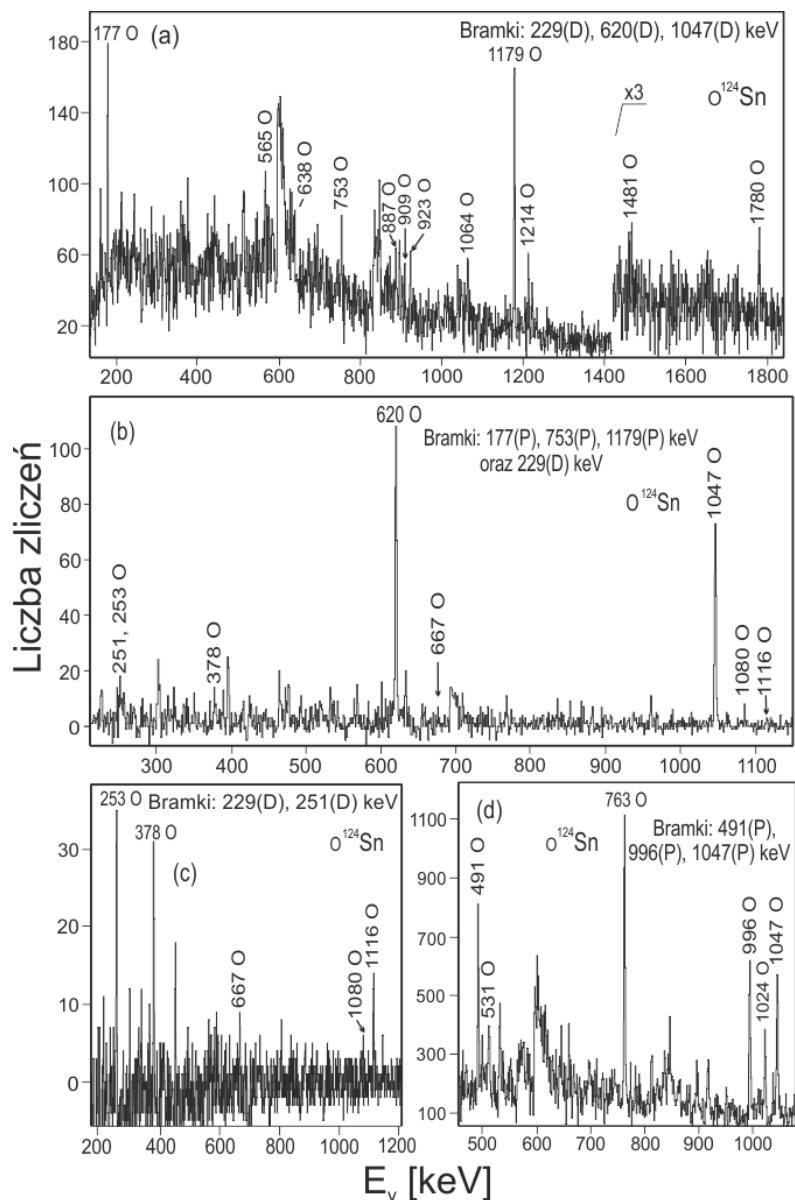
w widmie 7.10b, które otrzymano z sortów PDD, z natychmiastowymi (P) bramkami postawionymi na trzech najsilniejszych przejściach ulokowanych powyżej izomeru oraz na opóźnionym (D) przejściu 229 keV. Zaobserwowano stosunkowo małe natężenie przejścia 251 keV w porównaniu do kwantu gamma o energii 610 keV, reprezentującego główną ścieżkę rozpadu.



**Rys. 7.9.** Schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{124}\text{Sn}$  ustalony w obecnych badaniach. Szczegóły budowy schematu oraz określenie wartości spinów i parzystości dla zidentyfikowanych stanów zostało omówione w tekście.

Pomimo mniejszej intensywności, w tym samym widmie widzimy również przejścia 378 i 1116 keV prowadzące w kaskadzie do stanu  $8^+$  o energii 2578 keV. Przejścia te stały się bardzo dobrze widoczne, gdy wybrano podwójne, opóźnione bramki na przejściach 229 i 251 keV przy wykorzystaniu sortów DDD. W wyniku otrzymano widmo 7.10c, gdzie

intensywność kwantu gamma 253 keV ( $8^+ \rightarrow 7^-$ ) jest porównywalna z natężeniami linii 378 i 1116 keV, co stanowi potwierdzenie identyfikacji tej części rozpadu izomeru  $15^-$ . W tym widmie z kolei ujawniły się również słabsze przejścia o energiach 667 oraz 1080 keV. Szczegółowa analiza koincydencyjna pokazała, że przejścia te stanowią połączenie do izomeru  $7^-$  o energii 2325 keV. W dalszej analizie, tak jak w przypadku izotopów  $^{120,122}\text{Sn}$  został zmierzony czas połowicznego rozpadu stanu  $13^-$  przy energii 4324 keV wynoszący 6.7(9) ns.



**Rys. 7.10.** Przykłady widm koincydencyjnych wykorzystanych do identyfikacji nowych przejść i do skonstruowania schematu poziomów energetycznych w izotopie  $^{124}\text{Sn}$ . Opis bramek stawianych przy uzyskiwaniu poszczególnych widm zawarty jest w panelach i omówiony w tekście. Na Rys. 7.10a przedstawione są piki odpowiadające natychmiastowym przejściom powyżej izomeru  $15^-$  natomiast opóźnione przejścia w widmach (b) i (c) przedstawiają rozpad izomeru  $13^-$ . Natychmiastowe przejścia w widmie (d) dokumentują obecność sekwencji przejść gamma, które omijają izomer  $15^-$  (patrz tekst).

Zaobserwowano również ślad przejścia 1416 keV ( $11^- \rightarrow 10^+$ ), którego obecność zaznaczono jedynie z limitem natężenia podanym w tabeli 7.4. Nie znaleziono zaś żadnych wskazań na obecność przejścia 1667 keV ( $13^- \rightarrow 10^+$ ) przy poszukiwaniu analogii do schematu  $^{122}\text{Sn}$ .

W końcowej fazie analizy skupiono się na gałęzi szybkich przejść, które omijają stan izomeryczny  $15^-$ . Kombinacja podwójnych bramek ustawionych na liniach 491, 996 i 1047 keV w sortach PPP generuje widmo widoczne na rysunku 7.10d. Widmo to obrazuje sekwencje przejść pomiędzy stanami o dodatniej parzystości, w analogii do sekwencji zidentyfikowanych w lżejszych izotopach Sn. Jak wspomniano wyżej, ta bardzo silna kaskada w zasadzie omija izomery, a jedynie widoczne jest bardzo słabe zasilanie izomeru  $15^-$  przez przejście 638 keV. Oprócz trzech silnych przejść wybranych w kombinacjach użytych bramek, na widmie 7.10d widoczne są również kwanty  $\gamma$  o energiach 763 i 1024 keV, które rozszerzają schemat do wyżej leżących stanów. Widoczna jest również linia 531 keV łącząca je z poziomem 6484 keV ustalonym wcześniej w analizie schematu stanów leżących powyżej izomeru  $15^-$ .

**TABELA 7.4.** Lista poziomów zidentyfikowanych w izotopie  $^{124}\text{Sn}$  wraz z oznaczeniem wartości spinów i parzystości. Natężenia przejść opóźnionych znormalizowano do przejścia 229 keV, natomiast przejść natychmiastowych do natężenia linii 1179 keV. Niepewności energii i natężeń przejść  $\gamma$  zostały wyznaczone głównie w oparciu o obserwowany rozrzut poszczególnych wartości w danych pochodzących z trzech analizowanych eksperymentów.

$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$
2325.0	$7^-$			5190.4	$16^+$	490.7(2)	82(4)*
2578.4	$8^+$					638.1(3)	10(2)*
2656.6	$10^+$			5616.5	$(16^-)$	886.9(3)	14(2)*
3405.6	$9^-$	1080.2(3)	4(1)			1063.5(2)	22(3)*
3695.0	$(9^-)$	1116.2(2)	10(2)	5731.5	$(17^-)$	1178.8(1)	100*
3703.8	$12^+$	1047.2(1)	192(6) <sup>a</sup>	5953.1	$(18^+)$	762.7(3)	43(3)*
4072.8	$11^-$	377.8(2)	10(2)	6484.4	$(19^-)$	531.4(2)	9(2)*
		667.2(3)	4(1)			752.9(2)	30(3)*
		1415.8(9)	$\leq 2$	6525.4		908.9(4)	14(3)*
4323.9	$13^-$	251.1(2)	15(2)	6539.4		922.9(3)	14(2)*
		620.1(1)	85(4)	6945.1		1213.6(3)	21(3)*
4552.7	$15^-$	228.8(1)	100	6977.0		1023.9(2)	12(2)*
4699.7	$14^+$	375.0(9)	$\leq 3$	7212.2		1480.7(3)	10(2)*
		995.9(2)	107(5)*	7511.0		565.2(5)	12(3)*
4729.6	$14^-$	176.9(2)	32(2)*			1779.5(3)	13(3)*

a) Natężenie przejścia podane jest jako suma zasilania z izomeru  $15^-$  i z sekwencji przejść omijających ten izomer.

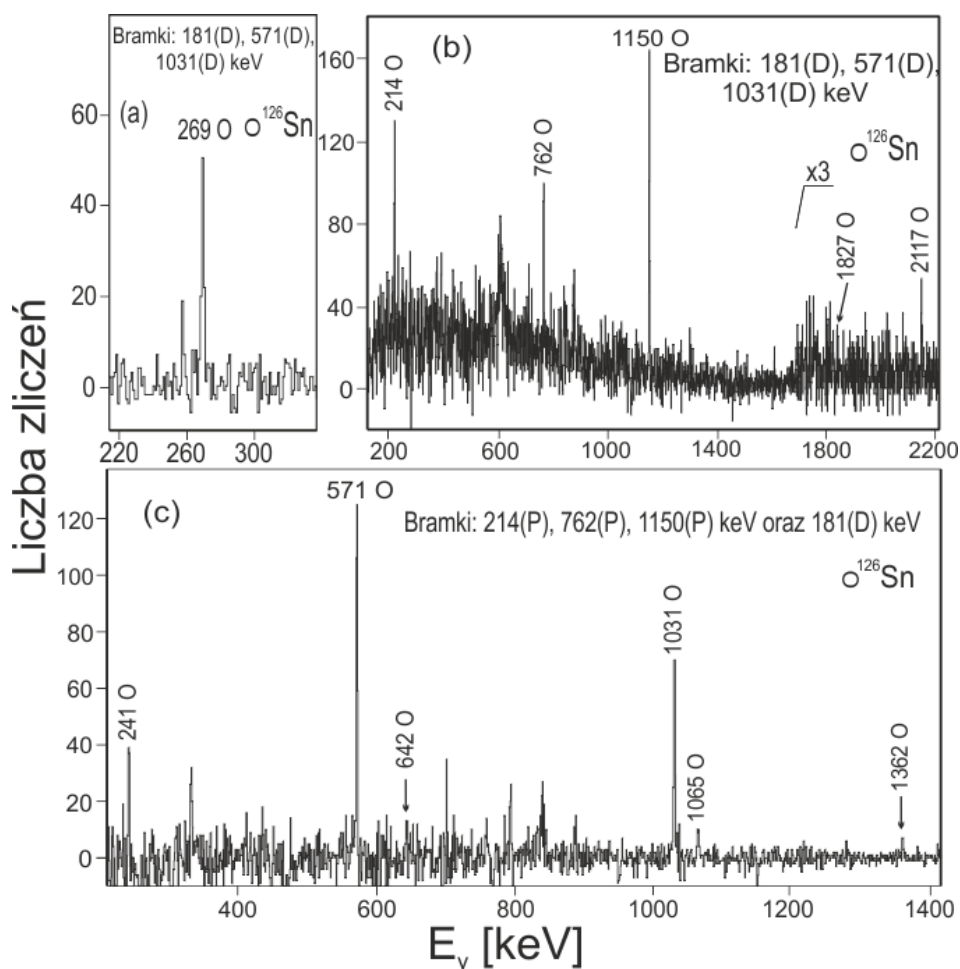


Bazując na rozważaniach podobnych do tych przeprowadzonych dla przypadków izotopów  $^{120}\text{Sn}$  i  $^{122}\text{Sn}$ , wartość spinu oraz parzystość izomerów zostały ustalone, jako  $15^-$  dla poziomu 4553 keV oraz  $13^-$  dla 4324 keV. Następnie, niżej leżący poziom 4073 keV oznaczony, jako  $11^-$  rozpada się poprzez dwa natychmiastowe przejścia do stanów  $9^-$  (3695 i 3406 keV) i dalej do stanów  $8^+$  i  $7^-$  o wartości seniority  $\nu = 2$ . W analogii do lżejszych izotopów Sn, na najsilniejszą yrastową kaskadę powyżej stanu  $12^+$  (3704 keV) składają się poziomy 4700 i 5190 keV o oznaczeniach odpowiednio  $14^+$  oraz  $16^+$ . W zgodności z trendem obserwowanym dla analogicznych stanów  $16^+$  w  $^{120}\text{Sn}$  i  $^{122}\text{Sn}$ , przejście  $E1$  o energii 638 keV, schodzące do izomeru  $15^-$ , staje się dużo słabsze niż konkurencyjne przejście  $E2$  (491 keV) prowadzące do stanu  $14^+$ . Rozważania na temat yrastowej populacji stanów w zestawieniu z obliczeniami teoretycznymi (podrozdział 8.2) pozwalają na oznaczenie poziomu 4730 keV, jako  $14^-$  oraz wstępne przypisanie spinów i parzystości  $16^-$ ,  $17^-$ ,  $18^+$  i  $19^-$  do stanów odpowiednio 5617, 5732, 5953 oraz 6484 keV. Ogólnie rzecz biorąc, podobne rozważania mogłyby mieć również zastosowanie dla sugestii oznaczeń innych obserwowanych stanów, ale ograniczono je do tych przypadków gdzie takie przyporządkowanie jest najpewniejsze. W dalszych badaniach ustalono też ograniczoną weryfikowalność takich oznaczeń przez przewidywania obliczeń modelu powłokowego dla stanów o wartości seniority  $\nu = 6$ .

## E. $^{126}\text{Sn}$

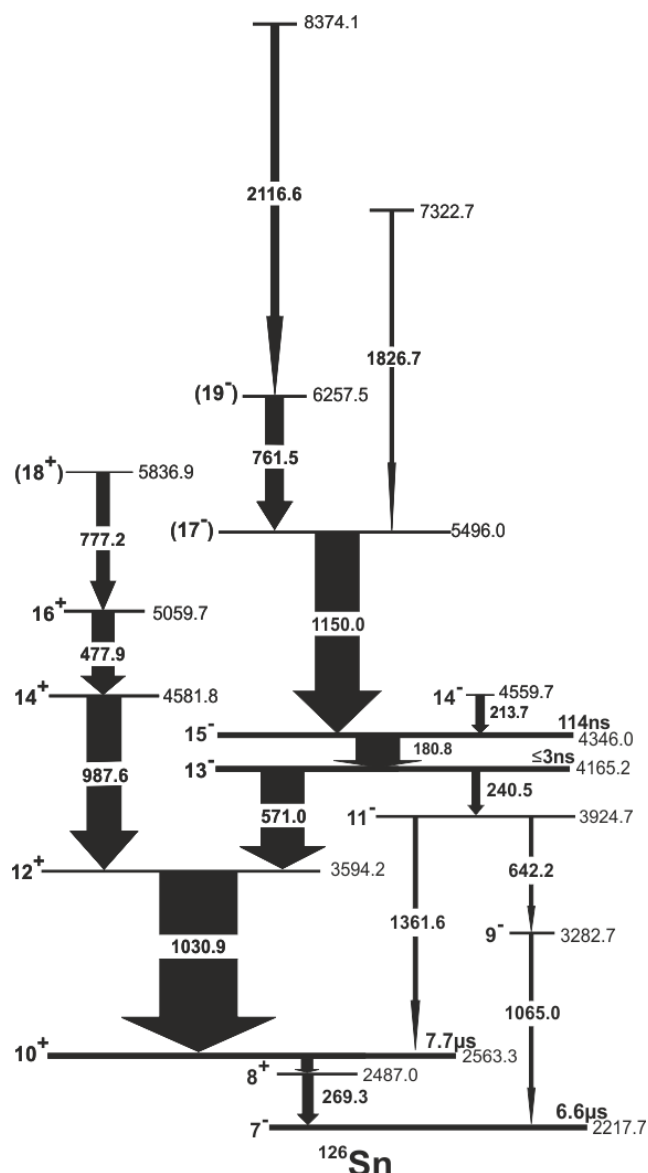
Przy identyfikacji przejść w izotopie  $^{126}\text{Sn}$ , który produkowany jest ze znacznie mniejszym przekrojem czynnym niż wcześniej opisane, wzięto pod uwagę jedynie dane z reakcji  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ . Wstępna identyfikacja sekwencji trzech opóźnionych przejść 181, 571 i 1031 keV, jako głównej ścieżki rozpadu izomeru  $15^-$  została potwierdzona dzięki wykorzystaniu specjalnie selektywnych sortów ddD, w których dwa przejścia  $\gamma$  są opóźnione (dd), ale poprzedzają w czasie trzecie przejście, które jest opóźnione (D) jeszcze bardziej. Widmo 7.11a, mimo stosunkowo długiego czasu połowicznego rozpadu ( $7.7 \mu\text{s}$ ) izomeru  $10^+$  potwierdza, że przejście 269-keV ( $8^+ \rightarrow 7^-$ ) w  $^{126}\text{Sn}$  jest opóźnione w stosunku do trzech silnych linii 181, 571 i 1031 keV, na których zostały postawione podwójne bramki przy wykorzystaniu sortów ddD. Identyfikacja ta jest zgodna z rezultatami przedstawionymi w [Ast12], jednak zmierzony w obecnej pracy czas połowicznego rozpadu izomeru  $15^-$  wynoszący  $T_{1/2} = 114(12)$  ns jest znacząco krótszy niż 160(20) ns podany w [Ast12]. Pełny schemat poziomów energetycznych widoczny jest na rysunku 7.12, natomiast natężenia zidentyfikowanych przejść można znaleźć w tabeli 7.5. Selekcja podwójnych opóźnionych bramek, przy wykorzystaniu sortów PDD, na trzech przejściach ulokowanych poniżej izomeru  $15^-$  (181, 571, 1031 keV) pozwala na zbadanie struktury powyżej niego, co dokumentuje widmo 7.11b. Widać na nim, oprócz wcześniej podanych w pracy [Ast12] przejść 762 i 1150 keV, również przejścia gamma o energiach 214, 1827 oraz 2117 keV.

Zostały one umieszczone w schemacie poziomów na podstawie analizy natychmiastowych koincydencji PP przy warunku, że trzecia bramka została ustawiona na przejściach należących do najsilniejszej gałęzi rozpadu izomeru  $15^-$ . Tutaj również, jak w przypadku lżejszych izotopów Sn, zidentyfikowano nisko leżący stan nieyrastowy 4560 keV  $14^-$ , który rozpada się poprzez przejście 214 keV. Jakkolwiek w schemacie 7.12 nie zaznaczono sugestii dla oznaczeń stanów o najwyższej energii wzbudzenia, warto odnotować, że obserwacja kwantów  $\gamma$  o energiach 1827 i 2117 keV, jako dyskretnych linii, mimo braku zasilania stanów początkowych sprawia, że przypisanie im multipolowości  $M1$  wydaje się być mało prawdopodobne.



**Rys. 7.11.** Widma koincydencyjne wykorzystane do identyfikacji przejść gamma w izotopie  $^{126}\text{Sn}$  i do budowy schematu poziomów energetycznych. Opis bramek stawianych przy konstruowaniu poszczególnych widm zawarty w panelach, jest szczegółowo omówiony w tekście. Widmo (a) dokumentuje obserwację, że przejścia na których postawione zostały bramki poprzedzają w czasie kwant  $\gamma$  o energii 269 keV. Te same przejścia są jednak opóźnione w stosunku do natychmiastowych przejść powyżej izomeru  $15^-$ , które widoczne są na widmie (b). Rys. 7.11c zawiera piki odpowiadające przejściom poprzez które rozpada się izomer  $15^-$  (szczegółowe wyjaśnienie w tekście).

Na widmie 7.11c widoczne są przejścia należące do rozpadu izomeru  $15^-$ . Tak jak we wcześniejszych przypadkach widmo to uzyskano z sortów PDD, gdzie bramka natychmiastowa została postawiona na trzech najsilniejszych przejściach znajdujących się powyżej izomeru, natomiast w opóźnionej bramce wybrano przejście 181 keV, przez które rozpada się stan  $15^-$ . Także tutaj, oprócz głównej ścieżki rozpadu 571–1031 keV zidentyfikowano dużo słabsze rozgałęzienie składające się z przejść 241, 642, 1065 oraz 1362 keV, które zostały precyzyjnie ulokowane w schemacie 7.12 na bazie analizy opartej o sorty DDD. Tak jak w innych izotopach Sn, obecność rozpadu do długożyciowych izomerów  $7^-$  oraz  $10^+$  pozwala na jednoznaczne oznaczenie  $15^-$  dla stanu 4346 keV.



**Rys. 7.12.** Schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{126}\text{Sn}$  ustalony w obecnych badaniach. Szczegóły budowy schematu oraz określenie wartości spinów i parzystości dla zidentyfikowanych stanów zostało omówione w tekście.

W ten sam sposób poziomy 3283, 3594, 3925 i 4165 keV z dużą pewnością zostały oznaczone odpowiednio, jako  $9^-$ ,  $12^+$ ,  $11^-$  oraz  $13^-$ . Opierając się na rezultatach otrzymanych dla lżejszych izotopów Sn, przeprowadzono poszukiwania mierzalnego czasu życia dla stanu  $13^-$ . Rezultatem takiej analizy jest górny limit czasu połowicznego rozpadu  $T_{1/2} \leq 3$  ns. Natomiast analiza potrójnych, natychmiastowych zdarzeń koincydencyjnych pozwoliła ustalić poziomy 4582, 5060 oraz 5837 keV z odpowiadającymi im wartościami spinu i parzystości  $14^+$ ,  $16^+$  oraz wstępnym oznaczeniem  $18^+$ .

**TABELA 7.5.** Lista poziomów zidentyfikowanych w izotopie  $^{126}\text{Sn}$  wraz z oznaczeniem wartości spinów i parzystości. Natężenia przejść opóźnionych znormalizowano do przejścia 181 keV, natomiast natychmiastowych do natężenia przejścia 1150 keV. Niepewności energii i natężeń przejść  $\gamma$  zostały wyznaczone głównie w oparciu o obserwowany rozrzut poszczególnych wartości w danych pochodzących z trzech analizowanych eksperymentów.

$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$
2217.7	$7^-$			4559.7	$14^-$	213.7(3)	19(2)*
2487.0	$8^+$			4581.8	$14^+$	987.6(4)	72(5)*
2563.3	$10^+$			5059.7	$16^+$	477.9(4)	45(4)*
3282.7	$9^-$	1065.0(3)	8(2)			713.7	< 3
3594.2	$12^+$	1030.9(1)	154(9) <sup>a</sup>	5496.0	( $17^-$ )	1150.0(1)	100*
3924.7	$11^-$	642.2(2)	8(2)	5836.9	( $18^+$ )	777.2(5)	22(2)*
		1361.6(3)	10(2)	6257.5	( $19^-$ )	761.5(2)	40(3)*
4165.2	$13^-$	240.5(2)	18(2)	7322.7		1826.7(5)	8(2)*
		571.0(1)	82(5)	8374.1		2116.6(6)	18(3)*
4346.0	$15^-$	180.8(1)	100				

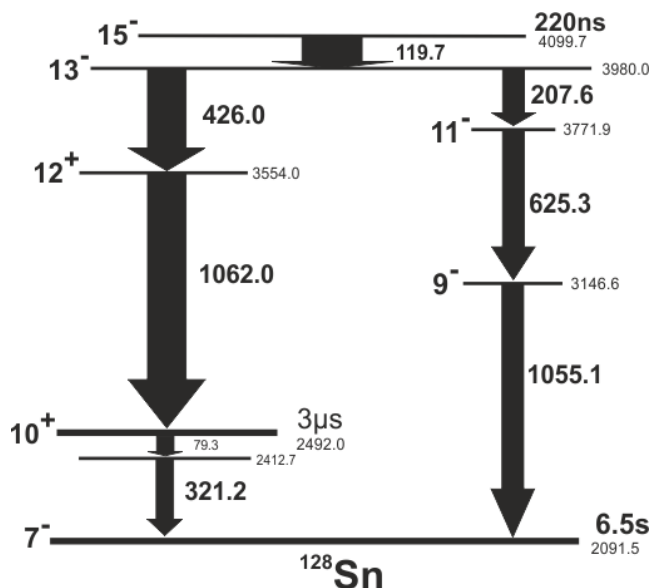
a) Natężenie przejścia podane jest jako suma zasilania z izomeru  $15^-$  jak i z sekwencji przejść omijających ten izomer.

Oznaczenia te są w zgodzie z analogiczną sekwencją w innych izotopach Sn. Warto zaznaczyć, że zamieszczone w tabeli 7.5 energie przejść zostały wyznaczone z dużą dokładnością i są w niektórych przypadkach nieco różne od tych podanych w pracy [Ast12]. Również ważnym spostrzeżeniem jest brak ścieżki rozpadu stanu  $16^+$  do izomeru  $15^-$ , która była widoczna w  $^{120,122,124}\text{Sn}$ . Oprócz stanu  $14^-$ , omówionego powyżej, tylko dla poziomów 5496 i 6258 keV zostały przypisane wstępne oznaczenia odpowiednio  $17^-$  i  $19^-$ , biorąc pod uwagę ich yrastową populację.

## F. $^{128}\text{Sn}$

Izomer  $15^-$  w izotopie  $^{128}\text{Sn}$  został zidentyfikowany w pracy [Pie11], a jego rozpad

został potwierdzony w obecnej pracy w danych z dwóch reakcji z użyciem tarczy  $^{238}\text{U}$ . Niestety, mały przekrój czynny na produkcję tak neutrononadmiarowego izotopu nie pozwolił na rozszerzenie schematu poziomów przedstawionego w [Pie11]. Nie udało się jednoznacznie zidentyfikować żadnego przejścia powyżej stanu  $15^-$ , a tym samym jego czas połowicznego rozpadu nie mógł być zweryfikowany, natomiast statystyka uzyskana w sortach PDD lub PPD była zbyt mała, by rozszerzyć informację poza niezależną weryfikację informacji już dostępnej. Dla kompletności uzyskanych obecnie wyników badań neutrononadmiarowych izotopów Sn, na rysunku 7.13 przedstawiono potwierdzony schemat rozpadu izomeru  $15^-$ .



**Rys. 7.13.** Schemat poziomów energetycznych w izotopie  $^{128}\text{Sn}$  ustalony w obecnych badaniach. Szczegóły budowy schematu oraz określenie wartości spinów i parzystości dla zidentyfikowanych stanów zostało omówione w tekście.

Zmierzone energie i natężenia obserwowanych w niniejszych badaniach przejść, dokładniejsze niż te podane w [Pie11], przedstawione są w tabeli 7.6.

**TABELA 7.6.** Lista poziomów zidentyfikowanych w izotopie  $^{128}\text{Sn}$  wraz z oznaczeniem wartości spinów i parzystości. Natężenia przejść znormalizowano do przejścia 120 keV. Niepewności energii i natężeń przejść  $\gamma$  zostały wyznaczone głównie w oparciu o obserwowany rozrzut poszczególnych wartości w danych pochodzących z dwóch analizowanych eksperymentów.

$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$E_{\text{stanu}}$ [keV]	$I^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$
2091.5	$7^-$			3771.9	$11^-$	625.3(3)	36(4)
2412.7	$8^+$			3980.0	$13^-$	207.6(3)	36(4)
2492.0	$10^+$					426.0(2)	64(6)
3146.6	$9^-$	1055.1(3)	36(4)	4099.7	$15^-$	119.7(2)	100
3554.0	$12^+$	1062.0(3)	64(6)				

Wartości spinów i parzystości stanów wstępnie zaproponowane w [Pie11] są teraz silnie potwierdzone przez obserwowaną analogię z rozpadami izomerów  $15^-$  w lżejszych izotopach Sn. Ewentualne rozszerzenie schematu poziomów energetycznych w  $^{128}\text{Sn}$  wymagać będzie przeprowadzenia nowego, dedykowanego eksperymentu.

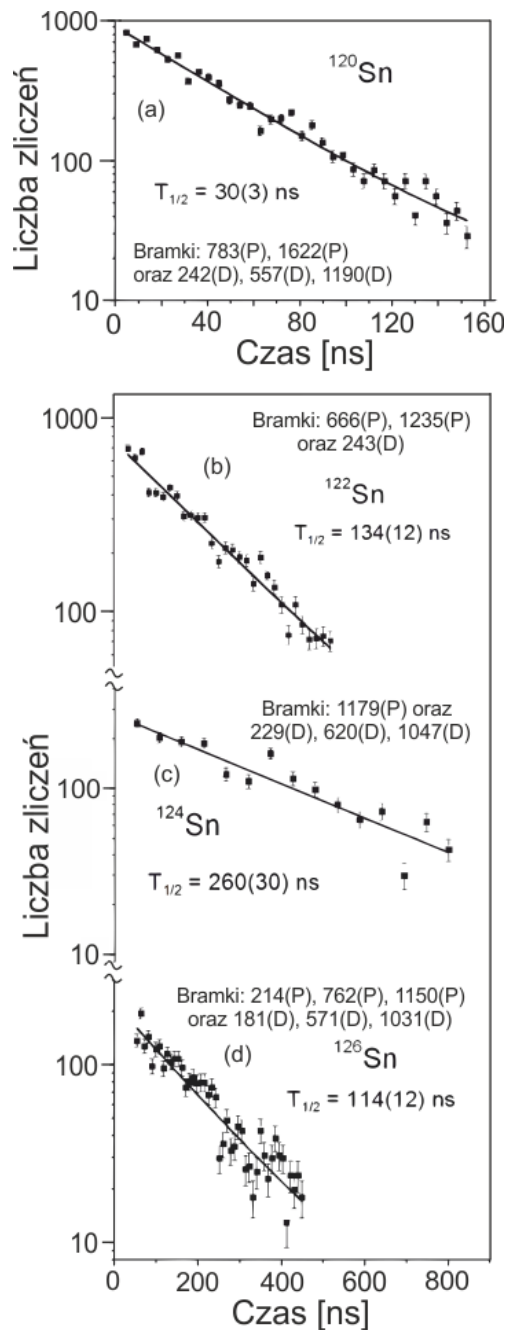
## **7.2. Pomiar czasów połowicznego rozpadu stanów izomerycznych**

W celu określenia czasów życia nowo zidentyfikowanych stanów izomerycznych, sporządzone zostały specjalne sorty danych GGT, w których analizowane są rozkłady parametru czasu pomiędzy detekcją dwóch kwantów gamma. Przy znanym już ulokowaniu stanu izomerycznego w schemacie poziomów pierwszy parametr G wybiera kwant gamma odpowiadający przejściu położonemu powyżej stanu izomerycznego natomiast drugie G wybiera bramkę na liniach, poprzez które izomer się rozpada. W wyniku parametr T reprezentuje krzywą rozpadu, z której można określić czas połowicznego rozpadu badanego izomeru. Należy zaznaczyć, że zmierzone w tej pracy wartości pochodzą jedynie z danych z eksperymentów  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ , w których uzyskano lepszą statystykę.

Aby wyznaczyć czasy połowicznego rozpadu stanów izomerycznych  $15^-$  w izotopach  $^{120,122,124,126}\text{Sn}$  pierwsza bramka G została wybrana na najsilniejszych natychmiastowych przejściach powyżej izomerów, odpowiednio (783, 1622), (666, 1235), (1179) oraz (214, 762, 1150) keV. Linie o małej intensywności nie były uwzględniane by zachować maksymalną „czystość” otrzymanych rezultatów przy zachowaniu satysfakcjonującej statystyki. Jako opóźnione bramki, wybrano przejścia z najsilniejszych gałęzi rozpadu izomerów  $15^-$  w kaskadach biegnących przez stany  $13^-$  i  $12^+$  do izomeru  $10^+$ . Wyjątkiem przy takim wyborze był izotop  $^{122}\text{Sn}$ , w którym jako bramkę opóźnioną wybrano jedynie przejście  $15^- \rightarrow 13^-$ , by uniknąć wpływu stosunkowo długiego czasu połowicznego rozpadu izomeru  $13^-$ . W pozostałych izotopach czasy życia izomerów  $13^-$  są zanedbywalnie małe w stosunku do znacznie dłuższych  $15^-$ , stąd też w celu zwiększenia statystyki możliwe było wybranie pełnej ścieżki rozpadu. W wyniku takiej selekcji uzyskano krzywe rozpadu, które w logarytmicznej skali zliczeń przedstawione są na rysunku 7.14. Współczynniki nachylenia linii prostych dopasowanych do otrzymanych punktów, dają wartości czasów połowicznego rozpadu stanów  $15^-$  w izotopach odpowiednio  $^{120,122,124,126}\text{Sn}$ . W każdym z przypadku energie bramkowanych przejść i uzyskane wartości  $T_{1/2}$  zaznaczone są na rysunku. Wyznaczone wartości czasów połowicznych rozpadów dobrze zgadzają się z tymi przedstawionymi w pracy [Ast12] tylko dla izotopów  $^{120}\text{Sn}$  oraz  $^{124}\text{Sn}$ . Podany w [Ast12] czas połowicznego rozpadu izomeru  $15^-$  dla  $^{122}\text{Sn}$  wynoszący 146(15) ns, co prawda zgadza się, w granicach błędu, z otrzymaną w obecnej pracy wartością 134(12) ns. Jednak otrzymana rozbieżność jest związana z obecnością niezanedbywalnego czasu życia stanu  $13^-$ , który został wzięty pod uwagę jedynie w obecnej pracy. Stąd też, wartość  $T_{1/2} = 134(12)$  ns wydaje się być bardziej godna zaufania.

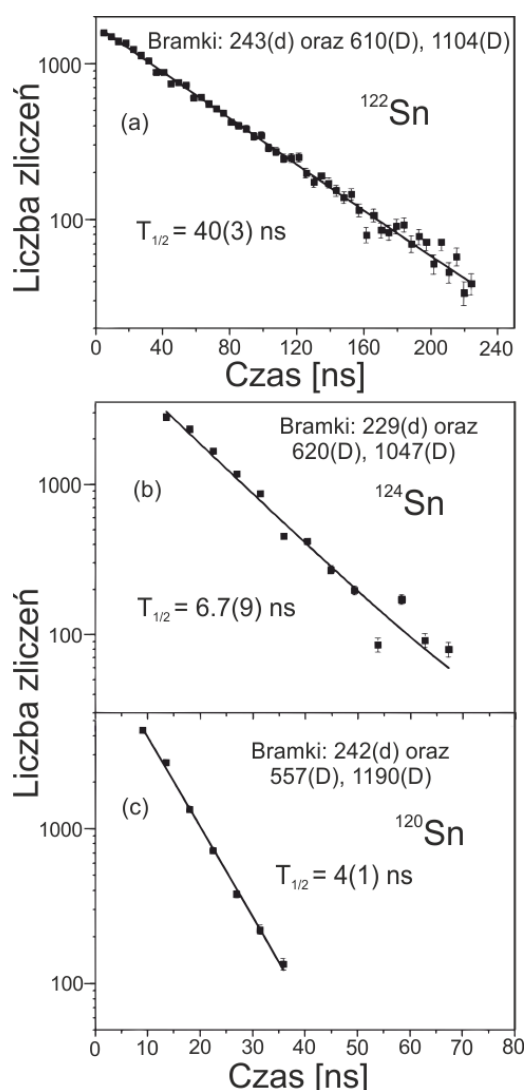
Również dla izomeru  $15^-$  w izotopie  $^{126}\text{Sn}$  obserwujemy rozbieżność między podanym w pracy [Ast12] czasem połowicznego rozpadu wynoszącym 160(20) ns a wyznaczoną tutaj wartością 114(12) ns. W tym przypadku powód tej różnicy nie jest znany.

W niniejszych badaniach zmierzono również czasy połowicznego rozpadu dla stanów  $13^-$  w izotopach  $^{120,122,124}\text{Sn}$ , a w przypadku  $^{126}\text{Sn}$  został podany górny limit wynoszący 3 ns.



**Rys. 7.14.** Rozkłady czasowe wykorzystane to określenia czasów życia izomerów  $15^-$  w izotopach  $^{120}\text{Sn}$  (a),  $^{122}\text{Sn}$  (b),  $^{124}\text{Sn}$  (c) oraz  $^{126}\text{Sn}$  (d). Widma czasowe zostały otrzymane poprzez postawienie bramek na najbardziej intensywnych przejściach  $\gamma$  położonych powyżej i poniżej izomerów (szczegóły w tekście).

Odkrycie stosunkowo długiego czasu życia w  $^{122}\text{Sn}$  było kluczowe i spowodowało, że zostały przeprowadzone bardzo dokładne poszukiwania czasów życia stanów  $13^-$  w innych izotopach Sn. Rezultaty takiej analizy przedstawione są na odpowiednich panelach rysunku 7.15. W każdym z izotopów, jako bramkę leżącą powyżej izomerów zostały wybrane przejścia  $15^- \rightarrow 13^-$ , natomiast, jako opóźnione do nich, dwa kwanty gamma należące do ścieżki rozpadu izomerów  $13^-$ . Dokładne energie bramkowanych przejść wypisane są na rysunku 7.15. Zmierzone czasy połowicznego rozpadu wynoszą 40(3), 6.7(9) oraz 4(1) ns dla odpowiednio  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  i  $^{120}\text{Sn}$ . W przypadku izotopu  $^{126}\text{Sn}$ , jak wspomniano wyżej, została ustalona wartość  $T_{1/2} \leq 3$  ns. Czas ten jest zbyt krótki dla dokładnego wyznaczenia, a ustalona granica w zasadzie odzwierciedla czasową zdolność rozdzielczą dla koincydencji gamma–gamma w układach dużych detektorów germanowych.



**Rys. 7.15.** Rozkłady czasowe wykorzystane to określenia czasów życia izomerów  $13^-$  w izotopach  $^{122}\text{Sn}$  (a),  $^{124}\text{Sn}$  (b) oraz  $^{120}\text{Sn}$  (c). Widma czasowe zostały otrzymane poprzez postawienie w poszczególnych izotopach bramek na przejściu  $15^- \rightarrow 13^-$  oraz podwójnych opóźnionych bramek na sekwencji przejść  $13^- \rightarrow 12^+ \rightarrow 10^+$  (szczegóły w tekście).



Bardziej wnikliwa analiza pozwoliła zauważyć zmiany w intensywności przejść powyżej i poniżej stanu  $13^-$  przy wyborze różnych czasów opóźnienia. Jest to obserwacja wskazująca, że istotnie poziom ten może mieć czas życia w pobliżu podanej wartości granicznej, ale podanie konkretnej wartości byłoby zbyt ryzykowne.

Warto w tym miejscu poruszyć jeszcze jedną kwestię. Stany  $16^+$  w izotopach  $^{120,122,124,126}\text{Sn}$ , jako poziomy o maksymalnej wartości spinu dla stanów z multipletu o seniority  $\nu = 4$ , również mogłyby posiadać mierzalny czas życia. W pracy [Ast12] został podany limit na czas połowicznego rozpadu dla tych stanów wynoszący  $T_{1/2} \leq 30$  ns, związany z możliwościami detekcyjnymi zastosowanych tam technik analizy danych. Jak pokazano na rysunku 7.15c, specjalne, dedykowane sorty danych stosowane w obecnej pracy pozwalają na identyfikacje czasów połowicznego rozpadu wynoszących nawet 4 ns. Limit podany w pracy [Ast12] może być, więc z całą pewnością zmniejszony do  $T_{1/2} \leq 3$  ns. Dokładna analiza intensywności linii leżących powyżej i poniżej stanów  $16^+$  przy zadanych czasach opóźnień, inaczej niż w przypadku izomeru  $13^-$  w  $^{126}\text{Sn}$  omówionym powyżej, nie wykazuje żadnych zmian. Dlatego też można ustalić, że stany  $16^+$  zidentyfikowane w badanych izotopach Sn mają czasy połowicznego rozpadu krótsze niż 3 ns.

---

## **8. Obliczenia modelu powłokowego**

---

### **8.1. Metoda przeprowadzonych obliczeń**

W celu porównania eksperymentalnych energii stanów wzbudzonych zidentyfikowanych w badanych izotopach z przewidywaniami teoretycznymi, przeprowadzono obliczenia oparte na modelu powłokowym. W tego typu obliczeniach mogą mieć miejsce ograniczenia związane z procedurą ich przeprowadzania, z doбором odpowiednich parametrów, jak i ze stosowalnością samej teorii modelu powłokowego. Dlatego też, podstawowe znaczenie ma weryfikacja obliczeń przez rezultaty uzyskane w doświadczeniach. Szczególnie w neutrononadmiarowym regionie tablicy nuklidów, dla którego badania eksperymentalne były do niedawna bardzo ograniczone, uzyskiwanie nowych informacji eksperymentalnych może mieć kluczowe znaczenia dla rozwijania nowych podejść w tego rodzaju obliczeniach. Porównanie wyników otrzymanych w niniejszych badaniach będzie szczegółowo omówione w następnym podrozdziale, tutaj natomiast, zostanie przedstawiona metoda przeprowadzanych obliczeń.

Podstawowymi parametrami, których używa się w obliczeniach są energie stanów jednocząstkowych (ESJ) oraz dwuciałowe elementy macierzowe (DEM), które wynikają z oddziaływań resztkowych poszczególnych par nukleonów. W dalszej części rozdziału zostanie przedstawiony sposób wyznaczenia tych wartości. Wcześniej jednak, warto określić przestrzeń walencyjną, która dobrze opisywałaby badane w obecnej pracy izotopy Sn. Sytuacja jest prosta w przypadku protonów, dla których liczba atomowa  $Z = 50$  określa silne zamknięcie powłoki i w zakresie badanych energii wzbudzeń protony nie odgrywają żadnej roli. Neutrony zaś, poza zamkniętym rdzeniem  $N = 50$ , zajmują orbitale ( $0g_{7/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $1d_{3/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $0h_{11/2}$ ), które wyczerpująco definiują aktywną część przestrzeni walencyjnej. Ponieważ chodzi o neutrononadmiarowe izotopy Sn, wygodniej jest założyć, że powłoki wchodzące w skład przestrzeni walencyjnej są całkowicie wypełnione a kolejne izotopy charakteryzowane są przez liczbę dziur neutronowych zajmujących poszczególne orbitale, biorąc jako punkt wyjścia podwójnie magiczny izotop  $^{132}\text{Sn}$ . Takie równoważne podejście znacznie upraszcza przeprowadzane obliczenia.

W przeprowadzonych obliczeniach energie stanów jednocząstkowych (ESJ) przyjęte zostały na podstawie zidentyfikowanych poziomów w jądrze posiadającym jedną dziurę neutronową, czyli  $^{131}\text{Sn}$  [Fir96, Fog04]. Wyznaczenie wartości DEM jest bardziej złożonym problemem. Chodzi o wybór potencjału oddziaływania dwóch nukleonów, który uwzględniałby charakter sił jądrowych opisanych w podrozdziale 2.1. W obecnej pracy został zastosowany potencjał CD–Bonn [Mac96], którego koncepcja opiera się na teorii pola. Potencjał ten jest jednak budowany na podstawie badań rozpraszania swobodnych

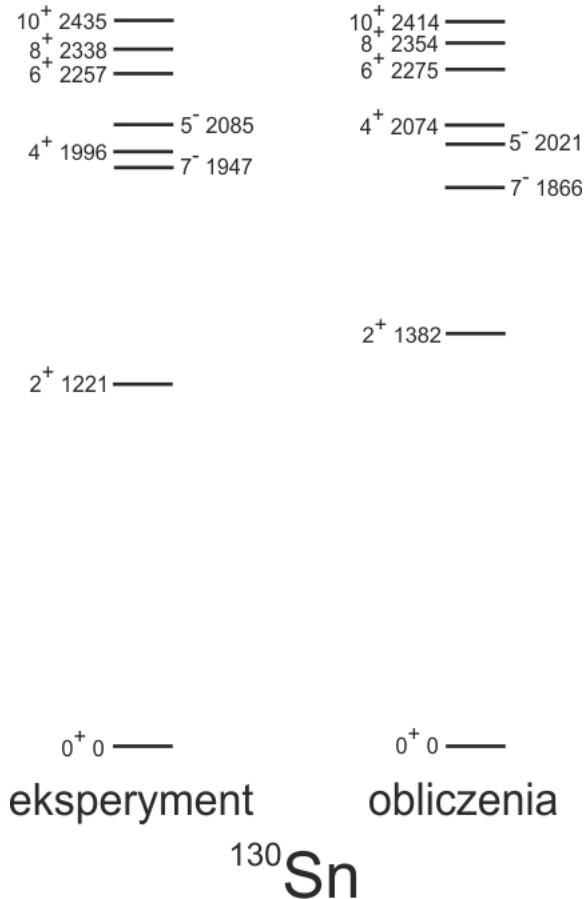
nukleonów. Zachowanie nukleonów w związanym jądrze atomowym, choć jakościowo zgodne, jest modyfikowane przez obecność pozostałych nukleonów. Ponadto, silnie odpychający rdzeń potencjału nukleon–nukleon powoduje, że nukleony mogą być rozpraszane do stanów, leżących wysoko ponad poziomem Fermiego. By uwzględnić ten typ rozpraszania stosuje się teorie macierzy G Bruecknera [Bru95]. Metoda ta polega na zastąpieniu, potencjału nukleon–nukleon w części, w której następuje silne odpychanie, znormalizowanymi macierzami G, co poprzez zastosowanie obliczeń opartych na rachunku zaburzeń prowadzi do uwzględnienia rozpraszania do wysokich poziomów. Następnie, aby ograniczyć się do zdefiniowanej wcześniej przestrzeni walencyjnej zastosowana jest technika Q–box [Hjo95]. Pozwala ona na uwzględnienie obecności innych nukleonów w jądrze, rozmieszczonych na poszczególnych orbitach przestrzeni walencyjnej. Oddziaływania efektywne wyznaczone na tej podstawie zastosowano do obliczenia dwuciałowych elementów macierzowych DEM [Bro05].

Przyjmując te wyznaczone eksperymentalnie energie stanów jednocząstkowych oraz, dwuciałowe elementy macierzowe otrzymane na bazie potencjału nukleon–nukleon, można przystąpić do teoretycznych obliczeń stanów w izotopach Sn. Obliczenia energii wzbudzeń poszczególnych poziomów, ich funkcje falowe określające struktury konfiguracyjne stanów z ich wartościami spinów i parzystości, zostały wykonane przy pomocy kodu OXBASH [Bro04]. W miarę oddalania się od podwójnie magicznego jądra  $^{132}\text{Sn}$  rośnie też liczba dziur neutronowych obsadzających orbitale z przestrzeni walencyjnej. Prowadzi to do rosnącej złożoności przeprowadzanych obliczeń, a co za tym idzie, drastycznie rośnie czas potrzebny do ich wykonania. Dlatego też, przedstawione w następnym podrozdziale porównanie wyników obliczeń z wartościami eksperymentalnymi nie zawiera izotopów lżejszych niż  $^{122}\text{Sn}$  i obejmuje rezultaty otrzymane dla parzystych izotopów Sn w zakresie liczb masowych  $A = 122 - 130$ .

## ***8.2. Porównanie rezultatów doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi***

Porównanie eksperymentalnych energii poziomów z wartościami obliczonymi w ramach modelu powłokowego warto rozpocząć od najprostszych przypadków izotopów  $^{130}\text{Sn}$  oraz  $^{128}\text{Sn}$ , które zaprezentowane są na rysunkach odpowiednio 8.1 i 8.2. Wskazują one, że użyte w obliczeniach parametry prowadzą do uzyskania oczekiwanej zgodności doświadczalnych i teoretycznych energii stanów, co stanowi dobry punkt wyjścia do rozszerzenia obliczeń na lżejsze izotopy Sn. Dla najprostszego przypadku jądra  $^{130}\text{Sn}$ , w którym występują dwie dziury neutronowe, zgodność odzwierciedla poprawność dopasowania wartości DEM, które opisano w poprzednim podrozdziale. Porównanie przedstawione na rysunku 8.2 dla izotopu  $^{128}\text{Sn}$ , gdzie występują już cztery dziury

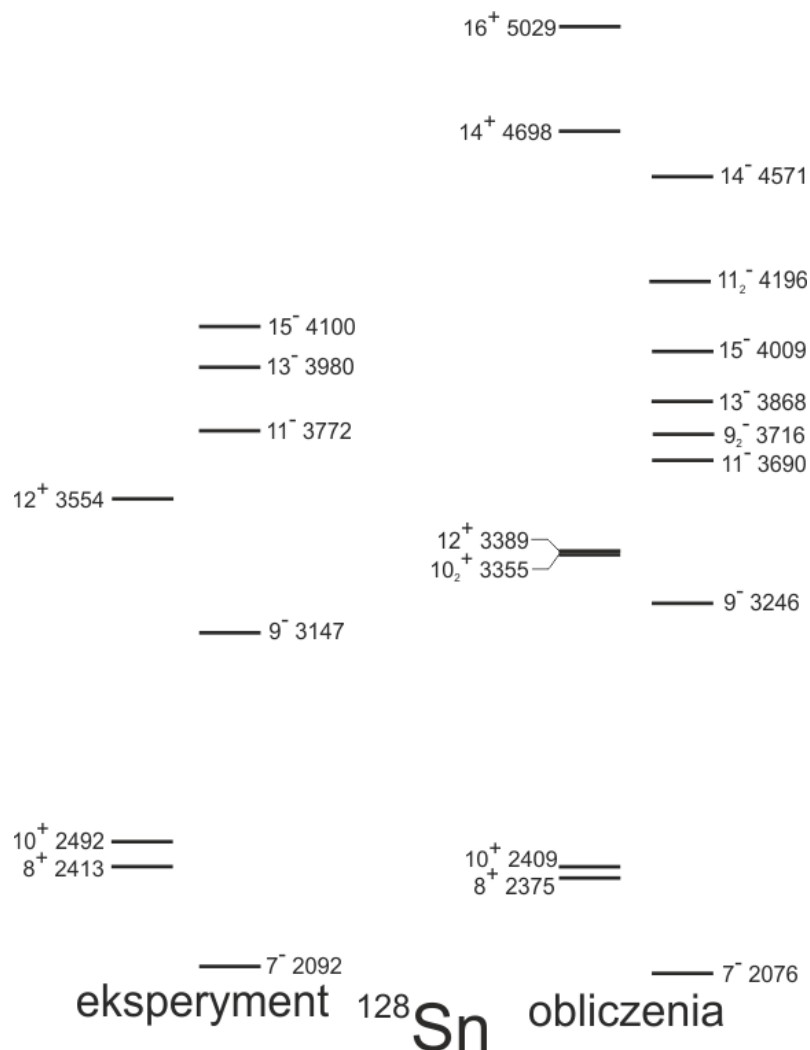
neutronowe, wskazuje na rozbieżności rzędu 100 keV, co pokazuje dokładność oczekiwaną w obliczeniach. Podobne porównania, wykorzystujące coraz bardziej skomplikowane obliczenia dla izotopów  $^{126}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  i  $^{122}\text{Sn}$  przedstawione są na rysunkach odpowiednio 8.3, 8.4 oraz 8.5. Ze względu na szybko rosnący czas prowadzonych obliczeń wraz z ich złożonością, izotop  $^{122}\text{Sn}$  był przypadkiem granicznym i w dostępnych obecnie warunkach nie udało się rozszerzyć obliczeń na izotopy Sn o liczbie masowej  $A < 122$ .



**Rys. 8.1.** Porównanie energii [keV] poziomów energetycznych w jądrze  $^{130}\text{Sn}$  obliczonych za pomocą modelu powłokowego z wartościami eksperymentalnymi (szczegóły w tekście).

Ogólnie rzecz biorąc, we wszystkich przypadkach zaobserwowano satysfakcjonującą zgodność między rezultatami eksperymentalnymi a obliczeniami teoretycznymi aż do wysokich wartości spinu. Uwzględniając systematyczne niedoszacowanie energii obliczonych stanów o dodatniej parzystości, wynoszące około 200 keV, można stwierdzić, że teoretyczne wartości dobrze potwierdzają oznaczenia przypisane dla większości zidentyfikowanych poziomów. Poza przypadkiem  $^{130}\text{Sn}$ , dla którego porównano pełny schemat poziomów od stanu podstawowego, stany o liczbie seniority  $\nu = 2$  są reprezentowane przez poziomy  $7^-$ ,  $8^+$  oraz  $10^+$  i wykazują dobrą zgodność teoretycznych i eksperymentalnych wartości energii wzbudzenia. Obliczona amplituda funkcji falowej wskazuje na prawie czyste (blisko 100%)

konfiguracje  $\nu(h_{11/2}d_{3/2})$  dla stanu  $7^-$  oraz  $\nu(h_{11/2})^2$  dla poziomów  $10^+$  i  $8^+$ . W każdym z izotopów pozostałe, sparowane dziury neutronowe są rozlokowane na wszystkich dostępnych orbitalach w przestrzeni modelu. Największe procentowe obsadzenie obserwowane jest na orbitalach  $d_{5/2}$  oraz  $g_{7/2}$ , gdzie ich udział wzrasta od 14% dla izotopu  $^{128}\text{Sn}$  do 25, 37 i 45% odpowiednio dla  $^{126}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  oraz  $^{122}\text{Sn}$ . Podczas gdy rezultaty przeprowadzonych obliczeń nie pozwalają na odróżnienie dwóch niesparowanych dziur neutronowych ulokowanych na tym samym orbitalu, wskazują one na bardzo małe amplitudy funkcji falowych odpowiadające udziałowi pojedynczych dziur neutronowych umiejscowionych na różnych orbitalach. Dla stanów  $10^+$  oraz  $8^+$  suma takich amplitud wynosi jedynie 2% w  $^{128}\text{Sn}$  i 3% w  $^{126}\text{Sn}$ , podczas gdy w lżejszych izotopach spada praktycznie do zera. Tak, więc obliczenia potwierdzają, że przyczynki od wartości seniority  $\nu > 2$ , w tych stanach, są niewielkie.

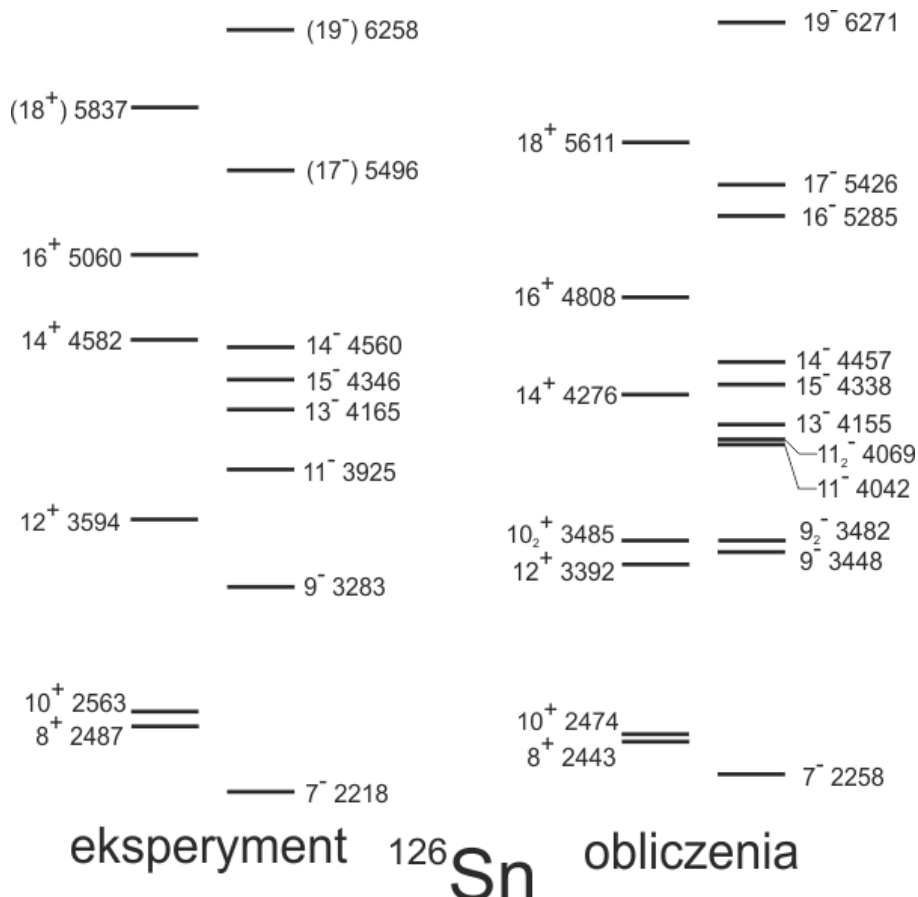


**Rys. 8.2.** Porównanie energii poziomów energetycznych w jądrze  $^{128}\text{Sn}$  obliczonych za pomocą modelu powłokowego z wartościami eksperymentalnymi otrzymanymi w obecnej pracy (szczegóły w tekście). Spiny o ujemnej oraz dodatniej parzystości zostały ujęte w osobnych kolumnach w celu poprawy przejrzystości rysunku. Na rysunku pominięto poziomy poniżej izomeru  $7^-$ , które nie były przedmiotem obecnych badań.

Przy ogólnie dobrej zgodności między wartościami eksperymentalnymi i teoretycznymi dla poziomów o seniority  $\nu = 2$ , bardziej dokładna analiza wskazuje, że obliczone energie wzbudzenia stanów  $10^+$  są niższe o  $\sim 100$  keV. Jednocześnie, obliczone stany  $7^-$  również są położone nieznacznie niżej dla  $^{130}\text{Sn}$  (81 keV) i  $^{128}\text{Sn}$  (16 keV) lecz ulegają systematycznemu przesunięciu w górę i już dla izotopów  $^{126,124,122}\text{Sn}$  ułożone są powyżej eksperymentalnych wartości o odpowiednio 40, 60 i 86 keV. Różnice w zachowaniu się ulokowania poziomów  $7^-$  i  $10^+$  sugerują, że nie występuje niedoszacowanie lub przeszacowanie energii wszystkich stanów jednocześnie, a tym samym drobne niedopasowania nie mają swojego źródła w nieprecyzyjnym obliczeniu energii stanów podstawowych. W celu poprawy zgodności wymagane byłyby niewielkie modyfikacje w oddziaływaniach dwuciałowych używanych w obliczeniach, co należałoby rozważyć w przyszłych badaniach teoretycznych. Jest to jeszcze bardziej widoczne, gdy porównuje się eksperymentalne i obliczone wartości energii wzbudzenia dla stanów o seniority  $\nu = 4$ . Poziomy  $12^+$ ,  $14^+$  oraz  $16^+$  o głównej konfiguracji  $\nu(h_{11/2})^4$ , znajdują się o około 200 keV niżej od ich eksperymentalnych odpowiedników. Funkcje falowe dla tych stanów są złożone i również zawierają sparowane do  $0^+$  pary neutronów na innych dostępnych orbitach. Wśród stanów o seniority  $\nu = 4$ , poziom o maksymalnym możliwym spinie  $16^+$  ma największą amplitudę konfiguracji  $\nu(h_{11/2})^4$ , która wynosi odpowiednio 99, 70, 59 i 53% dla parzystych izotopów  $^{128-122}\text{Sn}$ . Tylko w przypadku  $^{126}\text{Sn}$  obliczenia wskazują na przyczynek do amplitudy (8%) pochodzący z niesparowanych dziur neutronowych ulokowanych na  $s_{1/2}$  i  $d_{3/2}$ . Z drugiej strony, w każdym z izotopów obliczone yrastowe poziomy o parzystości ujemnej, pochodzące głównie ze sprzężeń neutronów  $(h_{11/2})^3$  z  $d_{3/2}$  lub  $s_{1/2}$ , znajdują się blisko eksperymentalnych wartości. Obserwacja ta jest szczególnie widoczna dla stanów izomerycznych  $15^-$  i  $13^-$ , które są związane ze stosunkowo prostą strukturą wewnętrzną. Funkcja falowa dla stanu  $15^-$  rzeczywiście wskazuje na konfiguracje  $\nu(h_{11/2})^3d_{3/2}$  z amplitudami wynoszącymi odpowiednio 97, 84, 62 oraz 52% dla izotopów  $^{128-122}\text{Sn}$ . Jednocześnie konfiguracja stanu  $13^-$ , oprócz przypadku jądra  $^{128}\text{Sn}$ , wykazuje większy udział pochodzący z orbitalu  $s_{1/2}$ . Udział amplitud  $\nu(h_{11/2})^3s_{1/2}$  wynosi, dla kolejnych izotopów  $^{128-122}\text{Sn}$ , odpowiednio 12, 53, 35 oraz 30%, podczas gdy  $\nu(h_{11/2})^3d_{3/2}$  odpowiednio 84, 19, 15 i 12%. Jednakże, jak dokładniej zostanie omówione w dalszej części tego rozdziału, duży przyczynek pochodzący z orbitalu  $s_{1/2}$ , w obliczonych funkcjach falowych dla stanu  $13^-$ , stwarza trudności w bezpośredniej interpretacji otrzymanych wartości  $B(E2)$  dla izomerycznych przejść  $15^- \rightarrow 13^-$  o multipolowości  $E2$ .

Dla niższych stanów o ujemnej parzystości obliczenia przewidują energię wzbudzenia dla dubletów stanów  $9^-$  oraz  $11^-$ , których identyfikacji można by było się spodziewać na bazie przeprowadzonych eksperymentów. Jednak tylko pojedyncze poziomy  $9^-$  oraz  $11^-$  zostały doświadczalnie ustalone w izotopach  $^{128}\text{Sn}$  (rysunek 8.2) i  $^{126}\text{Sn}$  (rysunek 8.3), podczas gdy dwa stany  $9^-$  i jeden  $11^-$  są obecne w  $^{124}\text{Sn}$  (rysunek 8.4). Natomiast w przypadku  $^{122}\text{Sn}$

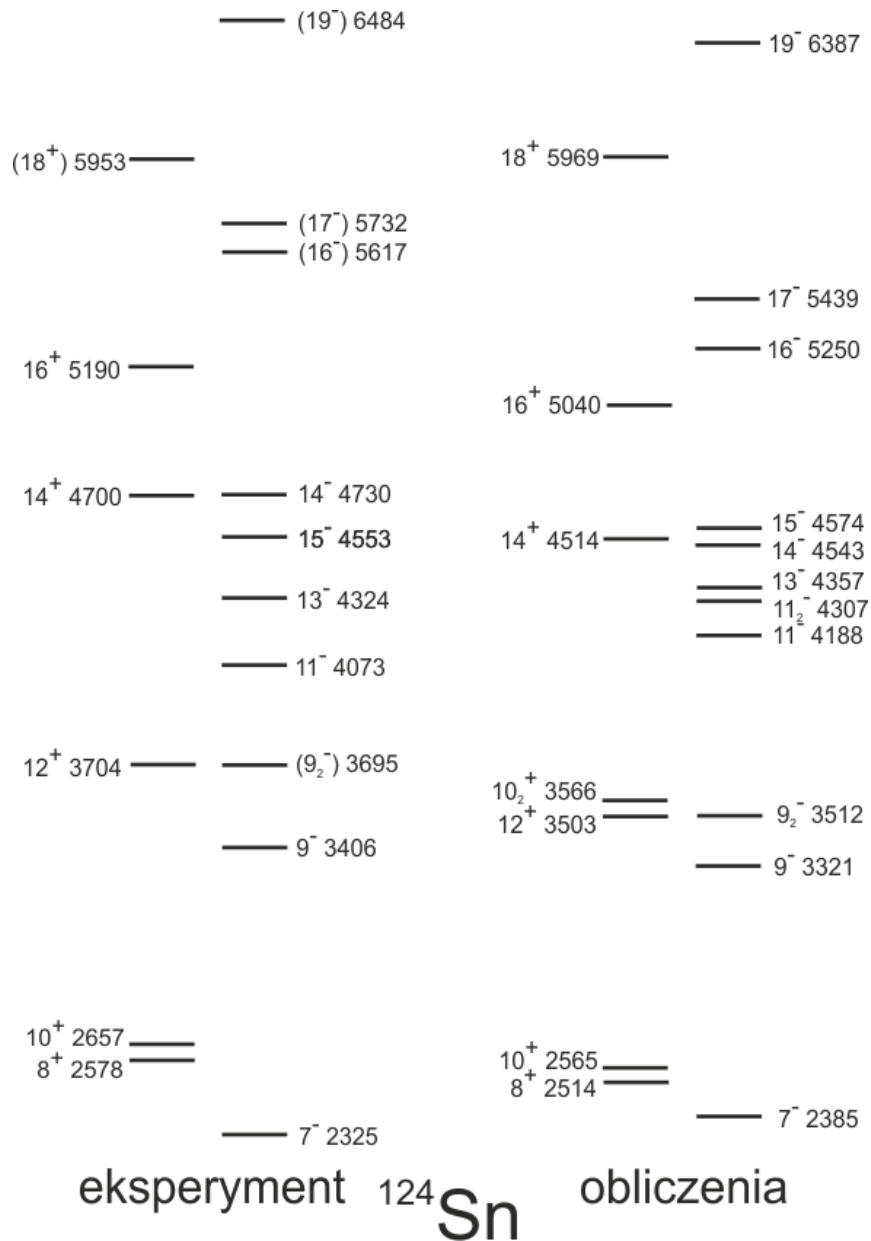
(rysunek 8.5), oba dublety są widoczne a ich energia wzbudzenia jest bliska teoretycznie obliczonej. Funkcje falowe dla tych poziomów zmieniają się znacznie wzdłuż całego łańcucha izotopowego. W  $^{128}\text{Sn}$  dwa stany  $9^-$  mają zasadniczą różną strukturę, z dominującą konfiguracją  $(h_{11/2})^3 d_{3/2}$  (86%) dla poziomu  $9_1^-$ , podczas gdy dla obliczonego o 0.5 MeV wyżej stanu  $9_2^-$ , główną rolę odgrywają konfiguracje o wartości seniority  $\nu = 2$  ( $g_{7/2}$ ,  $h_{11/2}$ ), których amplituda wynosi 89%.



**Rys. 8.3.** Porównanie energii poziomów energetycznych w jądrze  $^{126}\text{Sn}$  obliczonych za pomocą modelu powłokowego z wartościami eksperymentalnymi otrzymanymi w obecnej pracy (szczegóły w tekście).

W lżejszych izotopach Sn obliczone stany leżą już bliżej siebie, lecz wewnętrzna struktura jest bardziej złożona. Można jednak zauważyć wyraźną tendencję do odwrócenia charakteru funkcji falowych do tej obliczonej dla przypadku  $^{128}\text{Sn}$ . I tak dla  $^{126}\text{Sn}$  udział amplitudy seniority  $\nu = 4$   $(h_{11/2})^3 d_{3/2}$  zmniejsza się do 59% dla stanu  $9_1^-$ , podczas gdy zwiększa się do 22% dla  $9_2^-$ . Jednocześnie amplituda konfiguracji o seniority  $\nu = 2$  ( $g_{7/2}$ ,  $h_{11/2}$ ) dla poziomu  $9_1^-$  wynosi 9%, natomiast dla stanu  $9_2^-$  spada o około czynnik dwa w porównaniu z  $^{128}\text{Sn}$  i wynosi 40%. W izotopach  $^{124}\text{Sn}$  oraz  $^{122}\text{Sn}$  konfiguracja seniority  $\nu = 4$  dominuje dla wyżej położonych stanów  $9_2^-$  z amplitudą odpowiednio 65 i 52%, podczas gdy niżej usytuowany poziom  $9_1^-$  jest związany głównie ze wzbudzeniami  $\nu = 2$ , w których skład wchodzi

przyczynek od orbitali  $g_{7/2}$ . Natomiast oba stany  $11^-$  posiadają podobną konfigurację, związaną z wartością seniority  $\nu = 4$ , różniącą się głównie sposobem sprzężenia trzech dziur neutronowych ulokowanych na orbitalu  $h_{11/2}$  z niesparowaną dziurą obecną na jednym z pozostałych dostępnych orbitach. W przypadku  $^{128}\text{Sn}$ , stany  $11_1^-$  i  $11_2^-$  posiadają amplitudę odpowiednio 82 i 86% dla konfiguracji  $(h_{11/2})^3d_{3/2}$  oraz 10% dla  $(h_{11/2})^3s_{1/2}$ . W izotopach o mniejszej liczbie masowej obliczona funkcja falowa staje się coraz bardziej „rozdrobiona” wraz z szybko malejącą amplitudą konfiguracji zawierającej przyczynek pochodzący od orbitalu  $vd_{3/2}$ .

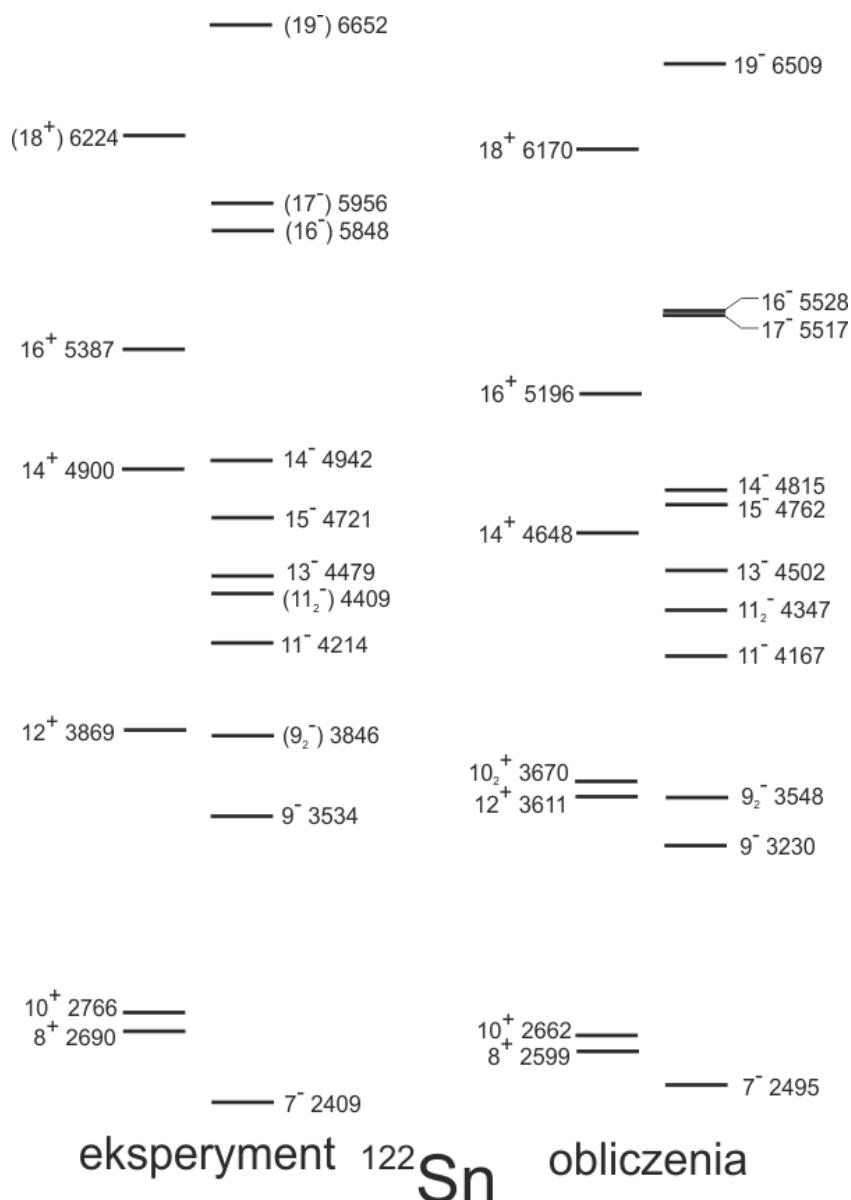


**Rys. 8.4.** Porównanie energii poziomów energetycznych w jądrze  $^{124}\text{Sn}$  obliczonych za pomocą modelu powłokowego z wartościami eksperymentalnymi otrzymanymi w obecnej pracy (szczegóły w tekście).

Obserwowane w izotopach  $^{122,124,126}\text{Sn}$  stany  $14^-$  są szczególnie interesujące. Znajdują



się one nieco więcej niż 200 keV powyżej izomeru  $15^-$  i są tylko częściowo odtworzone przez obliczenia teoretyczne. W każdym z przypadków poziom  $14^-$  rozpada się poprzez przejście  $MI$  do izomeru  $15^-$ , a możliwe alternatywna przejście  $MI$  do stanu  $13^-$  nie było obserwowane. Szacowany górny limit natężenia ścieżki  $14^- \rightarrow 13^-$ , związany z czynnikiem  $E_\gamma^3$  dla konkurencyjnych gałęzi  $MI$ , prowadzi do wniosku, że zredukowane prawdopodobieństwo przejścia  $B(MI)$  jest co najmniej 15 razy mniejsze dla ścieżki biegnącej do stanu  $13^-$  niż to związane z obserwowanym przejściem  $MI$  do poziomu  $15^-$ . Ogólnie rzecz biorąc, funkcje falowe obliczonych, nieyrastowych stanów  $14^-$  są skomplikowane, z niezaniechanymi amplitudami związanymi z parami dziur neutronowych rozrzuconych po całej przestrzeni walencyjnej poziomów jednocząstkowych.



**Rys. 8.5.** Porównanie energii poziomów energetycznych w jądrze  $^{122}\text{Sn}$  obliczonych za pomocą modelu powłokowego z wartościami eksperymentalnymi otrzymanymi w obecnej pracy (szczegóły w tekście).

W przypadku  $^{124}\text{Sn}$  obliczona energia wzbudzenia stanu  $14^-$  jest niższa niż ta dla poziomu  $15^-$ . Niemniej jednak, stany  $14^-$ , tak jak wyżej omawiane poziomy  $15^-$  w  $^{122,124,126}\text{Sn}$ , posiadają głównie sprzężenia  $(h_{11/2})^3 d_{3/2}$ , podczas gdy konfiguracja  $(h_{11/2})^3 s_{1/2}$  dominuje w strukturze stanów  $13^-$ . Amplitudy obliczonych funkcji falowych głównej konfiguracji  $(h_{11/2})^3 d_{3/2}$  dla stanów  $14^-$  wynoszą odpowiednio 93, 71, 42 i 28% dla  $^{128,126,124,122}\text{Sn}$ , natomiast przyczynę od  $(h_{11/2})^3 s_{1/2}$  jest wielkości 10% dla każdego z izotopów. Tak, więc zabronione przejście  $d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$  może być odpowiedzialne za nieobecność gałęzi  $14^- \rightarrow 13^-$  o multipolowości  $M1$  w otrzymanych wynikach eksperymentalnych.

Porównania przedstawione na rysunkach 8.1 – 8.5 zostały ograniczone do przypadków gdzie zachodzi uzasadniona odpowiedniość między energiami poziomów ustalonymi na podstawie eksperymentu a wartościami obliczonymi. Wiele innych stanów zostało zidentyfikowane w obecnej pracy, jednak ich jednoznaczna interpretacja wymaga jakościowego postępu w metodach eksperymentalnych w połączeniu ze znaczącą poprawą dokładności obliczeń teoretycznych. Niemniej jednak warto dodać, że obliczenia modelu powłokowego dają limit na maksymalną wartość spinów, dla obserwowanych poziomów o liczbie seniority  $\nu = 6$ , która osiąga  $I = 21$ ,  $I = 21$  oraz  $I = 22$  przy energiach odpowiednio 8.4 MeV w  $^{126}\text{Sn}$ , 7.5 MeV w  $^{124}\text{Sn}$  i 8.7 MeV w  $^{122}\text{Sn}$ .



---

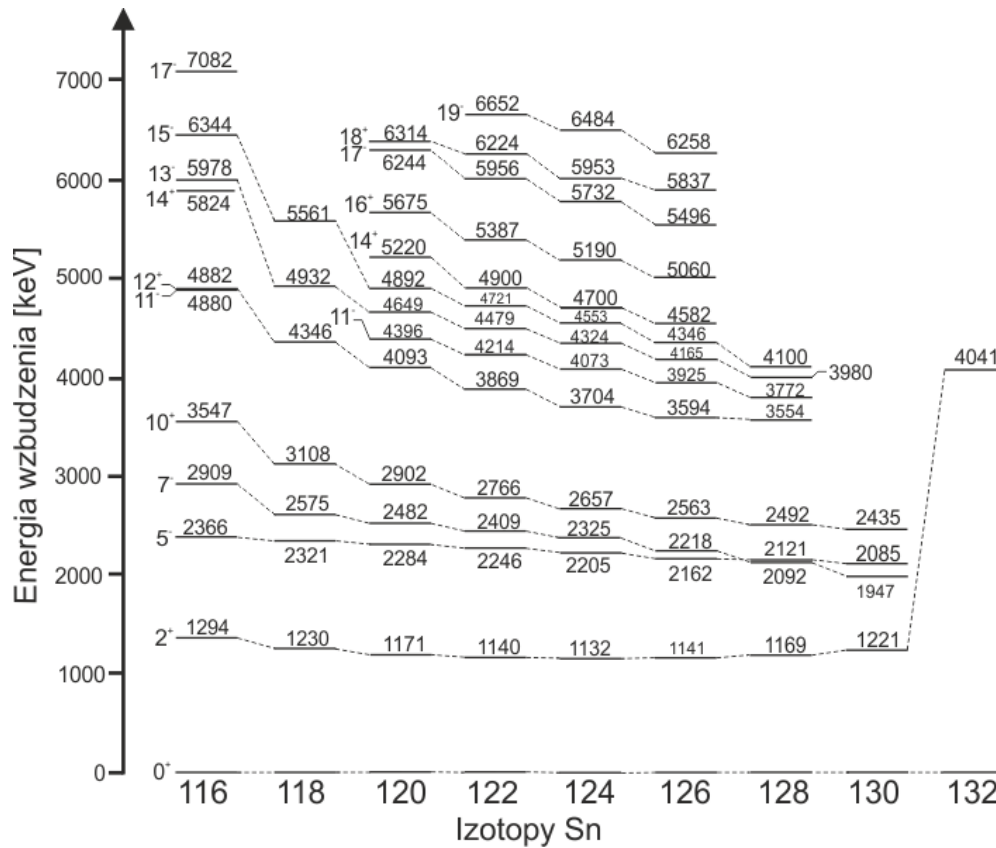
## 9. Dyskusja

---

Rezultaty opisane w rozdziale 7, można zebrać w postaci systematyki głównych yrastowych stanów obserwowanych w izotopach Sn. Na rysunku 9.1 przedstawiono taką systematykę dla parzystych izotopów Sn o liczbie masowej  $A = 116 - 130$ . W celu ilustracji zamknięcia powłoki  $N = 82$  dołączono także izotop  $^{132}\text{Sn}$ , w którym obserwuje się dramatyczny wzrost energii wzbudzenia stanu  $2_1^+$ . Gładka i zaskakująco regularna zmiana energii przedstawionych poziomów w funkcji liczby masowej  $A$  daje dodatkowe potwierdzenie poprawności przyjętych oznaczeń wartości spinu oraz parzystości. Energia stanów  $2_1^+$  jest wyjątkowo stabilna wzdłuż całego łańcucha izotopów. Niewielkiemu minimum występującym dla  $^{124}\text{Sn}$  towarzyszy zadziwiająco symetryczny wzrost energii, gdy oddalamy się od tej liczby masowej po obu stronach. Minimum to jest rezultatem połowicznego zapełnienia się podpowłoki  $\nu h_{11/2}$  w okolicy  $A = 124$ . W przeciwieństwie do dużej stabilności poziomów  $2_1^+$ , wszystkie wyżej leżące stany wykazują regularny spadek energii wzbudzenia wraz ze wzrostem liczby masowej. Takie systematyczne zachowanie zostało zaobserwowane wcześniej dla stanów o liczbie seniority  $\nu = 2$ , które reprezentowane są tutaj przez poziomy  $7^-$  oraz  $10^+$ . W celu pokazania inwersji energii również poziomy  $5^-$  zostały zaznaczone na rysunku 9.1. Inwersja ta, ze stanem  $7^-$ , zachodzi dla izotopu  $^{128}\text{Sn}$  i odzwierciedla zmianę pozycji energii Fermiego w stosunku do orbitali  $s_{1/2}$  i  $d_{3/2}$ . Dla wzbudzeń o seniority  $\nu = 4$ , reprezentowanych tutaj zarówno poprzez stany o dodatniej ( $12^+$ ,  $14^+$ ,  $16^+$ ) jak i ujemnej ( $11^-$ ,  $13^-$ ,  $15^-$ ) parzystości, wartość energii spada nawet bardziej zdecydowanie. Sprawia to, że energia przejść  $12^+ \rightarrow 10^+$  również systematycznie maleje w przeciwieństwie do, wspomnianej powyżej, stabilności dla  $2_1^+ \rightarrow 0^+$ . Stany  $17^-$ ,  $18^+$  i  $19^-$ , o liczbie seniority  $\nu = 6$ , wykazują analogiczny spadek. Ogólną konsekwencją takiego zachowania są coraz mniejsze energie przejść między stanami yrastowymi wraz ze wzrostem liczby masowej. Wątro wspomnieć, że jak opisano w podrozdziale 7.1, wstępne oznaczenia stanów  $13^-$  oraz  $15^-$  w izotopie  $^{118}\text{Sn}$  zostały przypisane na bazie obserwowanej na rysunku 9.1 regularności. Należy również zauważyć, że stany yrastowe w  $^{118}\text{Sn}$ , jak również w szczególności w  $^{116}\text{Sn}$  (wartości energii wzięte z [Sav98]), odzwierciedlają bardziej złożone struktury, posiadające większy udział neutronowych orbitali  $\nu d_{5/2}$  i  $\nu g_{7/2}$ , niż w przypadku cięższych izotopów. Z oczywistych względów na rysunku 9.1 pokazane są jedynie stany o seniority  $\nu = 2$  dla zawierającego dwie dziury izotopu  $^{130}\text{Sn}$  oraz o  $\nu = 2,4$  dla jądra  $^{128}\text{Sn}$ , w którym mamy do czynienia z czterema dziurami. Ponadto w  $^{128}\text{Sn}$  stany  $14^+$  oraz  $16^+$  nie zostały jeszcze zidentyfikowane.

Zmierzone w obecnej pracy czasy połowicznego rozpadu długożyciowych stanów, razem ze zidentyfikowanymi gałęziami rozpadu, posłużyły do wyznaczenia wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść izomerycznych. Odpowiednie wartości liczbowe

zawiera tabela 9.1. Na jej podstawie sporządzony został rysunek 9.2. Na niższym panelu 9.2a zamieszczono wyznaczone wcześniej, w serii eksperymentów [Ish73, Bro92, May94, Zha00, Lun87], wartości  $B(E2)$  dla izomerów  $10^+$  i  $27/2^-$  w odpowiednio parzystych i nieparzystych izotopach Sn.



**Rys. 9.1.** Systematyka energii wzbudzenia stanów yrastowych zidentyfikowanych w parzystych izotopach Sn. Energia stanu  $2^+$  w izotopie  $^{132}\text{Sn}$  została dołączona w celu zaznaczenia zamknięcia powłoki  $N = 82$ . Dla przejrzystości rysunku nie wszystkie obserwowane stany zostały przedstawione.

W celu renormalizacji amplitud  $B(E2)$  odpowiadających przejściom  $27/2^- \rightarrow 23/2^-$  użyto geometrycznego czynnika wynoszącego 0.514, wcześniej podanego w pracy [Lun87]. Tak, więc wartości te mogą być łatwo zestawione z tymi odpowiadającymi przejściom  $10^+ \rightarrow 8^+$ . Należy dodać, że na rysunku 9.2 pokazano amplitudy  $B(E2)$  a nie zawarte w tabeli 9.1 nominalne wartości. Pozwala to na zachowanie konwencji stosowanej wcześniej w [Ish73, Bro92, May94, Zha00, Lun87], która zakłada dodatni znak amplitudy dla lżejszych izotopów Sn i zmienia go, przyjmując  $B(E2) = 0$  w okolicach  $^{123}\text{Sn}$ , gdzie zachodzi połowiczne wypełnienie podpowłoki  $\nu h_{11/2}$ . Zauważono niemalże liniowy spadek amplitudy  $B(E2)$  wraz ze wzrostem liczby masowej  $A$ . Średnie nachylenie linii przedstawionej na dolnym rysunku 9.2a wynosi  $-0.83 \text{ efm}^2/A$ , a sama zależność była postrzegana, jako spektakularne potwierdzenie interpretacji struktury stanów izomerycznych w neutrononadmiarowych izotopach Sn w oparciu o teorię modelu powłokowego [Bro92, Zha00].

**TABELA 9.1.** Wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść  $B(E\lambda)$  w jednostkach  $[e^2\text{fm}^{2\lambda}]$  oraz w jednostkach Weisskopfa wyznaczone na podstawie zmierzonych czasów życia dla przejść  $E1$ ,  $E2$  i  $E3$  obserwowanych w rozpadach stanów izomerycznych  $13^-$  oraz  $15^-$  w parzystych izotopach  $^{120-128}\text{Sn}$ . W kolumnie piątej zostały podane procentowe udziały poszczególnych gałęzi w rozpadzie izomeru, z uwzględnieniem elektronowej konwersji wewnętrznej przejść izomerycznych. Błędy podane dla wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść uwzględniają niepewności natężeń przejść izomerycznych jak również zmierzonych czasów połowicznego rozpadu stanów izomerycznych.

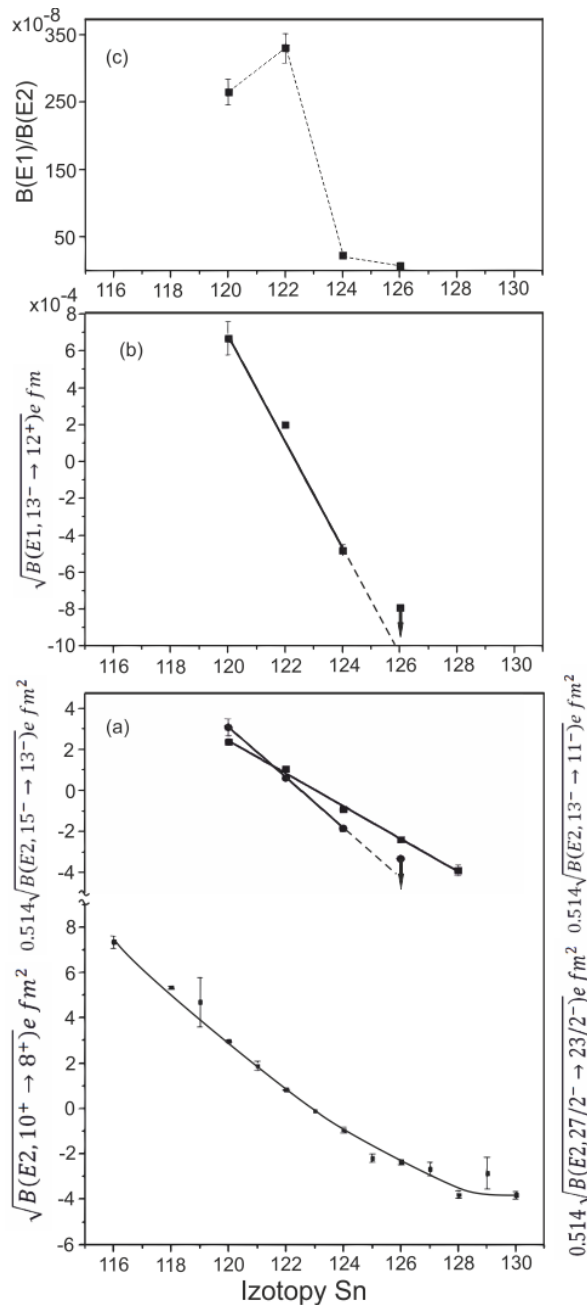
	$E_\gamma$ [keV]	$I_p \rightarrow I_k$	$T_{1/2}$ [ns]	Rozgałęzienie [%]	$B(E\lambda)$ [ $e^2\text{fm}^{2\lambda}$ ]	$B(E\lambda)$ [W.u.]
$^{120}\text{Sn}$	241.7	$15^- \rightarrow 13^-, E2$	30(3)	93.2(46)	21(2)	0.60(6)
	253.2	$13^- \rightarrow 11^-, E2$	4(1)	26.1(26)	36(10)	1.0(3)
	556.9	$13^- \rightarrow 12^+, E1$		72.2(43)	$4.6(12)\times 10^{-7}$	$2.9(8)\times 10^{-7}$
$^{122}\text{Sn}$	242.5	$15^- \rightarrow 13^-, E2$	134(12)	93.3(28)	4.7(4)	0.13(1)
	70.2	$13^- \rightarrow 11^-, E2$	40(3)	0.58(13)	49(12)	1.4(3)
	264.5	$13^- \rightarrow 11^-, E2$		12.5(19)	1.4(2)	$3.9(6)\times 10^{-2}$
	609.6	$13^- \rightarrow 12^+, E1$		80.0(39)	$3.9(3)\times 10^{-8}$	$2.3(2)\times 10^{-8}$
	1712.8	$13^- \rightarrow 10^+, E3$		2.9(10)	20(7)	$2.3(8)\times 10^{-2}$
$^{124}\text{Sn}$	228.8	$15^- \rightarrow 13^-, E2$	260(30)	91.9(28)	3.2(4)	$8.7(11)\times 10^{-2}$
	251.1	$13^- \rightarrow 11^-, E2$	6.7(9)	14.8(20)	13(2)	0.35(5)
	620.1	$13^- \rightarrow 12^+, E1$		84.1(40)	$2.3(3)\times 10^{-7}$	$1.4(2)\times 10^{-7}$
$^{126}\text{Sn}$	180.8	$15^- \rightarrow 13^-, E2$	114(12)	83.5(25)	22(2)	0.59(5)
	240.5	$13^- \rightarrow 11^-, E2$	$\leq 3$	17.7(20)	$\geq 42$	$\geq 1.1$
	571.0	$13^- \rightarrow 12^+, E1$		80.8(49)	$\geq 6.3\times 10^{-7}$	$\geq 3.9\times 10^{-7}$
$^{128}\text{Sn}$	119.7	$15^- \rightarrow 13^-, E2$	220(30) <sup>a</sup>	54.3(16)	57(8)	1.5(2)

a) wartość podana w [Pie11]

W ten sam sposób przedstawiono zestaw amplitud  $B(E2)$  dla przejść  $E2$  obserwowanych w rozpadach izomerów  $15^-$  oraz  $13^-$  (górny panel rysunku 9.2a). Jak widać amplitudy zredukowanych prawdopodobieństw przejść dla stanów o seniority  $\nu = 4$  zachowują się bardzo podobnie do tych, które związane są z izomerami  $10^+$  i  $27/2^-$  ( $\nu = 2,3$ ). Również nachylenie otrzymanych prostych jest zbliżone do tej przedstawionej na dolnym panelu rysunku 9.2a i wynosi  $-0.78 \text{ efm}^2/A$  dla przejść  $15^- \rightarrow 13^-$  oraz  $-1.03 \text{ efm}^2/A$  dla nieco szybciej malejącej linii związanej z przejściami  $13^- \rightarrow 11^-$ . W przypadku amplitud  $B(E2; 13^- \rightarrow 11^-)$  tylko dla izotopów  $^{120-124}\text{Sn}$  wyliczone są dokładne wartości. Dla  $^{126}\text{Sn}$ , ze względu na oszacowany czas połowicznego rozpadu, został ustalony jedynie górny limit amplitudy, który jest zgodny z liniowym spadkiem przy rosnącym  $A$ . Wartości amplitud  $B(E2)$  otrzymane dla przejść  $15^- \rightarrow 13^-$  oraz  $13^- \rightarrow 11^-$  mieszczą się w tej samej skali, co te otrzymane dla stanów o

seniority  $\nu = 2,3$ . Należy jednak dla nich uwzględnić, wprowadzony wyżej, współczynnik geometryczny 0.514, by wziąć pod uwagę główny udział sprzężenia  $(h_{11/2})^3$  w wewnętrznej strukturze tych stanów. Warto zwrócić uwagę, że prosta interpretacja bazująca na analogii z wartościami  $B(E2)$  obserwowanymi dla przejść  $27/2^- \rightarrow 23/2^-$  o seniority  $\nu = 3$  w nieparzystych izotopach Sn, stoi w sprzeczności do określonej, w oparciu o obliczenia teoretyczne (patrz rozdział 8), struktury stanów  $13^-$ . Zaobserwowane podobieństwo między amplitudami  $B(E2)$  w parzystych i nieparzystych izotopach Sn, na pierwszy rzut oka sugeruje, że rozpady są regulowane przez zmiany w sprzężeniach na orbitalu  $h_{11/2}$ . Wymagają też, aby konfiguracje izomerów  $15^-$  oraz  $13^-$  zawierały niesparowany neutron na orbicie  $d_{3/2}$  pełniący rolę spektatora. Jednakże, podczas gdy konfiguracja  $(h_{11/2})^3 d_{3/2}$  dominuje dla stanów  $15^-$ , to obliczone funkcje falowe dla poziomów  $13^-$  wskazują głównie na rozkład  $(h_{11/2})^3 s_{1/2}$ . Dlatego też w strukturze wynikającej z obliczeń, interpretacja za pomocą analogii z nieparzystymi izotopami Sn nie mogła by być utrzymana. Warto tutaj powrócić do wcześniejszej kwestii związanej z rozpadem stanu  $14^-$ , można by te rozpady w prosty sposób wyjaśnić, gdyby stany  $13^-$  posiadały w istocie strukturę  $(h_{11/2})^3 d_{3/2}$ . Brak przejścia  $14^- \rightarrow 13^-$  o multipolowości  $M1$  byłby naturalną konsekwencją sprzężeń z  $27/2^-$  i  $23/2^-$  ( $(h_{11/2})^3$  w tych dwóch stanach. Jest prawdopodobne, że ta niezgodność jest rezultatem niedoskonałości procedur obliczeniowych, co może stanowić w przyszłości punkt wyjścia do udoskonalenia tego typu obliczeń.

Intensywne przejścia  $E1$ , zasilające yrastowe stany  $12^+$ , reprezentują główną gałąź rozpadu izomerów  $13^-$ . Przejścia te są mocno opóźnione ( $< 10^{-6}$  W.u.), a odpowiadające im amplitudy  $B(E1)$  przedstawione są na rysunku 9.2b. Uwzględniając wyliczone wartości dla  $^{120,122,124}\text{Sn}$  i górny limit dla  $^{126}\text{Sn}$  widać, że także tutaj punkty układają się na prostej, malejącej wraz ze wzrostem liczby masowej, a jej współczynnik nachylenia wynosi  $-2.88 \times 10^{-4}$  efm/A. Regularność zachowania amplitud  $B(E1)$  jest zaskakująca i odzwierciedla dość dokładnie, omówione wyżej zachowanie obserwowane dla przejść  $E2$ . Zazwyczaj opóźnione przejścia  $E1$  związane są z małymi domieszkami w funkcjach falowych stanów, między którymi zachodzi przekaz. Dlatego też, oczekuje się zwykle dużego rozrzutu wartości  $B(E1)$  gdy struktura stanów wzbudzonych jest złożona. Stąd regularność widoczna na rysunku 9.2b jest trudna do wyjaśnienia i możliwość, że jest to ułożenie przypadkowe nie może być wykluczona. Relatywnie długi czas połowicznego rozpadu izomeru  $13^-$  w izotopie  $^{122}\text{Sn}$  pozwala również na obserwację dodatkowych, dużo słabszych gałęzi rozpadu. Składa się na nie przejście 70 keV o multipolowości  $E2$ , które zasila stan  $11_2^-$  i jest dużo szybsze od konkurencyjnego rozpadu  $E2$  izomeru  $13^-$  (patrz tabela 9.1). Również, jedynie dla  $^{122}\text{Sn}$ , zidentyfikowane zostało przejście  $13^- \rightarrow 10^+$ ,  $E3$  o wartości zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia bliskiej  $10^{-3}$  W.u.. Wyjaśnienie tych obserwacji pozostaje wyzwaniem dla rozważań teoretycznych.



**Rys. 9.2.** Amplitudy prawdopodobieństwa przejść izomerycznych zidentyfikowanych w parzystych izotopach Sn obliczone na podstawie wartości zredukowanych prawdopodobieństw podanych w tabeli 9.1. Na Rys. 9.2a zestawione są amplitudy przejść o multipolowości  $E2$  związane z rozpadami izomerów  $15^-$  (kwadraty) i  $13^-$  (kółka) ze znanymi wcześniej amplitudami dla przejść  $E2$  wyznaczonymi w rozpadach izomerów  $(h_{11/2})^n$  w izotopach Sn (dolne punkty). Na Rys. 9.2b przedstawione są amplitudy przejść  $E1$  wchodzące w skład głównej gałęzi rozpadu izomerów  $13^-$ . Wykres (c) zawiera stosunek wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść  $B(E1)/B(E2)$  (w jednostkach Weisskopfa) dla rozpadów  $E1$  oraz  $E2$  stanu  $16^+$  w poszczególnych izotopach Sn (szczegóły w tekście).

Zaobserwowano również pewną regularność, z jaką zmieniają się stosunki prawdopodobieństw przejść, które uczestniczą w rozpadzie yrastowych stanów  $16^+$  w



badanych neutronadmiarowych izotopach Sn. Stany te, zidentyfikowane w  $^{120,122,124,126}\text{Sn}$ , rozpadają się przez przejścia  $E2$  do poziomów  $14^+$  oraz konkurencyjne gałęzie  $E1$  do izomerów  $15^-$ . Obserwowane intensywności przejść  $E1$  wskazują, że ta dominująca ścieżka rozpadu w  $^{120}\text{Sn}$  zanika przy przechodzeniu do cięższych izotopów tak, że dla  $^{126}\text{Sn}$  wyznaczono jedynie jej górny limit natężenia związany z czułością detekcji. Ze względu na brak czasów życia stanów  $16^+$  nie jest możliwe wyznaczenie zredukowanych prawdopodobieństw przejść dla ścieżek rozpadu  $E1$  i  $E2$ . Znając energie i natężenia konkretnych przejść wyznaczono jedynie stosunki  $B(E1)/B(E2)$ , w jednostkach Weisskopfa, dla parzystych izotopów  $^{120-126}\text{Sn}$ , które wynoszą odpowiednio  $265(19)\times 10^{-8}$ ,  $329(22)\times 10^{-8}$ ,  $24(3)\times 10^{-8}$  oraz  $\leq 8\times 10^{-8}$  (patrz rysunek 9.2c). Biorąc pod uwagę regularną zmianę wartości  $B(E2)$  wraz z liczbą masową  $A$  dla przejść  $E2$  omówioną powyżej, obecność podobnej regularności jest bardzo prawdopodobna również dla przejść  $E2$  odpowiadających rozpadowi  $16^+ \rightarrow 14^+$ . Konsekwencją takiego założenia jest wniosek, że prawdopodobieństwo przejść  $E1$  maleje dużo szybciej wraz ze wzrostem liczby masowej niż ma to miejsce dla przejść  $E2$ . Natomiast obserwowana na rysunku 9.2c nieregularność dla izotopu  $^{122}\text{Sn}$  mogłaby być rezultatem niewielkiego przesunięcia miejsc zerowych amplitud  $B(E1)$  i  $B(E2)$ . Wyjaśnienie to wydaje się być zgodne z obserwowaną tendencją spadkową przedstawioną na rysunku 9.2b i sugeruje, że wkład małych domieszek do funkcji falowych odpowiedzialnych za wartości  $B(13^- \rightarrow 12^+)$  opóźnionych przejść  $E1$  zmienia się płynnie wraz z rosnącą liczbą masową.

---

## 10. Podsumowanie

---

W obecnej pracy opisano badania mające na celu identyfikację stanów o liczbach seniority  $\nu > 2$  w parzystych neutrononadmiarowych izotopach  $^{118-128}\text{Sn}$ . Punktem wyjścia do dotarcia do tych wysokospinowych poziomów jest obecność niżej położonych izomerów  $10^+$ . Występowanie tych stanów jest tłumaczone w ramach modelu powłokowego, jako sprzężenie dwóch neutronów na orbitalu  $h_{11/2}$ . Analogiczne stany izomeryczne występują w nieparzystych neutrononadmiarowych izotopach Sn gdzie sprzężenie trzech neutronów na orbitalu  $h_{11/2}$  prowadzi do utworzenia izomerów  $27/2^-$ . Pierwszymi reakcjami badającymi ten region tablicy nuklidów były reakcje typu fuzji, w których to dzięki bombardowaniu tarczy  $^{116}\text{Cd}$  cząstkami alfa oraz jądrami  $^7\text{Li}$  udało się zidentyfikować stany izomeryczne  $10^+$  w odpowiednio  $^{118}\text{Sn}$  i  $^{120}\text{Sn}$ . Jednak z powodu niskich energii wiązek, jądra Sn nie były wzbudzone do poziomów leżących powyżej tych izomerów. Ograniczony był również dostęp do cięższych izotopów dla badań spektroskopowych..

Dalsze badania eksperymentalne i identyfikacja wyżej leżących stanów stała się możliwa dzięki zastosowaniu reakcji opartych na procesach głęboko nieelastycznych zderzeń ciężkich jonów. Przy zderzeniach z energiami przekraczającymi barierę kulombowską o około 20 – 30%, gdy ma miejsce silny kontakt materii jądrowych zderzanych jonów, następuje ukierunkowany przepływ nukleonów z tendencją do wyrównania stosunków neutronów i protonów. W kanale wyjściowym reakcji powstają dwa nowe jądra o wysokiej energii wzbudzenia. Pierwszą przeprowadzoną reakcją tego typu, dzięki której zidentyfikowano stany izomeryczne  $10^+$  w izotopach  $^{122}\text{Sn}$  oraz  $^{124}\text{Sn}$  był system  $^{76}\text{Ge} + ^{124}\text{Sn}$ . W serii wielu kolejnych eksperymentów zidentyfikowano wszystkie stany izomeryczne  $10^+$  oraz  $27/2^-$  w odpowiednio parzystych jak i nieparzystych izotopach Sn w całym łańcuchu izotopowym. Obliczone wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść o multipolowości  $E2$ , poprzez które rozpadały się izomery, dla izotopów o liczbach masowych  $A = 116 - 130$  wykazywały dużą regularność. Wartości amplitud  $B(E2)$  dla kolejnych izotopów układały się na linii prostej, która przecinała zero dla  $^{123}\text{Sn}$ , gdzie następuje połowiczne zapełnienie orbitalu  $h_{11/2}$ . Wyjaśnienie obserwowanej doświadczalnie regularności było znaczącą demonstracją zgodności z przewidywaniami modelu powłokowego. Tym bardziej ważnym stał się problem identyfikacji poziomów energetycznych powyżej znanych już izomerów o wartościach seniority  $\nu = 2,3$ .

W celu zbadania stanów o wysokich wartościach spinu w neutrononadmiarowych izotopach Sn analizowano dane z trzech eksperymentów pierwotnie projektowanych, jako reakcje głęboko nieelastyczne. W systemach  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  izotopy Sn produkowane są w wyniku rozszczepienia jądra złożonego tworzonego w procesie zderzenia

jąderek wiązki i tarczy, natomiast dla układu  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  proces fuzji nie zachodzi, ale ma miejsce rozszczepienie bombardowanej tarczy  $^{238}\text{U}$ . Wstępne badania wykazały, że w zastosowanych reakcjach neutrononadmiarowe jądra Sn są produkowane z przekrojami czynnymi pozwalającymi na identyfikację wysokospinowych struktur. Jednakże konieczne jest dobranie odpowiednich metod selekcji, by odseparować przypadki związane z izotopami Sn od przypadków związanych z produkcją wielu innych jąder w tych samych zderzeniach. Wszystkie trzy eksperymenty zostały wykonane w Argonne National Laboratory przy użyciu wielolicznikowego układu detekcyjnego Gammasphere. Układ ten składa się z 110 detektorów germanowych o wysokiej czystości w osłonach antykomptonowskich i stanowi znakomite narzędzie dla pomiarów wieloparametrycznych koincydencji gamma. W projektowaniu eksperymentu kluczową rolę ogrywało zastosowanie grubej tarczy, dzięki czemu zatrzymywane w niej, przed emisją gamma, produkty reakcji nie generują przesunięcia Dopplera rozmywającego energię linii gamma. Innym bardzo istotnym elementem było pulsowanie wiązki z odstępami czasowymi 412 ns, co pozwoliło na efektywną separację natychmiastowych i opóźnionych kwantów gamma.

W analizie danych wykorzystywane są parametry czasowe, które definiują warunki rejestracji promieni  $\gamma$  o określonych energiach i czasach emisji. Tak, więc żądając by znane wcześniej przejścia leżące poniżej stanów izomerycznych były w koincydencji opóźnionej można zidentyfikować nowe przejścia i poziomy położone powyżej izomerów. Właśnie ta metoda koincydencji opóźnionych została zastosowana do identyfikacji struktur ulokowanych ponad izomerami  $10^+$  w badanych izotopach  $^{118}\text{Sn}$  oraz  $^{126}\text{Sn}$ . Natomiast w przypadku  $^{120,122,124}\text{Sn}$  długie czasy połowicznego rozpadu stanów izomerycznych powodują, że ta metoda identyfikacyjna jest ograniczona, lub w ogóle nie może być wykorzystana. W tych przypadkach niezbędne było zastosowanie bardziej złożonej metodyki opartej na badaniu koincydencji krzyżowych, czyli koincydencji, które występują między kwantami gamma emitowanymi z jąder, które są produkowane jednocześnie w wyniku rozszczepienia jądra złożonego. Obserwacja koincydencji z przejściami, które są rozpoznane jako charakterystyczne dla izotopów będących komplementarnymi fragmentami, pozwala zidentyfikować przejścia gamma należące do izotopów Sn, które ulokowane są powyżej długożyciowych izomerów. Bardziej szczegółowa procedura takiej identyfikacji wymaga konkretnej wiedzy o mechanizmie wykorzystywanych reakcji rozszczepienia. Niezbędna jest w szczególności informacja o liczbie wyparowanych w całej reakcji neutronów, którą udało się uzyskać dla systemów  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  oraz  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Średnie wartości wyemitowanych neutronów w tych reakcjach, wynoszą odpowiednio 14.6 oraz 10.3. Jest to liczba zaskakująco wysoka i może być wskazówką przy projektowaniu przyszłych eksperymentów zorientowanych na dostęp do jąder neutrononadmiarowych.

Dzięki zastosowaniu technik koincydencji opóźnionych oraz koincydencji krzyżowych udało się zidentyfikować przejścia gamma powyżej stanów izomerycznych  $10^+$

w parzystych izotopach Sn z zakresu mas  $A = 118 - 128$ . Oprócz  $^{118}\text{Sn}$ , we wszystkich badanych izotopach ustalono, że w schematach poziomów obecne są wyżej położone izomery o spinach  $15^-$ . Wyznaczone czasy połowicznego rozpadu dla tych izomerów pozwoliły, również dzięki zastosowaniu techniki koincydencji opóźnionych, na identyfikację wielu stanów leżących powyżej nich o wartości liczby seniority  $\nu = 6$ . Zidentyfikowana została również kaskada przejść  $16^+ \rightarrow 14^+ \rightarrow 12^+$  między poziomami o seniority  $\nu = 4$ , która zwykle omija izomery  $15^-$ . Dalsza analiza miała na celu dokładne zbadanie rozpadów stanów  $15^-$ . Dzięki dedykowanym sortom danych określono, oprócz ścieżki rozpadu do stanu  $10^+$ , również rozpady do izomerów  $7^-$ , a w przypadku izotopów  $^{120,122,124}\text{Sn}$  również do poziomu  $8^+$ . Tak ustalony schemat pozwala na jednoznaczne przyporządkowanie wartości spinów oraz parzystości dla wszystkich yrastowych stanów leżących poniżej izomerów  $15^-$ . Dodatkowo zaobserwowano, że stany  $13^-$  w  $^{120,122,124}\text{Sn}$  posiadają mierzalny czas życia, podczas gdy w przypadku izotopu  $^{126}\text{Sn}$  został ustalony jedynie jego górny limit.

W celu porównania zidentyfikowanych eksperymentalnie poziomów energetycznych z wartościami teoretycznymi zostały przeprowadzone obliczenia oparte o przewidywania modelu powłokowego. Obliczenia te objęły izotopy Sn z zakresu  $A = 122 - 130$ , a porównywane z eksperymentem wartości energii wzbudzeń poszczególnych stanów wykazują zadowalającą zgodność. Większe odstępstwa pojawiają się natomiast w przypadku stanów o liczbach seniority  $\nu = 4$ , gdzie teoretyczne wartości są niedoszacowane. Rozbieżności te, powinny stanowić impuls dla badań teoretycznych mających na celu takie dopasowanie dwuciałowych elementów macierzowych, aby uzyskać pełniejszą zgodność z rezultatami eksperymentalnymi. Niemniej jednak, zgodność doświadczalnych i obliczonych wartości energii wzbudzenia dla stanów yrastowych jest na tyle dobra, że potwierdza przypisane im w badaniach eksperymentalnych wartości spinów oraz parzystości.

Zestawienie wyników doświadczalnych uzyskanych dla badanych izotopów przy przechodzeniu do coraz cięższych jąder wykazuje wiele regularności. Energie wzbudzenia poziomów o tej samej wartości spinu i parzystości systematycznie maleją wraz ze wzrostem liczby  $A$ . Jeszcze bardziej uderzająca jest regularność obserwowana dla wartości amplitud zredukowanych prawdopodobieństw przejść związanych ze stanami izomerycznymi  $13^-$  oraz  $15^-$ . Dla rozpadów zachodzących przez przejścia o multipolowości  $E2$ , wyznaczone amplitudy prawdopodobieństw  $B(E2)$ , dla obu izomerów, wykazują podobne zachowanie jak zaobserwowane wcześniej dla stanów izomerycznych  $10^+$  oraz  $27/2^-$  o seniority  $\nu = 2$  i  $3$ , w całym badanym zakresie liczby masowej  $A$ . Jednocześnie obserwowana jest zaskakująco podobna regularność dla amplitud prawdopodobieństw  $B(E1)$  związanych z rozpadem izomerów  $13^-$ .

Analogiczną do przedstawionej w obecnej pracy analizę przeprowadzono również w celu identyfikacji wysokospinowych stanów położonych powyżej izomerów  $27/2^-$  w

nieparzystych izotopach  $^{119-125}\text{Sn}$ . Wyniki tych analiz są już kompletne i także dla nieparzystych izotopów Sn zidentyfikowano nowe stany izomeryczne oraz określono ich czasy połowicznego rozpadu. Ze względu na rozległość uzyskanych wyników w tej pracy ograniczono się jedynie do rozważań dotyczących parzystych izotopów Sn, a wyniki związane z nieparzystymi izotopami są przygotowywane do oddzielnej publikacji. Warto jednak zaznaczyć, że amplitudy zredukowanych przejść izomerycznych zidentyfikowane w nieparzystych izotopach Sn też wykazują podobne zmiany i regularność w funkcji rosnącej liczby masowej.

## Podziękowania

*Chciałbym serdecznie podziękować mojemu promotorowi, prof. dr hab. Rafałowi Brodzie, za życzliwość i wielogodzinne konsultacje, których efektem jest niniejsza praca. Jestem mu głęboko wdzięczny za wiedzę, którą mi przekazał, ale może przede wszystkim za inspirację do pracy i rozbudzenie fascynacji badaniami spektroskopii jądrowej.*

*Słowa podziękowania kieruję również w stronę dr. Roberta Janssensa z Argonne National Laboratory za nieocenioną pomoc w przygotowywaniu i interpretacji wyników.*

*Jestem także niezmiernie wdzięczny pracownikom Zakładu Struktury Jądra IFJ, za zbudowanie wspaniałej atmosfery pracy jak i za wymianę zarówno wiedzy jak i doświadczeń naukowych.*

*Dziękuję również dr. Jackowi Wrześnińskiemu za pomoc w pracach dotyczących sortowania danych koincydencyjnych oraz dr. Bartkowi Szpakowi za wspólne przeprowadzenie obliczeń teoretycznych opartych o przewidywania modelu powłokowego.*

*Badania zamieszczone w niniejszej pracy zostały przeprowadzone w ramach grantu o numerze UMO-2012/07/N/ST2/02861 ufundowanego przez Narodowe Centrum Nauki.*



## Bibliografia

- [Ast12] A. Astier, M.-G. Porquet, Ch. Theisen, D. Verney, I. Deloncle, M. Houry, R. Lucas, F. Azaiez, G. Barreau, D. Curien, O. Dorvaux, G. Duchene, B. J. P. Gall, N. Redon, M. Rousseau, O. Stezowski, *Phys. Rev. C* 85, 054316 (2012).
- [Bro90] R. Broda, M. A. Quader, P. J. Daly, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, W. C. Ma, M. W. Drigert, *Phys. Lett. B* 251, 245 (1990).
- [Bro92] R. Broda, R. H. Mayer, I. G. Bearden, Ph. Benet, P. J. Daly, Z. W. Grabowski, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, E. F. Moore, S. Lunardi and J. Blomqvist, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1671 (1992).
- [Bro04] B. A. Brown, A. Etchegoyen, N. S. Godwin, W. D. M. Rae, W. A. Richter, W. E. Ormand, E. K. Warburton, J. S. Winfield, L. Zhao, C. H. Zimmerman, MSU-NSCL Report 1289, (2004).
- [Bro05] B. A. Brown, N. J. Stone, J. R. Stone, I. S. Towner, M. Hjorth-Jensen, *Phys. Rev. C* 71, 044317 (2005).
- [Bro06] R. Broda, *J. Phys G: Nucl. Part. Phys.* 32, R151 (2006).
- [Bru95] K.A.Brueckner, *Phys.Rev.* 97, 1353 (1995).
- [Chu84] Y. H. Chung, P. J. Daly, H. Helppi, R. Broda, Z. W. Grabowski, M. Kortelahti, J. McNeill, A. Pakkanen, P. Chowdhury, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, J. Blomqvist, *Phys. Rev. C* 29, 2153 (1984).
- [Fir96] R. B. Firestone, V. S. Shirley, C. M. Baglin, S. Y. Frank Chu, J. Zipkin, (Wiley Interscience, New York, 1996).
- [Fog04] B. Fogelberg, H.Gausemel, K. A. Mezilev, P.Hoff, H. Mach, M. Sanchez-Vega, A. Lindroth, E. Ramstrom, J. Genevey, J. A. Pinston, M. Rejmund *Phys. Rev. C* 70, 034312 (2004).
- [Fot11] N. Fotiades, M. Devlin, R. O. Nelson, J. A. Cizewski, R. Krücken, R. M. Clark, P. Fallon, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, W. Younes, *Phys. Rev. C* 84, 054310 (2011).
- [Hjo95] M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo, E. Osnes, *Phys. Rep.* 261, 125 (1995).
- [Hax49] O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess, *Phys. Rev.* 75, 1766 (1949).
- [Isk13] Ł. W. Iskra, R. Broda, J. Wrzesiński, M. P. Carpenter, C. Chiara, B. Fornal, N. Hoteling, R. V. F. Janssens, F. G. Kondev, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, I. Stefanescu, W. B. Walters, S. Zhu, *Acta Phys.Pol.* B44,395 (2013).



- [Isk14] Ł. W. Iskra, T. Broda, R. V. F. Janssens, J. Wrzesiński, B. Szpak, C. J. Chiara, M. P. Carpenter, B. Fornal, N. Hoteling, F. G. Kondev, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, I. Stefanescu, W. B. Walters, S. Zhu, *Phys. Rev. C* 89, 044324 (2014).
- [Isk14a] Ł. W. Iskra, R. Broda, R. V. F. Janssens, J. Wrzesiński, B. Szpak, C. Chiara, M. P. Carpenter, B. Fornal, N. Hoteling, F. G. Kondev, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, I. Stefanescu, W. B. Walters, S. Zhu, zaakceptowana do publikacji w *J. Phys.: Conf. Ser.* (2014).
- [Isk14b] Ł. W. Iskra, R. Broda, R. V. F. Janssens, J. Wrzesiński, C. Chiara, M. P. Carpenter, B. Fornal, N. Hoteling, F. G. Kondev, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, I. Stefanescu, W. B. Walters, S. Zhu, wysłana do publikacji w *Acta Phys. Pol. B* (2014).
- [Isk15] Ł. W. Iskra, R. Broda, R. V. F. Janssens, J. Wrzesiński, C. Chiara, M. P. Carpenter, B. Fornal, N. Hoteling, F. G. Kondev, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, I. Stefanescu, W. B. Walters, S. Zhu, zostanie wysłana do publikacji w *Phys. Rev. C* (2015).
- [Ish73] M. Ishihara, R. Broda and B. Herskind, *Proc. Int. Conf. Nuclear Physics, Munich*, J. de Boer, H. J. Mang, Eds., North-Holland Publ. Co., Amstardam, Vol.1, p.256 (1973).
- [Kle79] P. Kleinheinz, R. Broda, P. J. Daly, S. Lunardi, M. Ogawa, J. Blomqvist, *Z. Phys A* 290, 279 (1979).
- [Lee90] I. Y. Lee, *Nucl. Phys A* 520, 641c (1990).
- [Lun87] S. Lunardi, P. J. Daly, F. Soramel, C. Signorini, B. Fornal, G. Fortuna, A. M. Stefanini, R. Broda, W. Męczyński, J. Blomqvist, *Z. Phys. A* 328, 487 (1987).
- [Mac96] R. Machleidt, F. Sammarruca, Y. Song, *Phys. Rev. C* 53, R1483 (1996).
- [May49] M. Goeppert Mayer, *Phys. Rev.* 75, 1969 (1949).
- [May94] R. H. Mayer, D. T. Nisius, I. G. Bearden, P. Bhattacharyya, L. Richter, M. Sferrazza, Z. W. Grabowski, P. J. Daly, R. Broda, B. Fornal, I. Ahmad, M. P. Carpenter, R. G. Henry, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, Y. Liang, J. Blomqvist, *Phys.Lett. B* 336, 308 (1994).
- [McN89] J. H. McNeill, J. Blomqvist, A. A. Chishti, P. J. Daly, W. Gelletly, M. A. C. Hotchkis, M. Piiparinen, B. J. Varley, P. J. Woods, *Phys. Rev. Lett.* 63, 860 (1989).
- [Oga78] M. Ogawa, R. Broda, K. Zell, P. J. Daly, P. Kleinheinz, *Phys. Rev. Lett.* 41, 289 (1978).
- [Pie11] S. Pietri, A. Jungclaus, M. Górska, H. Grawe, M. Pfitzner, L. Caceres, P. Detistov, S. Lalkovski, V. Modamio, Z. Podolyal, P. H. Regan, D. Rudolph, J. Walker, E. Werner-

Malento, P. Bednarczyk, P. Doornenbal, H. Geissel, J. Gerl, J. Grebosz, I. Kojouharov, N. Kurz, W. Prokopowicz, H. Schaffner, H. J. Wollersheim, K. Andgren, J. Benlliure, G. Benzoni A. M. Bruce, E. Casarejos, B. Cederwall, F. C. L. Crespi, B. Hadinia, M. Hellstrom, R. Hoischen, G. Ilie, A. Khaplanov, M. Kmiecik, R. Kumar, A. Maj, S. Mandal, F. Montes, S. Myalski, G. Simpson, S. J. Steer, S. Tashenov, O. Wieland, Phys. Rev. C 83, 044328 (2011).

[Rac43] G. Racah, Phys. Rev. 63, 367 (1943).

[Rac51] G. Racah, Phys. Rev. 84, 910 (1951).

[Sav98] A. Savelius et al., Nucl. Phys. A 637, 491 (1998).

[Sch84] W. U. Schroeder and J. R. Huizenga, Plenum Press, New York, (1984).

[Woo54] R. D. Woods, D. S. Saxon, Phys. Rev. 95, 577-578(1954).

[Zha00] C. T. Zhang, P. Bhattacharyya, P. J. Daly, Z. W. Grabowski, R. Broda, B. Fornal, J. Blomqvist, Phys. Rev. C 62, 057305 (2000).