

**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ**

**im. Henryka Niewodniczańskiego**

**Polskiej Akademii Nauk**

ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

[www.ifj.edu.pl/reports/2004.html](http://www.ifj.edu.pl/reports/2004.html)

Kraków, kwiecień 2004

---

**Raport Nr 1939/PL**

**Badanie struktury jąder neutronadmiarowych  
wzbudzanych w reakcjach  
głęboko nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów**

**(Study of the structure of neutron-rich nuclei produced  
in deep-inelastic heavy ion collisions)**

**Bogdan Fornal**

Rozprawa habilitacyjna

(Habilitation Thesis)

**Abstract:** A new experimental method, exploiting the analysis of gamma-gamma coincidences measured with large germanium multidetector arrays in deep-inelastic heavy ion collisions, has been used to extend the in-beam gamma-ray spectroscopic studies towards previously inaccessible neutron-rich nuclei. In particular, the neutron-rich Ti isotopes have been accessed using deep-inelastic processes occurring during the bombardments of a thick  $^{208}\text{Pb}$  target with a 305-MeV  $^{48}\text{Ca}$  beam. Yrast structures in  $^{53}\text{Ti}$  and  $^{54}\text{Ti}$  nuclei have been identified for the first time using cross coincidences with known gamma rays from complementary mercury products. Also, spectroscopic information has been extended for  $^{52}\text{Ti}$ . The experimental findings have been compared with shell model calculations performed in the full  $fp$  shell with the FPD6 and GXPF1 effective interactions. The results fully confirm the existence of a subshell closure at  $N=32$  in Ti neutron-rich isotopes. This new subshell closure has been attributed to a decreased  $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$  monopole interaction as protons are removed from the  $\pi f_{7/2}$  orbital: the migration of the  $\nu f_{5/2}$  orbital to higher energies with the removal of protons from the  $f_{7/2}$  orbital, in combination with the large spin-orbit splitting for  $\nu p_{3/2} - \nu p_{1/2}$ , gives rise to an energy gap at  $N=32$  for nuclides having  $Z \leq 24$ . Data from the same reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  provided also new spectroscopic information on  $^{208}\text{Bi}$  and  $^{210}\text{Bi}$  nuclei. Yrast and near-yrast levels up to  $\sim 5.6$  MeV in  $^{208}\text{Bi}$  and up to 4.6 MeV in  $^{210}\text{Bi}$  have been located - they are interpreted in light of earlier charged particle spectroscopy results, and with the help of shell model calculations in a large configuration space extending from  $^{132}\text{Sn}$  to  $^{310}_{126}\text{X}_{184}$ . Another hard-to-reach nucleus,  $^{206}\text{Hg}$ , was accessed using  $^{208}\text{Pb}(1360 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$  collisions. The yrast states found include a  $T_{1/2} = 92(8) \text{ ns}$   $10^+$  isomer located above the known  $5^-$  isomer. The  $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$  reduced transition probability was used to derive the quadrupole polarization charge  $e_{\text{pol}} = 0.60(7)e$  induced by the  $h_{11/2}$  proton hole on the doubly magic  $^{208}\text{Pb}$  core. Comparison of  $e_{\text{pol}}(\pi h_{11/2}^{-1})$  with the quadrupole polarization charges known for other high spin orbitals has revealed the constancy of the polarization charges induced by high  $j$  protons or neutrons on doubly magic cores. Theoretical considerations, based on the coupling between vibrational degrees of freedom and those of the single particles, reproduce the main features of experimental data regarding  $e_{\text{pol}}$ .

## SPIS TREŚCI

<b>1. WSTĘP.....</b>	<b>5</b>
<b>2. ELEMENTY MODELU POWŁOKOWEGO JĄDRA ATOMOWEGO .....</b>	<b>9</b>
2.1. Oddziaływania jądrowe .....	9
2.2. Stany jednocząstkowe i oddziaływania resztkowe modelu powłokowego.....	12
2.3. Prawdopodobieństwo przejść $E2$ , momenty kwadrupolowe oraz kwadrupolowy ładunek efektywny.....	18
<b>3. OBSZARY BADAŃ .....</b>	<b>23</b>
3.1. Jądra neutrononadmiarowe w obszarze $N>28$ .....	23
3.2. Jądra z okolic podwójnie magicznego $^{208}\text{Pb}$ .....	26
3.2.1. $^{206}\text{Hg}$ .....	27
3.2.2. $^{208}\text{Bi}$ .....	28
3.2.3. $^{210}\text{Bi}$ .....	29
<b>4. REAKCJE GŁĘBOKO NIEELASTYCZNE JAKO NOWE NARZĘDZIE DO BADANIA STRUKTUR YRASTOWYCH W JĄDRACH NEUTRONONADMIAROWYCH .....</b>	<b>30</b>
4.1. Charakterystyka reakcji głęboko nieelastycznych zachodzących podczas zderzeń ciężkich jąder .....	31
4.2. Pomiary promieniowania gamma emitowanego przez produkty reakcji głęboko nieelastycznych .....	33
4.2.1. Wielolicznikowe układy detektorów germanowych .....	34
4.2.2. Technika pomiarów koincydencyjnych promieniowania gamma emitowanego przez produkty reakcji głęboko nieelastycznych .....	36
4.2.3. Koincydencje krzyżowe oraz ich zastosowanie do identyfikacji .....	40
<b>5. PROCEDURY EKSPERYMENTALNE.....</b>	<b>43</b>
5.1. Badanie jąder z nadmiarem neutronów leżących w pobliżu $^{48}\text{Ca}$ .....	43
5.2. Eksperymenty w obszarze podwójnie magicznego $^{208}\text{Pb}$ .....	44
<b>6. NOWE STRUKTURY YRASTOWE W NEUTRONO-NADMIAROWYCH JĄDRACH <math>^{52}\text{Ti}</math>, <math>^{53}\text{Ti}</math>, <math>^{54}\text{Ti}</math> – ZAMKNIĘCIE PODPOWŁOKI PRZY <math>N=32</math> .....</b>	<b>46</b>
6.1 Wyniki eksperymentalne .....	46
6.2. Dyskusja - szczelina energetyczna przy $N=32$ .....	51
6.2.1. Systematyka stanów $2^+$ w jądrach neutrononadmiarowych z okolic $Z=20$ – potwierdzenie zamknięcia podpowłoki neutronowej $p_{3/2}$ przy $N=32$ .....	51
6.2.2. Obliczenia modelu powłokowego jądra atomowego z oddziaływaniami FPD6 i GXPF1 .....	52
6.2.3. Stany wzbudzone $2^+$ w parzystych izotopach Ca i Ti w świetle obliczeń FPD6 i GXPF1 .....	53
6.2.4. Interpretacja struktury yrastowej w $^{52}\text{Ti}$ , $^{54}\text{Ti}$ oraz $^{53}\text{Ti}$ .....	53
6.2.5. Położenie neutronowych orbitali $p_{1/2}$ i $f_{5/2}$ .....	58
<b>7. WZBUDZENIA NUKLEONÓW WALENCYJNYCH ORAZ WZBUDZENIA RDZENIA W JĄDRACH <math>^{206}\text{Hg}</math>, <math>^{208}\text{Bi}</math> i <math>^{210}\text{Bi}</math>.....</b>	<b>60</b>
7.1. Wyniki eksperymentalne .....	60
7.1.1. $^{206}\text{Hg}$ .....	60

---

7.1.2. $^{208}\text{Bi}$ .....	62
7.1.3. $^{210}\text{Bi}$ .....	64
<b>7.2. Obliczenia modelu powłokowego w okolicy <math>^{208}\text{Pb}</math>.....</b>	<b>66</b>
<b>7.3. Dyskusja .....</b>	<b>67</b>
7.3.1. Stany $2h$ i $1p-3h$ w $^{206}\text{Hg}$ .....	67
7.3.2. Wzbudzenia $1p-1h$ i $2p-2h$ w $^{208}\text{Bi}$ .....	71
7.3.3. Stany $2p$ oraz $3p-1h$ w $^{210}\text{Bi}$ .....	75
<b>8. KWADRUPOLOWA POLARYZACJA RDZENIA <math>^{208}\text{Pb}</math>.....</b>	<b>79</b>
8.1. Ładunek efektywny dla dziury protonowej $h_{11/2}$ w $^{206}\text{Hg}$ .....	79
8.2. Systematyka ładunków polaryzacyjnych indukowanych przez nukleony na wysokospinowych orbitalach .....	80
<b>9. PODSUMOWANIE.....</b>	<b>84</b>
<b>Podziękowania .....</b>	<b>87</b>
<b>Bibliografia.....</b>	<b>88</b>

## 1. WSTĘP

Jądro atomowe, jako układ gęsto upakowanych protonów i neutronów, jest wspaniałym laboratorium, w którym ujawniają swoje istnienie jednocześnie trzy fundamentalne oddziaływania: silne, elektromagnetyczne i słabe. Pomimo że od momentu odkrycia jądra atomowego nagromadzony został olbrzymi materiał doświadczalny na temat jego budowy oraz różnorodnych jego cech, dotąd nie udało się opracować teorii, która wyjaśniałaby konsekwentnie cały zespół faktów doświadczalnych i pozwoliła przewidywać fakty nowe. Przyczyną tego stanu rzeczy jest z jednej strony to, że opis oddziaływań silnych jest znacznie mniej zaawansowany od opisu sił elektromagnetycznych i słabych, z drugiej natomiast, ogromna komplikacja układu, jakim jest jądro atomowe. Obecnie jest już pewne, że dla zrozumienia sił jądrowych nie wystarcza obserwacja świata jąder atomu, trzeba zejść znacznie głębiej, do wnętrza nukleonów, czyli do ich struktury kwarkowej.

Nasze niedostatki w znajomości i opisie sił jądrowych nie oznaczają jednak, że nie możemy zrozumieć wielu podstawowych własności jądra atomu i większości zjawisk w nim występujących. Z pomocą przychodzą tutaj modele jądrowe - uproszczone konstrukcje teoretyczne - które, przyjmując określone założenia odnośnie budowy jądra i mechanizmu procesów jądrowych, pozwalają tłumaczyć określoną grupę faktów doświadczalnych. Napływ nowych wyników badań eksperymentalnych może powodować korygowanie i doskonalenie danego modelu, co więcej, może też ujawnić takie nowe własności jądra, które są niemożliwe do przewidzenia w ramach istniejących konstrukcji teoretycznych. Źródłem nowych informacji na temat struktury jąder są niewątpliwie badania własności jąder w warunkach ekstremalnych: wysokie kręty, wysokie temperatury, czy też krańcowe wartości izospinu (jądra neutronodeficytowe i jądra bogate w neutrony).

Jednym z podstawowych zagadnień, wokół którego koncentrują się badania struktury jądra atomowego ostatnich lat, jest zjawisko ewolucji struktury orbitali modelu powłokowego wraz ze wzrostem izospinu, czyli nadmiaru neutronów w jądrze. Przypuszcza się, że liczby magiczne 2, 8, 20, 28, 50, 82 i 126, znane dla jąder z okolicy ścieżki stabilności, niekoniecznie muszą obowiązywać w egzotycznych obszarach tablicy nuklidów. Co więcej, w strukturze orbitali jednocząstkowych jąder egzotycznych mogą pojawić się szczeliny energetyczne przy zupełnie innych  $Z$  i  $N$ , determinując istnienie nowych liczb magicznych. Obserwacje dotyczące właśnie układu stanów kwantowych w nuklidach dalekich od ścieżki stabilności są nieocenionym źródłem informacji o samym potencjale nukleon-nukleon; one też są niezbędne dla rozwoju teoretycznych metod opisu struktury jądra w oparciu o ten potencjał. W konsekwencji przyczyniają się do uściślenia np. granic stabilności jąder, czy też do zrozumienia procesów nukleosyntezy, które doprowadziły do powstania obserwowanego zestawu nuklidów w przyrodzie.

Badania struktury jąder wymagają przeprowadzenia pomiarów spektroskopowych, w których nuklidy, będące obiektem badań, są produkowane w ilościach wystarczających do obserwacji przez użyte układy detekcyjne. Do niedawna głównym procesem wykorzystywanym w spektroskopii jądrowej był proces syntezy zderzających się jąder, charakteryzujący się dużymi przekrojami czynnymi, wzbudzeniem struktur wysokospinowych oraz dobrze określonym wektorem prędkości jądra złożonego, pozwalającym na jednoznaczną korektę przesunięcia dopplerowskiego dla promieniowania gamma. Reakcje fuzji umożliwiły zbadanie ogromnej liczby jąder w szerokim zakresie energii

wzbudzenia i spinu. Ze względu jednak na to, że w zderzeniach używa się jąder stabilnych jako materiału bombardującej wiązki i materiału tarczy, (dla których  $N/Z$  jest z reguły większe od 1 i rośnie wraz z liczbą atomową), produkty reakcji ułożone są głównie po neutronodeficytowej stronie ścieżki stabilności. Dlatego właśnie nuklidy neutronodeficytowe zostały bardzo dobrze poznane, podczas gdy informacje na temat jąder neutrononadmiarowych są skąpe – w większości przypadków ograniczają się do kilku nisko leżących stanów zasilanych w selektywny sposób w rozpadach beta lub do stanów izomerycznych, których identyfikacja stała się ostatnio możliwa przy użyciu reakcji fragmentacji (np. [Pfu98]).

Duży postęp w badaniu struktury jąder neutrononadmiarowych dokonany został przez grupę krakowską z Pracowni Struktury Jądra Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego prowadzoną przez prof. Rafała Brodę z udziałem dra Jacka Wrześnińskiego, dra Tomasza Pawłata, dra Wojciecha Królasa oraz autora, która opracowała i rozpropagowała nową technikę eksperymentalną pozwalającą dotrzeć do jąder bogatych w neutrony [Bro90, Bro92, Bro94, For94, For95, Kro96, Kro03]. Kluczowym elementem tej techniki jest zastosowanie reakcji głęboko nieelastycznych w połączeniu z użyciem nowoczesnego, wydajnego sposobu detekcji promieniowania gamma. Produkcja jąder bogatych w neutrony następuje w procesach głęboko nieelastycznych ze względu na tzw. wyrównywanie się stosunku liczby neutronów do protonów ( $N/Z$ ) w systemie złożonym tworzonym w momencie kolizji. Pomiary polegają na rejestracji kwantów gamma, emitowanych przez wzbudzone fragmenty reakcji, w wielolicznikowych układach detektorów germanowych, znajdujących się w osłonach antykomptonowskich. Ponieważ w eksperymentach stosowana jest gruba tarcza, produkty jądrowe zatrzymują się w materiale tarczy. Okazuje się, że większość stanów jądrowych, poprzez które następuje rozpad wzbudzonych produktów reakcji, charakteryzuje się czasami życia lub czasami zasilania na tyle długimi, że emisja kwantów gamma zachodzi z zatrzymanego jądra – w rezultacie widma promieniowania gamma zawierają głównie wąskie linie o dokładnie określonych energiach. Kluczem do identyfikacji są przejścia gamma, a zwłaszcza kaskady tych przejść, charakterystyczne dla danego jądra. Obserwacja określonej sekwencji kwantów gamma, pozostających między sobą w odpowiedniej koincydencji i posiadających określone energie i intensywności, jednoznacznie identyfikuje ich źródło oraz stanowić może bazę, na podstawie której rozszerza się informację spektroskopową dla danego nuklidu. Wśród produkowanych w reakcji jąder są też nuklidy całkowicie nieznanne. Wyłowienie kwantów gamma emitowanych z tych niezbadanych dotąd jąder stało się możliwe dzięki opracowanej technice identyfikacji przy pomocy tzw. koincydencji krzyżowych.

W ramach programu badań struktury trudno dostępnych jąder bogatych w neutrony, prowadzonego przez grupę krakowską przez ponad 10 lat, wykonanych zostało ponad 20 eksperymentów na wiązkach akceleratorów ciężkich jonów. Do najważniejszych wyników zaliczyć należy: odkrycie zamknięcia podpowłoki neutronowej przy  $N=40$  w jądrze  $^{68}\text{Ni}$  [Bro95], stwierdzenie zamknięcia podpowłoki neutronowej przy  $N=32$  dla jądra  $^{54}\text{Ti}$  [Jan02], wyznaczenie ładunku polaryzacyjnego dla dziury protonowej  $h_{11/2}$  w  $^{206}\text{Hg}$  [For01], zidentyfikowanie oraz scharakteryzowanie rozpadu izomerów  $(\nu h_{11/2})^n 10^+$  w uprzednio niedostępnych parzystych izotopach cyny  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  i  $^{126}\text{Sn}$  [Bro92, Zha00] oraz izomerów  $(\nu h_{11/2})^n 27/2^-$  w nieparzystych izotopach cyny  $^{119,121,123,125}\text{Sn}$  [May94, Zha00] (analiza czasów życia tych izomerów doprowadziła do precyzyjnego określenia liczby neutronów, przy której neutronowy orbital  $h_{11/2}$  w izotopach cyny jest wypełniony dokładnie w połowie). Uzyskano także wiele ważnych wyników spektroskopowych dotyczących jąder powłoki *sd*

takich jak:  $^{34}\text{P}$  i  $^{33}\text{Si}$  [For94],  $^{32}\text{Si}$  i  $^{32}\text{Al}$  [For97], czy też jąder powłoki *sdf*, np.  $^{44}\text{Ar}$  [For00] lub bogatych w neutrony izotopów niklu  $^{65-67}\text{Ni}$  [Paw94]. Zbadano wzbudzenia pochodzące od sprzężeń 5 walencyjnych protonów w  $^{137}\text{Cs}$  [Bro99]. Zaobserwowano struktury oktopolowe przy wysokim spinie w neutrononadmiarowych izotopach radonu i radu [Coc97]. Przeprowadzono identyfikację wzbudzeń oktopolowych zbudowanych na stanach jedno- i dwucząstkowych w jądrach  $^{207}\text{Tl}$ ,  $^{209}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Tl}$  [Rej00]. Dokonano także lokalizacji wzbudzeń wysokospinowych w jądrach wokół podwójnie magicznego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ :  $^{210}\text{Pb}$  [Rej97],  $^{211}\text{Po}$  [For98],  $^{209}\text{Pb}$  [Rej98],  $^{208}\text{Pb}$  [Wrz01],  $^{208}\text{Bi}$  [For03].

Prezentowana praca przedstawia wyniki badań spektroskopowych jąder bogatych w neutrony leżących w pobliżu zamkniętych rdzeni  $^{48}\text{Ca}$  i  $^{208}\text{Pb}$ , w których autor pełnił rolę wiodącą. Badania przeprowadzono z zastosowaniem reakcji głęboko nieelastycznych zachodzących podczas zderzeń ciężkich jonów  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  i  $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$ . Materiał eksperymentalny pochodzi z pomiarów zaproponowanych m. in. przez autora w Argonne National Laboratory, USA i wykonanych na tamtejszym akceleratorze ATLAS z użyciem wielolicznikowego układu detektorów germanowych GAMMASPHERE. Opracowanie wyników przeprowadzone zostało w Krakowie. Obliczenia w oparciu o model powłokowy jądra atomowego wykonali Michio Honma i Alex Brown - dla jąder powłoki *fp*, oraz Maurycy Rejmund i Hugo Maier – dla nuklidów z obszaru  $^{208}\text{Pb}$ .

W pracy dyskutowane są trzy zagadnienia. Pierwsze dotyczy jąder z okolicy  $^{48}\text{Ca}$  o liczbie neutronów  $N>28$ . Prezentowany materiał zawiera opis nowo zidentyfikowanych struktur w nuklidach  $^{52}\text{Ti}$ ,  $^{53}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$  - struktury te w sposób jednoznaczny wskazują na zamknięcie podpowłoki neutronowej przy  $N=32$  w jądrach bogatych w neutrony. Zlokalizowane stany są następnie użyte do testowania poprawności obliczeń modelu powłokowego z zastosowaniem nowych oddziaływań dwucząstkowych. Porównanie danych eksperymentalnych z teorią wykazuje m. in. kluczową rolę odgrywaną przez człon spin-izospin oddziaływania nukleon-nukleon w kształtowaniu struktury jąder egzotycznych. W świetle uzyskanych wyników dyskutowane są też przewidywania własności jąder nieosiągalnych do tej pory w eksperymencie, takich jak np.  $^{54}\text{Ca}$ , a stanowiących prawdopodobnie ważne ogniwa w procesie zrozumienia ewolucji struktur jądrowych w miarę oddalania się od ścieżki stabilności. Część wyników dotycząca głównie  $^{52}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$  opublikowana została w pracy [Jan02].

Zagadnienie drugie poświęcone jest wzbudzeniom w jądrach  $^{206}\text{Hg}$ ,  $^{208}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Bi}$  – jądra te posiadają odpowiednio: dwie dziury, cząstkę i dziurę oraz dwie cząstki walencyjne w stosunku do podwójnie magicznego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ . Praca przedstawia dane eksperymentalne na temat nieznanych dotąd struktur yrastowych, między innymi pochodzących ze wzbudzeń rdzenia. Zidentyfikowane poziomy są interpretowane przy pomocy obliczeń modelu powłokowego, które przeprowadzono w rozległej przestrzeni konfiguracyjnej obejmującej orbitale pomiędzy liczbami protonów  $50<Z<126$  oraz neutronów  $82<N<184$ . Niektóre wyniki dotyczące jąder  $^{206}\text{Hg}$  i  $^{208}\text{Bi}$  zawierają artykuły [For01] i [For03].

Zagadnienie trzecie porusza problematykę polaryzacji podwójnie zamkniętych rdzeni przez cząstki walencyjne, a więc najprostszymi przypadkami, gdzie dają znać o sobie sprzężenia wzbudzeń jednocząstkowych i kolektywnych. Cząstka walencyjna znajdująca się na orbitalu jednocząstkowym, zdeterminowanym przez wypadkowy potencjał rdzenia, nie pozostaje bez wpływu na ten rdzeń. Oddziaływanie z nukleonami układu prowadzi do tzw. efektów polaryzacyjnych, które następnie wpływają na własności stanu jednocząstkowego. Na podstawie identyfikacji yrastowych konfiguracji dwóch dziur protonowych  $h_{11/2}$  w jądrze  $^{206}\text{Hg}$ , uzyskano unikalną informację o polaryzacji rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  wywołanej dziurą protonową  $h_{11/2}$ . Wynik ten posłużył do skompletowania i

usystematyzowania wiedzy na temat polaryzacji kwadrupolowej podwójnie magicznych rdzeni przez nukleony znajdujące się na wysokospinowych orbitalach. Część rezultatów na temat  $^{206}\text{Hg}$  zawartych jest w liście For01.

Praca podzielona jest na 9 części: 1) wstęp; 2) rozdział zawierający elementy modelu powłokowego jądra atomowego; 3) rozdział prezentujący stan dotychczasowej wiedzy na temat nuklidów, które były przedmiotem badań:  $^{52-54}\text{Ti}$  z okolic podwójnie magicznego  $^{48}\text{Ca}$  oraz  $^{206}\text{Hg}$ ,  $^{208}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Bi}$  z okolic rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ ; 4) opis metody eksperymentalnej opracowanej w celu dotarcia do jąder neutronadmiarowych; 5) część przedstawiająca procedury doświadczalne; 6), 7) rozdziały, w których omówione i przedyskutowane zostały wyniki badań w obszarze podwójnie magicznych jąder  $^{48}\text{Ca}$  i  $^{208}\text{Pb}$ ; 8) część dotycząca kwadrupolowego ładunku polaryzacyjnego indukowanego na rdzeniu  $^{208}\text{Pb}$  przez proton  $h_{11/2}$  z dyskusją systematyki kwadrupolowych efektów polaryzacyjnych; 9) podsumowanie.



## 2. ELEMENTY MODELU POWŁOKOWEGO JĄDRA ATOMOWEGO

### 2.1. Oddziaływania jądrowe

U podstaw rozważań dotyczących oddziaływań pomiędzy nukleonami, zwanych oddziaływaniami jądrowymi lub silnymi, leży przekonanie, że mają one charakter dwuciałowy, co oznacza, że nie są one (przynajmniej w swej głównej części) modyfikowane przez obecność trzeciego nukleonu. Chociaż najbardziej naturalnym źródłem informacji o siłach jądrowych są zjawiska zachodzące w układzie dwóch nukleonów, rozważania własności jąder złożonych z wielu nukleonów również dostarczają wielu danych o charakterze sił jądrowych.

Do podstawowych obserwacji dotyczących sił jądrowych należą:

- a) siły jądrowe są przyciągające, ponieważ wiążą nukleony w jądra mimo odpychania kulombowskiego;
- b) na małych odległościach siły jądrowe są odpychające, ponieważ nie obserwujemy “zapadania się” jąder;
- c) oddziaływania jądrowe są krótko zasięgowe, o zasięgu rzędu  $10^{-15}$  m - wynika to z obserwacji wysycania się sił jądrowych, manifestującego się poprzez proporcjonalność energii wiązania jądra do liczby nukleonów;
- d) siły jądrowe nie dają się opisać wyłącznie przy pomocy funkcji odległości pomiędzy nukleonami - zależą one także od spinu układu czy też od orientacji spinów nukleonów względem wektora położenia;
- e) oddziaływania jądrowe wykazują tzw. symetrię ładunkową, lub inaczej, niezależność ładunkową, co oznacza, że są takie same dla różnych par nukleonów w identycznych stanach spinowo-przestrzennych.

Konstruowanie potencjału oddziaływania nukleon-nukleon można przeprowadzać w oparciu o podstawowe prawa niezmienniczości względem różnych transformacji, które ograniczają w sposób drastyczny jego postać. Potencjał taki musi być niezmienniczy względem translacji w przestrzeni, translacji w czasie, obrotów przestrzennych a także transformacji Lorentza (przechodzących dla małych prędkości w transformacje Galileusza). Musi zachowywać parzystość przestrzenną (o czym uczą nas wyniki eksperymentów), musi być też niezmienniczy wobec transformacji odwrócenia czasu. Niezależność ładunkowa nakłada na potencjał oddziaływania nukleon-nukleon następny rodzaj niezmienniczości, niezmienniczości względem obrotów w przestrzeni izospinowej.

W przypadku układu dwóch nukleonów, zgodnie z założeniem niezmienniczości względem translacji przestrzennych i transformacji Galileusza, do dyspozycji są następujące operatory wielkości dynamicznych: operator wzajemnej odległości  $\hat{r}$ , wzajemnego pędu  $\hat{\mathbf{p}}$ , spinów  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1, \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2$  oraz izospinów  $\hat{\boldsymbol{\tau}}_1, \hat{\boldsymbol{\tau}}_2$ . Niezmienniczość względem obrotów w przestrzeniach zwykłej i izospinowej dopuszcza w potencjale oddziaływania  $n$ - $n$  jedynie skalary  $\hat{r}^2$ ,  $\hat{\mathbf{p}}^2$ ,  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2$ ,  $\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2$ . Postać tej czę-

ści potencjału, która nie zależy od pędu, zwanej też potencjałem centralnym, można przedstawić ogólnym wzorem:

$$\hat{V}_C = V^{(1)}(r) + V_\sigma(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2) + V_\tau(r)(\hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2) + V_{\sigma\tau}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2)(\hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2). \quad (2.1)$$

Operatory postaci  $\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2$ ,  $\hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2$ ,  $(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2)(\hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2)$  z łatwością dają się wyrazić poprzez tzw. operatory zamiany współrzędnych spinowych  $\hat{P}_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2)$  oraz izospinowych  $\hat{P}_\tau = \frac{1}{2}(1 + \hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2)$ , a te, z kolei, przez wygodne w użyciu operatory:

- operator Barletta  $\hat{P}_B$  identyczny z  $\hat{P}_\sigma$  (nazwa przyjęta ze względów historycznych) zamieniający współrzędne spinowe  $\hat{P}_B = \hat{P}_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2)$ ;
- operator Heisenberga  $\hat{P}_H$  zamieniający jednocześnie współrzędne przestrzenne i spinowe  $\hat{P}_H = -\hat{P}_\tau = -\frac{1}{2}(1 + \hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2)$ . (Współrzędne izospinowe pojawiają się tutaj z tego powodu, że ich wymiana, ze względu na wymóg nieparzystości dla funkcji falowej układu dwóch nukleonów, jest równoważna wymianie położeń i spinów ze znakiem ujemnym.);
- operator Majorany  $\hat{P}_M$  zamieniający współrzędne przestrzenne  $\hat{P}_M = -\hat{P}_\sigma \hat{P}_\tau = -\frac{1}{4}(1 + \hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2)(1 + \hat{\mathbf{t}}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}}_2)$ . (Kombinacja zamiany jednocześnie spinów i izospinów jest równoważna zamianie położeń ze znakiem ujemnym znowu ze względu na wymóg nieparzystości funkcji falowej.).

W rezultacie otrzymujemy:

$$\hat{V}_C = V^{(2)}(r) + V_M(r)\hat{P}_M + V_B(r)\hat{P}_B + V_H(r)\hat{P}_H. \quad (2.2)$$

Pojawienie się operatorów wymiany w wyrażeniu na potencjał znajduje swoje intuicyjne wytłumaczenie w zależności potencjału kwantowego od stanu układu, układu, który podlega zasadzie Pauliego.

Założone niezmienniczości dla potencjału oddziaływania  $n$ - $n$  dopuszczają także iloczynny wektorów spinu z wektorami względnej odległości  $\mathbf{r}$ , względnego pędu  $\mathbf{p}$  i krętu orbitalnego  $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ . Zgodnie z wymaganiami spełnienia niezmienniczości względem odbić przestrzennych i odwrócenia w czasie potencjał może zawierać następujące wyrażenia zależne od kierunków w przestrzeni:  $V_{LS}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 + \hat{\mathbf{g}}_2) \cdot \hat{\mathbf{l}}$ ,  $V_{LL}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{l}})(\hat{\mathbf{g}}_2 \cdot \hat{\mathbf{l}})$ ,  $V_{sr}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\hat{\mathbf{g}}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})$ . Składnik  $V_{LS}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 + \hat{\mathbf{g}}_2) \cdot \hat{\mathbf{l}} = V_{LS}(r)\hat{\mathbf{g}} \cdot \hat{\mathbf{l}}$  nazywany jest potencjałem spin-orbita, składnik  $V_{LL}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{l}})(\hat{\mathbf{g}}_2 \cdot \hat{\mathbf{l}})$ , z kolei, kwadratowym potencjałem spin-orbita, a część  $V_{sr}(r)(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\hat{\mathbf{g}}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})$ , będąca tensorem w przestrzeni konfiguracyjnej lub przestrzeni spinowej oraz będąca skalarą w połączonej przestrzeni spinowo-konfiguracyjnej, stanowi tzw. składnik tensorowy. Zwykle operator  $(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\hat{\mathbf{g}}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})$  mnoży się przez funkcję skalarną  $1/r^2$  i łączy się ze skalarą  $\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2$ , tworząc operator:

$$\hat{S}_{12} = \frac{3}{r^2}(\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\hat{\mathbf{g}}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}}) - (\hat{\mathbf{g}}_1 \cdot \hat{\mathbf{g}}_2),$$

który posiada średnią wartość po różnych kierunkach równą zero w stanie singletowym ( $\mathbf{S}=0$ ), co jest korzystne podczas przeprowadzania rachunków. Operator  $\hat{S}_{12}$  zwany jest operatorem tensorowym, a siła pochodząca od składnika  $V_T(r)\hat{S}_{12}$  w potencjale, siłą tensorową.

Ostatecznie, łącząc część potencjału niezależną od pędu  $V_C$  z częścią zależną od prędkości, otrzymuje się ogólne wyrażenie:

$$\begin{aligned} \hat{V} = & V^{(3)}(r) + V_T \hat{S}_{12} + V_\sigma(r) \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2 + V_\tau(r) \hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(r) (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) (\hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2) + V_{LS}(r) \hat{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{1}} + \\ & + V_{LL}(r) (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{1}}) (\hat{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{1}}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

lub

$$\hat{V} = V(r) + V_T(r) \hat{S}_{12} + V_M(r) \hat{P}_M + V_B(r) \hat{P}_B + V_H(r) \hat{P}_H + V_{LS}(r) \hat{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{1}} + V_{LL}(r) (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{1}}) (\hat{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{1}}). \quad (2.4)$$

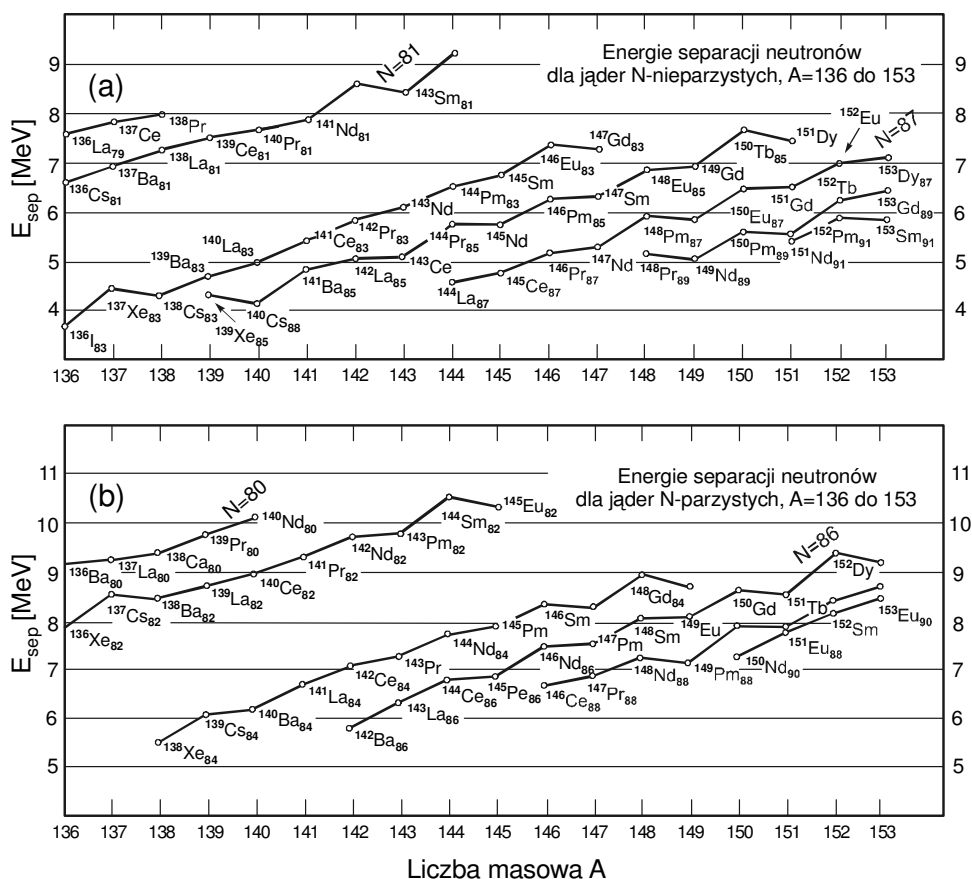
Wyznaczenie zależności  $V(r)$  stojących przy poszczególnych składnikach potencjału stało się jednym z głównych zadań fizyki jądrowej. Niestety, do tej pory nie istnieje fundamentalne rozwiązanie tego problemu - postaci funkcji  $V(r)$  znajdowane były zwykle na gruncie fenomenologicznym. Do znanych parametryzacji potencjału jądrowego zalicza się potencjały Hamady-Johnstona [Ham62], Bonn [Mac87] czy Argonne [Wir84, Wir95].

Poznanie oddziaływań występujących w układzie dwóch nukleonów nie rozwiązuje problemu sił jądrowych w aspekcie struktury jądra. Obecność w jądrze innych nukleonów nie zmienia, co prawda, jądrowych oddziaływań elementarnych, niemniej jednak powoduje powstawanie szeregu korelacji między nukleonami. Korelacje takie wynikają np. z ograniczenia przestrzeni fazowej dla nukleonu ze względu na działanie zakazu Pauliego lub też z faktu, że nukleony mogą wymieniać z pozostałymi energię.

## 2.2. Stany jednocząstkowe i oddziaływania resztkowe modelu powłokowego

Ruch nukleonów w jądrze atomowym można z dobrym przybliżeniem uznać za ruch cząstek niezależnych w pewnym średnim potencjale jądrowym. Pozorny paradoks niezależności ruchu silnie oddziaływujących nukleonów w gęstym środowisku jądra znika, jeżeli przeanalizuje się wpływ zasady Pauliego - nukleony w wyniku wzajemnych zderzeń nie mogą zmienić swoich stanów kwantowych, jako że wszystkie ewentualnie będące do dyspozycji stany są zajęte.

Kwantowy opis ruchu nukleonów w uśrednionym potencjale pochodzącym od oddziaływań z pozostałymi nukleonami w jądrze, wymaga istnienia dyskretnych stanów, powłok, na których grupować się będą nukleony. Stąd pochodzi nazwa *model powłokowy* nadana temu obrazowi.



**Rys. 2.1.** Energie separacji neutronów dla jąder z: (a) nieparzystą liczbą neutronów  $N$  z przedziału  $79 < N < 91$  oraz (b) z parzystą liczbą neutronów z przedziału  $80 < N < 90$ .

Najważniejszym odkryciem, które legło u podstaw wysunięcia hipotezy powłokowej budowy jądra było odkrycie liczb magicznych. Są to liczby  $N$  (neutronów) lub  $Z$  (protonów) równe 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Wpływ liczb magicznych nukleonów przejawia się najwyraźniej w energii wiązania jąder. Jądra o magicznej liczbie neutronów lub protonów są jądrami szczególnie silnie związanymi. Ilustruje to zależność energii separacji, czyli energii potrzebnej na oderwanie od jądra jednego neutronu lub protonu, od rodzaju jądra. Energia ta wykazuje gwałtowny spadek w momencie przekroczenia liczby magicznej, co obrazuje rysunek 2.1 dla nuklidów z okolic  $N=82$ .

Inną cechą charakterystyczną jąder o liczbach magicznych  $N$  lub  $Z$  jest wysoka energia pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$ .

Konstrukcja modelu struktury jądra, która w pierwszym rzędzie wyjaśniałaby magiczne liczby nukleonów, przeprowadzona została w analogii z fizyką atomową [May49, Hax49]. W modelu takim wprowadza się potencjał doznawanego przez nukleon oddziaływania uśredniony ze względu na oddziaływania z pozostałymi nukleonami jądra. Rozwiązując równanie Schrödingera dla nukleonu związanego w takim potencjale otrzymuje się układ poziomów energetycznych. Zakładając następnie, w pierwszym przybliżeniu, wzajemną niezależność ruchów poszczególnych nukleonów, można konstruować jądro, obsadzając nukleonami stany o coraz wyższych energiach.

Podstawowym krokiem podczas budowania modelu jest określenie uśrednionego potencjału. Do problemu można podejść czysto fenomenologicznie: żądanie rozsądnych rozwiązań doprowadza do wniosku, że potencjał w otoczeniu środka jądra musi być symetryczny, nie mieć osobliwości i pozostawać w przybliżeniu stały. Ostro określony promień jądra, dodatkowo, wymaga gwałtownego spadku wartości potencjału do zera w okolicy powierzchni jądra ze względu na krótkozasięgowy charakter sił jądrowych. Kształt funkcji  $V(r)$  wybiera się zwykle mając na względzie wygodę prowadzonych później obliczeń. Najbardziej realistycznie studnię potencjału średniego odtwarza potencjał Saxona-Woodsa z płaskim dnem i rozmytym brzegiem:

$$V_{ws}(r) = -V_{ws} \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (2.5)$$

gdzie typowo przyjmuje się następujące parametry:  $R_0 = 1.27A^{1/3}$  fm,  $a = 0.67$  fm,  $V_{ws} = (51 + 33(N-Z)/A)$  MeV. Dla protonów dodawany jest potencjał oddziaływania kulombowskiego:

$$V_{Coul} = \begin{cases} \frac{Ze^2}{r} & \text{dla } r > R_0 \\ \frac{Ze^2 r^2}{R_0^3} & \text{dla } r < R_0 \end{cases}, \quad (2.6)$$

Fakt, że potencjał modelu powłokowego jest wynikiem uśrednienia oddziaływania między nukleonami powoduje, że muszą w nim znaleźć odbicie zależności występujące w potencjale oddziaływania nukleon-nukleon. Okazuje się, że wszystkie człony centralnej części potencjału nukleon-nukleon, jak i składowa tensorowa, po uśrednieniu dają stały przyczynek dla danej orbity nukleonu, a zatem są włączone do centralnej części potencjału uśrednionego. Inaczej jest w przypadku potencjału spin-orbita. Oddziaływanie spin-orbita dla zewnętrznych nukleonów nie uśrednia się i jest zależne od wzajemnego ustawienia wektorów  $\mathbf{l}$  i  $\mathbf{s}$ . Uwzględnia się to przez dodanie do uśrednionego potencjału centralnego  $V_C(r) + V_{Coul}$  członu:

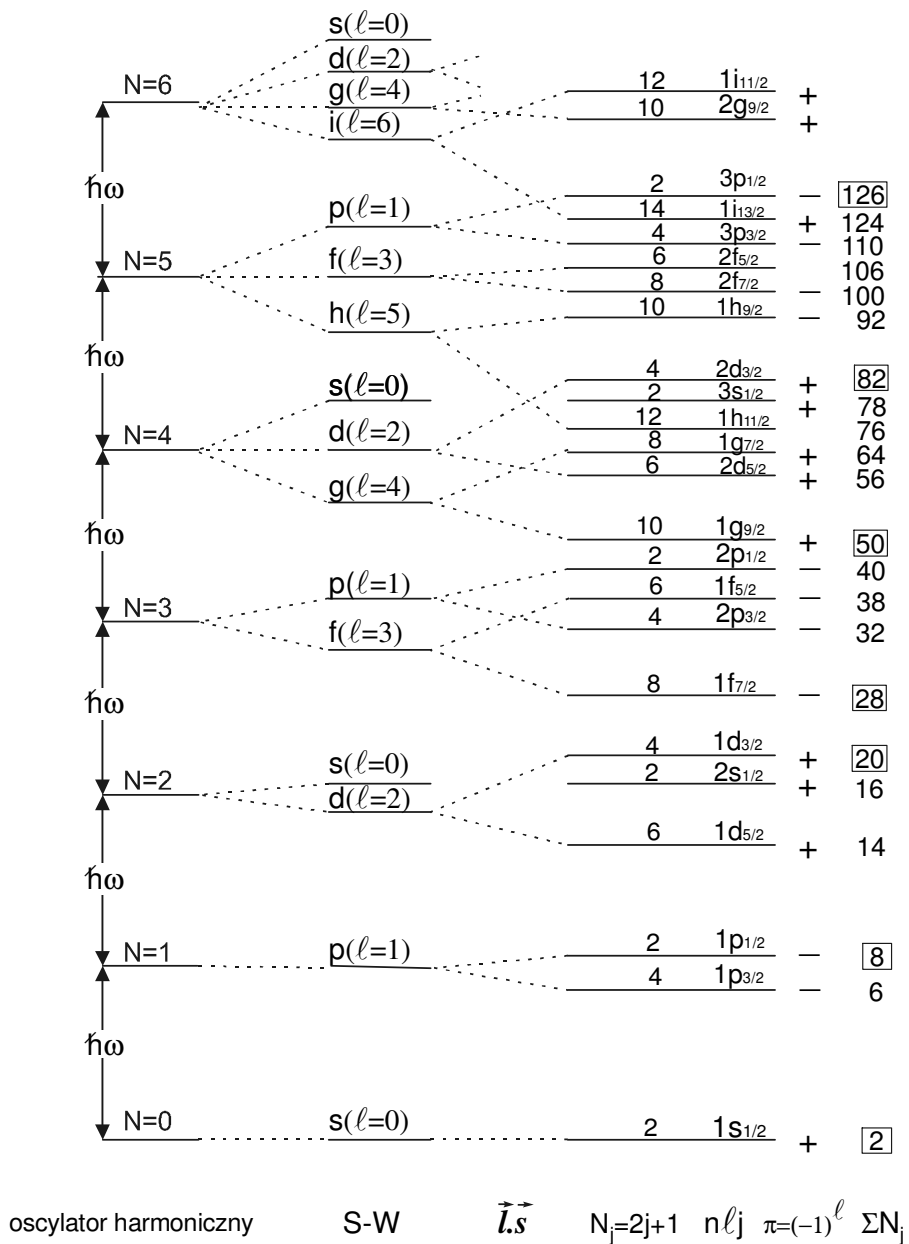
$$V_{LS} = V_{ls} R_0^2 \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{s}}, \quad (2.7)$$

gdzie  $V_{ls} = 0.44$  MeV.

Stosując potencjał modelu powłokowego w równaniu Schrödingera można znaleźć funkcje własne odpowiadające stanom związanym nukleonów. Układ poziomów w studni potencjału Saxona-Woodsa, z uwzględnieniem członu spin-orbita, przedstawiony jest na rysunku 2.2.

Najprostsza wersja modelu powłokowego, w której stopniowo zapełnia się nukleonami kolejne poziomy, nosi nazwę modelu jednocząstkowego. Model jednocząstkowy poprawnie odtwarza liczby magiczne oraz wyjaśnia spiny i parzystości jąder stanem nieparzystego nukleonu. Inne natomiast własności, jak momenty elektromagnetyczne, czy stany wzbudzone, tłumaczy jedynie w przybliżeniu i to tylko w pobliżu jąder podwójnie magicznych.

Krokiem naprzód w stosunku do modelu jednocząstkowego jest modyfikacja modelu powłokowego zwana modelem wielocząstkowym. W modelu tym przyjmuje się, że nukleony całkowicie



Rys. 2.2. Orbitale modelu powłokowego.

wypełniające powłoki stanowią zamknięty rdzeń, natomiast nukleony znajdujące się w powłoce niezapełnionej mogą ze sobą oddziaływać. Oddziaływanie między nukleonami, o którym mówi się

w tym przypadku, wiąże się z występowaniem sił resztkowych, to jest sił nie uwzględnionych przez potencjał centralny. Hamiltonian  $\hat{H}$  takiego układu  $A$  nukleonów można zapisać w postaci sumy:

$$\hat{H} = \hat{H}^{(0)} + \hat{V}^{(res)}, \quad (2.8)$$

gdzie  $H^{(0)}$  jest sumą hamiltonianów  $A$  nukleonów poruszających się w potencjale uśrednionym a  $V^{(res)}$  jest sumą potencjałów oddziaływań resztkowych dla poszczególnych par nukleonów:

$$\hat{V}^{(res)} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^A \hat{V}_{ij}. \quad (2.9)$$

Niech funkcje  $\phi_a(i)$  będą rozwiązaniami równania Schrödingera z uśrednionym potencjałem dla  $i$ -tego nukleonu:

$$H_i^{(0)} \phi_a(i) = e_{a_i} \phi_a(i). \quad (2.10)$$

Wtedy każdy iloczyn  $A$  jednocząstkowych funkcji:  $\Phi_a^{(0)} = \phi_{a_1}(1) \dots \phi_{a_A}(A)$  jest rozwiązaniem niezaburzonego równania Schrödingera:

$$H^{(0)} \Phi_a^{(0)} = E_a^{(0)} \Phi_a^{(0)}, \quad (2.11)$$

gdzie  $E_a^{(0)} = \sum_{k=1}^A e_{a_k}$  i gdzie wskaźnik  $a$  oznacza zespół wskaźników  $(a_1, a_2, \dots, a_A)$  funkcji składowych.

Ponieważ całkowita funkcja falowa  $A$  nukleonów musi być antysymetryczna oraz musi posiadać dobrze zdefiniowany zespół liczb kwantowych  $\Gamma$  (m. in. spin oraz izospin), konstruujemy ją, dla danej energii  $E_a^{(0)}$ , tworząc odpowiednią liniową kombinację funkcji  $\Phi_a^{(0)}(r(1), r(2), \dots, r(A))$ :

$$\Phi_{\Gamma}^{(0)}(r(1), r(2), \dots, r(A)) = \sum_k C_{\Gamma}^k \Phi_{a_k}^{(0)}(r(1), r(2), \dots, r(A)). \quad (2.12)$$

Rozwiązanie  $\Phi_{\Gamma}$  pełnego równania Schrödingera z hamiltonianem  $H^{(0)} + V^{(res)}$  uzyskuje się, traktując oddziaływanie resztkowe  $V^{(res)}$  jako małe zaburzenie. W przybliżeniu pierwszego rzędu możemy zapisać:

$$|\Phi_{\Gamma}\rangle = |\Phi_{\Gamma}^{(0)}\rangle + |\Phi_{\Gamma}^{(res)}\rangle, \quad (2.13)$$

$$E_{\Gamma} = E_{\Gamma}^{(0)} + E_{\Gamma}^{(res)}. \quad (2.14)$$

Można pokazać, że:

$$E_{\Gamma}^{(res)} = \langle \Phi_{\Gamma}^{(0)} | V^{(res)} | \Phi_{\Gamma}^{(0)} \rangle. \quad (2.15)$$

A zatem:

$$E_{\Gamma} = \sum_{k=1}^A e_{a_k} + \langle \Phi_{\Gamma}^{(0)} | V^{(res)} | \Phi_{\Gamma}^{(0)} \rangle, \quad (2.16)$$

czyli:

$$E_{\Gamma} = \sum_{k=1}^A e_{a_k} + \langle \Phi_{\Gamma}^{(0)} | \sum_{i < j}^A V_{ij} | \Phi_{\Gamma}^{(0)} \rangle. \quad (2.17)$$

Jak widać, obliczenie poprawki pierwszego rzędu do energii niezaburzonej wymaga jedynie znajomości wartości oczekiwanej operatora  $V^{(res)}$  w stanie niezaburzonym.

Dotychczas prowadzona dyskusja zakładała, że system  $A$  nukleonów opisywany jest niezaburzoną funkcją falową  $\Phi_{\Gamma}^{(0)}$ , chociaż energię tego układu obliczamy jako wartość zaburzoną  $E_{\Gamma} = E_{\Gamma}^{(0)} + E_{\Gamma}^{(res)}$ . W rzeczywistości oddziaływanie resztkowe  $V^{(res)}$  prowadzi do tzw. mieszania

się konfiguracji, w wyniku czego całkowita funkcja falowa  $\Psi_\Gamma$  będzie wyrażała się poprzez liniową kombinację czystych stanów modelu jednocząstkowego  $(\Phi_\Gamma^{(0)})_k$ :

$$\Psi_p = \sum_k a_{kp} \Phi_k^{(0)}, \quad (2.18)$$

gdzie  $\sum_k a_{kp}^2 = 1$  i gdzie opuściliśmy wskaźnik  $\Gamma$ , aby uprościć zapis.

W celu znalezienia współczynników  $a_{kp}$  oraz wartości energii stanów  $\Psi_p$ , należy rozwiązać równanie:

$$(H^{(0)} + V^{(res)}) |\Psi_p\rangle = E_p |\Psi_p\rangle. \quad (2.19)$$

Mamy więc:

$$(H^{(0)} + V^{(res)}) \sum_k a_{kp} \Phi_k^{(0)} = E_p \sum_k a_{kp} \Phi_k^{(0)}. \quad (2.20)$$

Korzystając z ortonormalności funkcji  $\Phi_k^{(0)}$ , element macierzowy  $H_{lk}$  można wyrazić przez:

$$H_{lk} = \langle \Phi_l^{(0)} | H | \Phi_k^{(0)} \rangle = E_k^{(0)} \delta_{lk} + V_{lk}^{(res)}. \quad (2.21)$$

A więc:

$$\sum_k H_{lk} a_{kp} = E_p a_{lp}. \quad (2.22)$$

Rozwiązanie powyższego równania, polegające na diagonalizacji macierzy  $H_{lk}$ , dostarcza  $a_{kp}$  oraz wartości energii nowych stanów własnych układu. Jak widać, w celu przeprowadzenia obliczeń stanów własnych hamiltonianu z  $V^{(res)}$ , kluczowa jest znajomość elementów macierzowych oddziaływań resztkowych:

$$\langle \Phi_l^{(0)} | V^{(res)} | \Phi_k^{(0)} \rangle = \langle (\Phi_\Gamma^{(0)})_l | \sum_{i<j}^A V_{ij} | (\Phi_\Gamma^{(0)})_k \rangle. \quad (2.23)$$

Okazuje się, że powyższe elementy macierzowe można zredukować do postaci:

$$\langle (\Phi_\Gamma^{(0)})_l | \sum_{i<j}^A V_{ij} | (\Phi_\Gamma^{(0)})_k \rangle = \sum C_{\Gamma\Gamma'}^{lk} \langle \Phi_{\Gamma'}^{(0)}(r(1), r(2)) | V_{1,2}^{(res)} | \Phi_{\Gamma'}^{(0)}(r(1), r(2)) \rangle, \quad (2.24)$$

gdzie współczynniki  $C_{\Gamma\Gamma'}^{lk}$  wynikają jedynie z geometrii problemu, a  $V_{1,2}^{(res)}$  jest oddziaływaniem resztkowym jedynie dla pary nukleonów 1 i 2 (np. [Bru77]).

Elementy macierzowe występujące we wzorze 2.24 noszą nazwę dwuciałowych elementów macierzowych (DEM) oddziaływań resztkowych. W świetle powyższych rozważań matematycznych wartości DEM oraz energie stanów jednocząstkowych (ESJ),  $e_a$ , determinują zarówno postać wielocząstkowych funkcji falowych jak i energie własne danego układu nukleonów.

O ile matematyczny przepis obliczania kwantowych stanów jądra z danym rdzeniem i daną ilością walencyjnych nukleonów jest przejrzysty, o tyle jego zastosowanie w praktyce nie jest łatwe. Wiąże się to z trudnościami w wyznaczeniu zarówno dwuciałowych elementów macierzowych DEM jak i energii stanów jednocząstkowych ESJ. W pierwszym przybliżeniu bezpośrednich informacji o ESJ dostarczają eksperymentalne energie poziomów jednocząstkowych w jądrach z jednym walencyjnym nukleonem. Wartości DEM można, z kolei, wyznaczyć na podstawie analizy energii multipletów stanów w jądrach z dwiema cząstkami walencyjnymi. Procedura taka nie jest jednak



łatwa – zarówno ESJ jak i DEM mogłyby zostać znalezione tylko wtedy, gdyby dostępna była pełna wiedza o stanach branych pod uwagę, tj. nie tylko energie stanów, ale także kompozycje funkcji falowych. W praktyce eksperymentalne informacje o zmieszaniu konfiguracji, pochodzące z pomiarów czynników spektroskopowych oraz prawdopodobieństw przejść, są dalece niekompletne. W jądrach z dwoma nukleonami walencyjnymi jedynie w przypadku stanów, dla których mieszanie konfiguracji nie jest silne, można wyznaczyć diagonalne DEM na podstawie energii tych stanów.

Najbardziej fundamentalnym rozwiązaniem problemu byłoby obliczenie ESJ i DEM posługując się jedynie potencjałem oddziaływania nukleon-nukleon. Niestety, w związku z niedostatkami w znajomości potencjału  $n-n$ , jak i komplikacjami wynikającymi z konieczności uwzględnienia wpływu rdzenia, wyznaczone w ten sposób energie stanów jednocząstkowych oraz elementy macierzowe, zwane *realistycznymi oddziaływaniami efektywnymi*, nie opisują dokładnie wyników doświadczalnych.

Ponieważ żadna z obu wspomnianych metod wyznaczania ESJ i DEM nie jest w pełni zadowalająca, często stosuje się łączenie obu podejść. Początkowe wartości ESJ ustala się na podstawie danych spektroskopowych dla jąder z jednym nukleonem walencyjnym, a początkowe wartości DEM stanowią realistyczne oddziaływania efektywne. Następnie, w jądrach posiadających nukleony walencyjne w badanej przestrzeni konfiguracyjnej, ustala się zbiór zidentyfikowanych eksperymentalnie stanów jądrowych, który będzie użyty w procesie dopasowania. Traktując ESJ i DEM jako parametry, przeprowadza się dopasowanie polegające na kolejnych diagonalizacjach hamiltonianu zależnego od DEM i ESJ aż do momentu minimalizacji odstępstw pomiędzy obliczonymi i eksperymentalnymi wartościami energii stanów jądrowych. Uzyskane w ten sposób parametry oddziaływania noszą nazwę *empirycznych oddziaływań efektywnych*. Opisane procedury możliwe są do przeprowadzenia w całej rozciągłości jedynie dla trzech najniższych powłok:  $sp$ ,  $sd$  i  $fp$ . W powłokach wyższych pełne obliczenia wymagałyby diagonalizacji macierzy o rozmiarach przekraczających możliwości obecnych technik komputerowych.

Energie stanów jednocząstkowych wyznaczone podczas dopasowania nazywa się często efektywnymi energiami stanów jednocząstkowych EESJ. Wartości EESJ mogą oczywiście zależeć od jądra - w miarę wzrostu liczby nukleonów walencyjnych ich wzajemne oddziaływanie oraz ich oddziaływanie z rdzeniem zmienia efektywny średni potencjał jądrowy, w wyniku czego zmienia się także układ poszczególnych orbitali jednocząstkowych. Oddziaływanie między walencyjnymi nukleonami, wpływające na wartości EESJ, opisywane jest przez tzw. monopolową składową hamiltonianu oddziaływania, niezależną od wypadkowego spinu.

W monopolowej składowej hamiltonianu oddziaływania nukleon-nukleon w jądrze główną rolę odgrywają trzy człony występujące w potencjale oddziaływania  $n-n$ : człon zależny tylko od odległości  $V(r)$ , człon tensorowy  $V_t$  oraz człon spin-izospin  $V_{\sigma\tau}$ . Zapisując:  $V_{\sigma\tau} = V_{\sigma\tau}(r)\hat{\sigma} \cdot \hat{\tau}$ , można wykazać, że składnik  $V_{\sigma\tau}$  przyjmuje szczególnie duże wartości w przypadku, gdy nukleony znajdują się na orbitalach  $j_> = l + 1/2$  i  $j_< = l - 1/2$  oraz kiedy ma się do czynienia z układem  $T=0$ , czyli proton-neutron [Ots01]. Wynik ten ma ogromne reperkusje dla układu poziomów jednocząstkowych. W lekkich jądrach stabilnych, dla których  $N \approx Z$  i gdzie ma się do czynienia z dużym zapełnieniem orbitalu protonowego  $\pi_{j_>}$ , oddziaływanie  $V_{\sigma\tau}$  doprowadza do znacznego obniżenia orbitalu neutronowego  $\nu_{j_<}$ , co sprzyja powstaniu znanych szczelin energetycznych w okolicy ścieżki stabilności. W jądrach egzotycznych, w których proporcje zapełnienia orbitali protonowych i neutronowych są inne, oddziaływanie pomiędzy  $\pi_{j_>}$  i  $\nu_{j_<}$  może być nieobecne, doprowadzając do cał-

kowicie odmiennego układu energetycznego orbitali a tym samym do nowych liczb magicznych, nieznanych w rejonie nuklidów stabilnych. Antycypując, przewiduje się, że w jądrach  $^{24}\text{O}$ ,  $^{52}\text{Ca}$  i  $^{54}\text{Ca}$  może dojść do zamknięcia podpowłok. W  $^{24}\text{O}$ , w związku brakiem oddziaływania  $\pi d_{5/2} - \nu d_{3/2}$  (pusty protonowy orbital  $d_{5/2}$ ), orbital  $\nu d_{3/2}$  oddala się od  $\nu d_{5/2}$  i  $\nu s_{1/2}$  – powstaje szczelina energetyczna. W jądrach z okolicy  $^{48}\text{Ca}$  jednocząstkowy stan neutronowy  $f_{5/2}$  oddala się od orbitali  $p_{3/2}$  i  $p_{1/2}$  ze względu na zanik oddziaływania  $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$  (pusty protonowy orbital  $f_{7/2}$ ). W rezultacie może pojawić się przerwa energetyczna pomiędzy stanami  $p_{3/2}$  i  $p_{1/2}$  oraz  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . W jednej z części prezentowanej pracy przedstawione i dyskutowane są wyniki eksperymentalne dotyczące jąder  $^{52-54}\text{Ti}$  w świetle ewentualnego zamknięcia podpowłok neutronowych  $p_{3/2}$  przy  $N=32$  i  $p_{1/2}$  przy  $N=34$ .

Informacje pochodzące z analizy struktur jąder egzotycznych, dotyczące składnika  $V_{\sigma\tau}$ , są bardzo istotne m. in. ze względu na ostatnie wyniki opracowań teoretycznych odnośnie potencjału oddziaływania nukleon-nukleon w oparciu o chromodynamikę kwantową (QCD). Rezultatem takich poszukiwań stało się uzyskanie rozwinięcia potencjału  $n-n$  na szereg potęgowy o ilorazie  $(1/n_c)^2$ , gdzie  $n_c$  jest liczbą kolorów w teorii QCD [Kap97]. Jednym z trzech składników rozwinięcia stojących przy najniższej potędze,  $1/n_c$ , a więc jednym ze składników dominujących, jest  $V_{\sigma\tau}$ . Potwierdzenie znaczącej roli członu  $V_{\sigma\tau}$  w kształtowaniu układu jądrowych orbitali jednocząstkowych stanowiłoby więc jednocześnie pozytywną weryfikację wspomnianego przewidywania chromodynamiki kwantowej, dotyczącego potencjału  $n-n$ .

### 2.3. Prawdopodobieństwo przejść $E2$ , momenty kwadrupolowe oraz kwadrupolowy ładunek efektywny

Zamknięty rdzeń jądrowy manifestuje swoją obecność nie tylko jako źródło statycznego pola sił odpowiedzialnego za strukturę orbitali jednocząstkowych – zaznacza on swój wpływ na stany jądrowe także poprzez efekty dynamiczne. Jednym z takich efektów jest polaryzacja rdzenia wywołana walencyjnymi nukleonami i mająca wpływ na momenty elektryczne i magnetyczne stanów kwantowych. Polaryzacja rdzenia nie stanowi immanentnej części modelu powłokowego, który opisuje zjawiska elektromagnetyczne w nuklidach na bazie jednocząstkowych funkcji falowych jądra – wprowadza się ją do modelu poprzez zdefiniowanie tzw. ładunku efektywnego. Poglądową ilustracją problemu jest rozważenie kwadrupolowego momentu elektrycznego układu z jednym walencyjnym nukleonem – wielkość ta decyduje m. in. o prawdopodobieństwie przejść  $E2$  pomiędzy stanami jądrowymi

Amplitudy i prawdopodobieństwa przejść gamma w elektrycznych procesach kwadrupolowych zależą od elementów macierzowych elektrycznego kwadrupolowego tensora  $M(E2, \mu)$ :

$$M(E2, \mu) = \int \rho_e(\vec{r}) r^2 Y_{2\mu}(\theta, \phi) d\vec{r}. \quad (2.25)$$

Zapiszmy wzór na prawdopodobieństwo przejścia ze stanu kwantowego  $|J_i M_i\rangle$  do stanu  $|J_f M_f\rangle$  (np. Bru77, Boh69):

$$P(E2, \mu; J_i M_i \rightarrow J_f M_f) = \frac{12\pi}{\hbar^6 c^5 (5!!)^2} E_\gamma^5 \langle J_f M_f | M(E2, \mu) | J_i M_i \rangle^2. \quad (2.26)$$

Jeżeli stany  $|J_i M_i\rangle$  i  $|J_f M_f\rangle$  są zdegenerowane ze względu na rzut spinu  $M$ , prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy nimi otrzymuje się poprzez uśrednienie po  $M_i$  i sumowaniu po  $M_f$  oraz  $m$ :

$$P(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{12\pi}{\hbar^6 c^5 (5!!)^2} E_\gamma^5 \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f, \mu} \langle J_f M_f | M(E2, \mu) | J_i M_i \rangle^2. \quad (2.27)$$

Korzystając z twierdzenia Wignera-Eckarta:

$$\langle J_f M_f | M(E2, \mu) | J_i M_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \langle J_i M_i 2\mu | J_f M_f \rangle \langle J_f || M(E2) || J_i \rangle, \quad (2.28)$$

gdzie  $\langle J_f || M(E2) || J_i \rangle$  jest tzw. zredukowanym elementem elektrycznego tensora kwadrupolowego niezależnym od magnetycznych liczb kwantowych, otrzymujemy:

$$P(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{12\pi}{\hbar^6 c^5 (5!!)^2} E_\gamma^5 \frac{1}{2J_i + 1} \langle J_f || M(E2) || J_i \rangle^2. \quad (2.29)$$

$P(E2; J_i \rightarrow J_f)$  przedstawia się zwykle w formie:

$$P(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{12\pi}{\hbar^6 c^5 (5!!)^2} E_\gamma^5 B(E2; J_i \rightarrow J_f), \quad (2.30)$$

gdzie  $B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle J_f || M(E2) || J_i \rangle^2$  nazywa się zredukowanym prawdopodobieństwem przejścia.

Zredukowany element macierzowy  $M(E2)$  w danym stanie jądrowym  $J$  wiąże się bezpośrednio z elektrycznym momentem kwadrupolowym, który jest miarą odstępstwa rozkładu ładunku od symetrii sferycznej.

Operator momentu kwadrupolowego zdefiniowany jest jako:

$$eQ_{op} = \int \rho_e(\vec{r}) r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d\vec{r}. \quad (2.31)$$

Wyrażenie powyższe można zapisać przy pomocy składowej elektrycznego tensora kwadrupolowego  $M(E2, \mu=0)$ :

$$eQ_{op} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} M(E2, \mu=0). \quad (2.32)$$

Elektryczny moment kwadrupolowy w stanie  $J$  definiuje się jako wartość oczekiwaną operatora  $eQ_{op}$  w stanie  $|J, M=J\rangle$ :

$$eQ = \langle J, M=J | eQ_{op} | J, M=J \rangle. \quad (2.33)$$

Korzystając z twierdzenia Wignera-Eckarta mamy:

$$eQ = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle JJ20 | JJ \rangle \langle J || M(E2) || J \rangle. \quad (2.34)$$

Jak wynika z powyższej zależności, wyznaczenie zredukowanego elementu macierzowego  $E2$  w stanie  $J$  dostarcza bezpośredniej informacji o elektrycznym momencie kwadrupolowym w stanie  $J$ .

Rozważmy teraz pewną szczególną sytuację, a mianowicie dwa identyczne nukleony na orbitalu  $j$ . Stany własne takiego układu tworzą multiplet o parzystych wartościach spinu z przedziału od

0 do  $2j-1$ . Tensor kwadrupolowego momentu elektrycznego dla takiego systemu dany jest przez wyrażenie:

$$M_{\text{sys}}(E2, \mu) = \sum_{k=1}^2 M^{(k)}(E2, \mu), \quad (2.35)$$

gdzie  $M^{(k)}(E2, \mu)$  odnosi się do  $k$ -tego nukleonu. Zredukowany element macierzowy tensora  $M_{\text{sys}}(E2)$  pomiędzy stanami  $J_f$  i  $J_i$  wyrazi się poprzez zredukowany element macierzowy kwadrupolowego momentu elektrycznego nukleonu w stanie  $j$  [Boh69, Hey94]:

$$\langle (jj)J_f \parallel M^{(1)}(E2) + M^{(2)}(E2) \parallel (jj)J_i \rangle = 2\sqrt{(2J_i+1)(2J_f+1)}(-1)^{2j} \begin{Bmatrix} j & j & J_i \\ J_f & 2 & j \end{Bmatrix} \langle j \parallel M(E2) \parallel j \rangle. \quad (2.36)$$

Zależność ta, na podstawie związku 2.29, pozwala powiązać prawdopodobieństwo elektromagnetycznego przejścia ze stanu  $J_i$  do stanu  $J_f$  z wartością zredukowanego elementu tensora  $M(E2)$  w jednocząstkowym stanie  $j$ , a tym samym z wartością elektrycznego momentu kwadrupolowego w stanie  $j$ :

$$\sqrt{\frac{(5!!)^2 \hbar^6 c^5 (2J_i+1)}{12\pi \cdot \tau \cdot E^5}} = 2\sqrt{(2J_i+1)(2J_f+1)} \cdot (-1)^{2j} \begin{Bmatrix} j & j & J_i \\ J_f & 2 & j \end{Bmatrix} \langle j \parallel M(E2) \parallel j \rangle. \quad (2.37)$$

Optymalne warunki do badania elektrycznego momentu kwadrupolowego danego stanu jednocząstkowego oferują multiplety  $j^2$  dla orbitali wysokospinowych. W przypadku takim, stan, będący wynikiem sprzężenia  $j^2$  do wartości maksymalnej  $J_{\text{max}}=2j-1$ , jest z reguły stanem izomerycznym, a więc stanem o stosunkowo łatwo mierzalnym czasie życia, rozpadającym się zwykle z udziałem przejścia  $E2$  do sąsiedniego składnika multipletu  $J_{\text{max}}-2$ . Stany jądrowe, o których mowa, są stanami o dużej "czystości" konfiguracyjnej, w związku z czym prawdopodobieństwo przejścia  $E2$  ( $j^2$ ) $J_{\text{max}} \rightarrow (j^2)J_{\text{max}}-2$  (wyznaczone na podstawie czasu półrozpadu i ewentualnych rozgałęzień) dostarcza, biorąc pod uwagę zależności 2.37 i 2.34, bezpośredniej informacji o momencie kwadrupolowym nukleonu w stanie  $j$  (a dokładnie, o jego wartości bezwzględnej).

Od dawna wiadomo, że obserwowane elektryczne momenty kwadrupolowe oraz prawdopodobieństwa przejść elektromagnetycznych dla protonowych konfiguracji jednocząstkowych czy jednodziurowych są większe niż wartości oczekiwane w ramach modelu powłokowego. Zjawisko to jest nawet bardziej wyraźne w przypadku konfiguracji jednoneutronowych, dla których model powłokowy przewiduje zerową wartość momentów elektrycznych, a które mają znak i rząd wielkości, jakie należałoby oczekiwać dla konfiguracji jednoprotonowych. Obserwowane zjawisko nosi nazwę efektu polaryzacyjnego i może być prosto tłumaczone poprzez wpływ niesferycznego pola wytworzonego przez walencyjną w stosunku do rdzenia cząstkę (dziurę). Walencyjny nukleon (dziura) odkształca orbity nukleonów w powłokach zamkniętych, przez co jądro uzyskuje dodatkowy moment kwadrupolowy o tym samym znaku, co masowy moment kwadrupolowy polaryzującej cząstki (dziury).

Wielkością określającą stopień kwadrupolowej polaryzacji rdzenia przez nukleon (dziurę) znajdujący się na orbitalu  $j$ , jest kwadrupolowy ładunek efektywny zdefiniowany poprzez stosunek wartości eksperymentalnej momentu kwadrupolowego cząstki (dziury) w badanym stanie  $j$  do wartości teoretycznej momentu kwadrupolowego protonu (dziury protonowej) znajdującego się na orbitalu  $j$ .

$$e_{eff} = \frac{Q_{exp}(j)}{Q_{sp}(j)} e. \quad (2.38)$$

Wartość odstępstwa ładunku  $e_{eff}$  od wartości ładunku nukleonu nosi nazwę ładunku polaryzacyjnego  $e_{pol}$  i wynosi  $e_{pol} = e_{eff} - 1$  dla protonu oraz  $e_{pol} = e_{eff}$  dla neutronu.

Kwadrupolowa polaryzacja powłok zamkniętych, która przejawia się w niezerowej wartości ładunku polaryzacyjnego, może być rozpatrywana z punktu widzenia sprzężenia walencyjnej cząstki z kolektywnymi kwadrupolowymi drganiami rdzenia o wysokiej częstotliwości. Energia tych drgań,  $\hbar\omega$  w przybliżeniu wyraża się wzorem:

$$\hbar\omega = 58A^{-1/3} \text{ MeV}. \quad (2.39)$$

Ze względu na duże wartości kwadrupolowych momentów przejścia związanych ze wzbudzeniami wibracyjnymi, sprzężenie cząstka-drganie prowadzi do istotnych modyfikacji efektywnych momentów jednocząstkowych. W wyniku sprzężenia stany jednocząstkowe  $\nu$  stają się stanami „ubranymi”  $\hat{\nu}$ . Efektywne elementy macierzowe danego operatora pola  $F$  oblicza się zatem, znajdując ich wartości pomiędzy ubranymi stanami jednocząstkowymi  $\langle \hat{\nu}_2 | F | \hat{\nu}_1 \rangle$ . Uwzględnienie momentu wibracyjnego prowadzi do renormalizacji momentu przejścia [Boh75]:

$$\langle \hat{\nu}_2 | F | \hat{\nu}_1 \rangle = (1 + \chi_F) \langle \nu_2 | F | \nu_1 \rangle, \quad (2.40)$$

przy czym współczynnik  $\chi_F$  nosi nazwę współczynnika polaryzowalności.

Można wyróżnić dwa typy kwadrupolowych drgań kolektywnych wysokiej częstotliwości: drgania symetryczne, w których protony i neutrony oscylują w tej samej fazie, czyli tzw. drgania izoskalarne ( $\tau=0$ ), oraz drgania, w których protony i neutrony poruszają się w fazach przeciwnych, nazywane drganiami izowektorowymi ( $\tau=1$ ). Można pokazać, że przy założeniu niskiej energii przejść kwadrupolowych w porównaniu z energią drgań wysokiej częstotliwości, współczynnik polaryzowalności dla kwadrupolowych drgań izoskalarnych ( $\tau=0, \lambda=2$ ) jest w przybliżeniu równy 1. Z kolei, przy tym samym założeniu, współczynnik polaryzowalności dla kwadrupolowych drgań izowektorowych ( $\tau=1, \lambda=2$ ) jest w przybliżeniu równy  $-0.64$  [Boh75]. Nadmiar neutronów w jądrze powoduje pojawienie się efektów interferencyjnych między elementami macierzowymi  $\tau=0$  i  $\tau=1$ , które modyfikują współczynniki polaryzowalności. I tak,  $\chi(\tau=0, \lambda=2)$  zostaje pomnożone przez czynnik  $(1 - 0.6\tau_z(N-Z)/A)$ , natomiast  $\chi(\tau=1, \lambda=2)$  przez czynnik  $(\tau_z - (N-Z)/A)$ , gdzie  $\tau_z$  jest składową izospinu cząstki walencyjnej ( $-1$  dla protonu i  $+1$  dla neutronu). Biorąc pod uwagę to, że stosunek kwadrupolowego momentu elektrycznego do momentu izoskalarnego wynosi  $Ze/A$ , a do momentu izowektorowego  $-e/2$  [Boh75, str. 515], na całkowity ładunek polaryzacyjny dla statycznych elektrycznych momentów kwadrupolowych otrzymuje się wyrażenie:

$$e_{pol}(E2, \Delta E = 0) = \frac{Ze}{A} \chi(\tau=0, \Delta E = 0) \left( 1 - 0.6 \frac{N-Z}{A} \tau_z \right) - \frac{e}{2} \chi(\tau=1, \Delta E = 0) \left( \tau_z - \frac{N-Z}{A} \right), \quad (2.41)$$

czyli:

$$e_{pol}(E2, \Delta E = 0) \approx e \left( \frac{Z}{A} - 0.32 \frac{N-Z}{A} + \left( 0.32 - 0.3 \frac{N-Z}{A} \right) \tau_z \right). \quad (2.42)$$

Należy pamiętać, że powyższa zależność nie bierze pod uwagę faktu, że oprócz drgań kwadrupolowych o wysokiej częstotliwości, w jądrach o zamkniętych powłokach izoskalarne drgania kwadrupolowe  $\tau=0$  występują przy energiach znacznie niższych od oszacowania 2.39. Pomimo że nasilenie oscylatorowe tych przejść stanowi małą część całkowitego nasilenia, dają one istotny przyczy-

nek do ładunku polaryzacyjnego, gdyż polaryzowalność rdzenia jest odwrotnie proporcjonalne do energii drgań.

Innym czynnikiem, który został zaniedbany w powyższych rozważaniach, a który wpływa na wartość ładunku polaryzacyjnego dla konkretnego orbitalu  $j$ , są różnice w rozkładach radialnych momentu przejścia oraz sprzężenia z polem rdzenia. Różnice te są szczególnie wyraźne dla orbit słabo związanych, mających dużą amplitudę funkcji falowej poza powierzchnią jądra. W takich przypadkach lepsze oszacowanie  $e_{pol}$  można otrzymać, mnożąc ładunek polaryzacyjny obliczony z równania 2.42 przez czynnik  $\langle r^2 \rangle / \langle j | r^2 | j \rangle = \frac{3}{5} R^2 / \langle j | r^2 | j \rangle$ .

### 3. OBSZARY BADAŃ

Spektroskopia wysokospinowych stanów jądrowych od wielu lat stanowi jeden z głównych nurtów badań w fizyce jądrowej niskich energii. Część tych badań skoncentrowana jest na jądrach sferycznych, w których stany wysokospinowe tworzone są z reguły przez odpowiednie sprzężenie się krętów orbitalnych poszczególnych nukleonów walencyjnych. Stany takie, będąc stanami stosunkowo „czystymi” (w funkcji falowej dominuje jedna konfiguracja), mogą z jednej strony zostać użyte do wyznaczenia empirycznych oddziaływań modelu powłokowego, z drugiej natomiast mogą służyć do precyzyjnego testowania realistycznych oddziaływań efektywnych obliczonych na podstawie różnych potencjałów oddziaływania nukleon-nukleon. Spektroskopia stanów yrastowych w jądrach z okolic zamkniętych powłok dostarcza także ważnych informacji na temat własności kolektywnych rdzenia – własności te ujawniają się między innymi poprzez wpływ rdzenia na strukturę wzbudzeń jednocząstkowych. Przykładem mogą być prawdopodobieństwa przejść elektromagnetycznych pomiędzy czystymi stanami wysokospinowymi mówiące o polaryzacji rdzenia (patrz rozdz. 2.3). Prezentowane w obecnej pracy badania miały na celu identyfikację yrastowych stanów modelu powłokowego w trudno dostępnych jądrach bogatych w neutrony z okolic podwójnie magicznych nuklidów  $^{48}\text{Ca}$  i  $^{208}\text{Pb}$ .

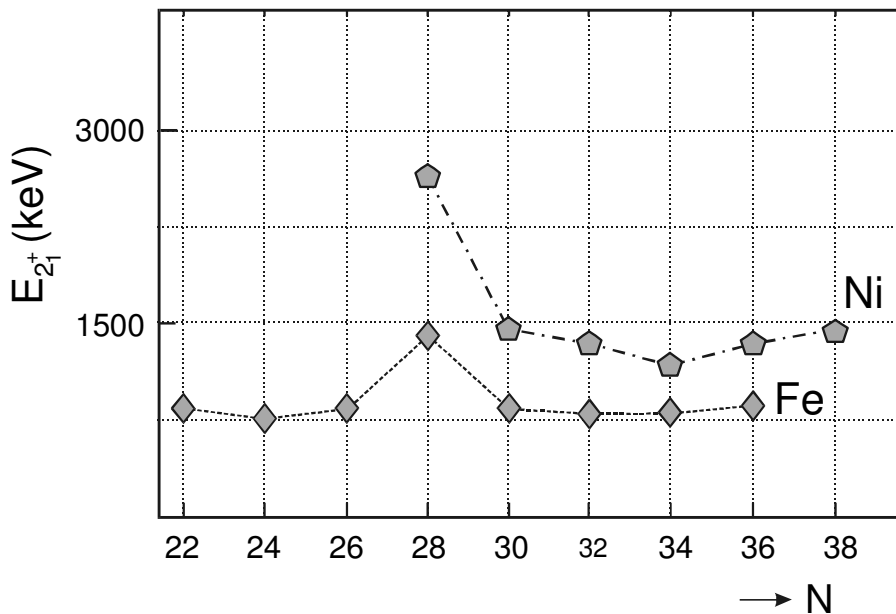
#### 3.1. Jądra neutrononadmiarowe w obszarze $N > 28$

Atrakcyjność związana z badaniem egzotycznych jąder powłok  $s$ - $d$ - $f$ - $p$  wynika z faktu, że zwiększenie nadmiaru neutronów w tych lekkich nuklidach szybciej i wydajniej ukazuje efekty strukturalne związane ze zmianą izospinu. W jądrach bogatych w neutrony struktura powłokowa może różnić się znacznie od tej, jakiej oczekiwaliby się, zakładając układ orbitali jednocząstkowych występujący blisko ścieżki stabilności. Zmianie podlegać mogą np. odległości energetyczne pomiędzy orbitalami, a to, z kolei, może wpływać na globalne własności nuklidów przejawiające się np. w zanikaniu magicznego charakteru niektórych liczb protonów  $Z$  lub neutronów  $N$  (w przypadku zmniejszenia się szczeliny energetycznej), albo odwrotnie, w pojawieniu się nowych zamknięć podpowłok, gdy szczelina energetyczna wyraźnie wzrasta. Do efektów takich można zaliczyć zmniejszenie neutronowej szczeliny energetycznej przy  $N=20$  w jądrach Ne, Na i Mg, manifestujące się dominacją struktur neutronowych  $f_{7/2}$  w stanach podstawowych tych nuklidów, a nie, jak powinno wynikać z układu orbitali  $s$ - $d$ - $f$ , struktur wyłącznie  $sd$ . Zjawisko uzyskało nazwę „inwersja obsadzeń”, a obszar jąder, w którym stwierdzono tę anomalię, „wyspa inwersji” (np. [Det79], [War90], [Klo93]).

Istnienie wyspy inwersji można tłumaczyć, biorąc pod uwagę wpływ składnika spin-izospin  $V_{\sigma\tau}$  monopolowej części hamiltonianu nukleon-nukleon na układ jednocząstkowych orbitali [Ots01]. Składnik ten, jak diskutowano w rozdziale 2.2, zapewnia istnienie silnego oddziaływania pomiędzy

nukleonami na orbitalach  $\pi j_>$  i  $\nu j_<$ . W izotonach  $N=20$ , w pobliżu ścieżki stabilności, protony wypełniają orbital  $d_{5/2}$ , w związku z czym neutronowy stan  $d_{3/2}$  leży przy niskiej energii ze względu na dużą wartość oddziaływania  $\pi d_{5/2}-\nu d_{3/2}$ . Gwarantuje to istnienie klasycznej szczeliny energetycznej pomiędzy  $\nu d_{3/2}$  a  $\nu f_{7/2}$ . W izotonach  $N=20$ , dla których  $Z < 14$ , obsadzenie orbitalu  $\pi d_{5/2}$  maleje, w związku z czym jednocząstkowy stan  $\nu d_{3/2}$  zbliża się do  $\nu f_{7/2}$ , powodując zanik przerwy energetycznej a tym samym efekty „wyspy inwersji”. Opisane zjawisko doprowadza jednocześnie do powstania szczeliny energetycznej w innym miejscu, a mianowicie pomiędzy orbitalem neutronowym  $\nu d_{3/2}$  oraz parą stanów jednocząstkowych  $\nu s_{1/2}$  i  $\nu d_{5/2}$ , w wyniku czego liczba  $N=16$  być może posiada status liczby magicznej w jądrach bogatych w neutrony, np. w jądrze  $^{24}\text{O}$ .

Przyjrzyjmy się teraz energiom stanów jednocząstkowych w neutrononadmiarowych jądrach powłoki  $fp$ . Położenie orbitali neutronowych  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$  na początku powłoki znane jest z danych eksperymentalnych dla  $^{41}\text{Ca}$  - odległości energetyczne wynoszą: dla  $f_{7/2}-p_{3/2}$  2.1 MeV, dla  $p_{3/2}-p_{1/2}$  1.9 MeV oraz dla  $p_{1/2}-f_{5/2}$  2.6 MeV. Dane spektroskopowe dla izotonów  $N=28$  wskazują, że jądra posiadające zapełniony orbital  $\nu f_{7/2}$ , są jądrami magicznymi (w szczególności  $^{48}\text{Ca}$  i  $^{56}\text{Ni}$  uważane są za nuklidy podwójnie magiczne). Pojawia się pytanie, czy jądra z  $N=32$  i  $N=34$ , w których powinny zapełniać się kolejne orbitale,  $p_{3/2}$  i  $p_{1/2}$ , również będą miały własności jąder z zamkniętymi podpowłokami? Już analiza systematyki pierwszych stanów wzbudzonych  $2^+$  w parzystych izotopach niklu Ni i żelaza Fe pokazuje, że dla  $Z=26$  i  $28$  nie obserwuje się oczekiwanego efektu w postaci wzrostu energii  $2^+$  przy  $N=32$ , czy  $N=34$ . Jak widać na rysunku 3.1, w jądrach Ni z  $30 \leq N \leq 38$



**Rys. 3.1.** Systematyka energii pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w parzystych izotopach niklu Ni i żelaza Fe.

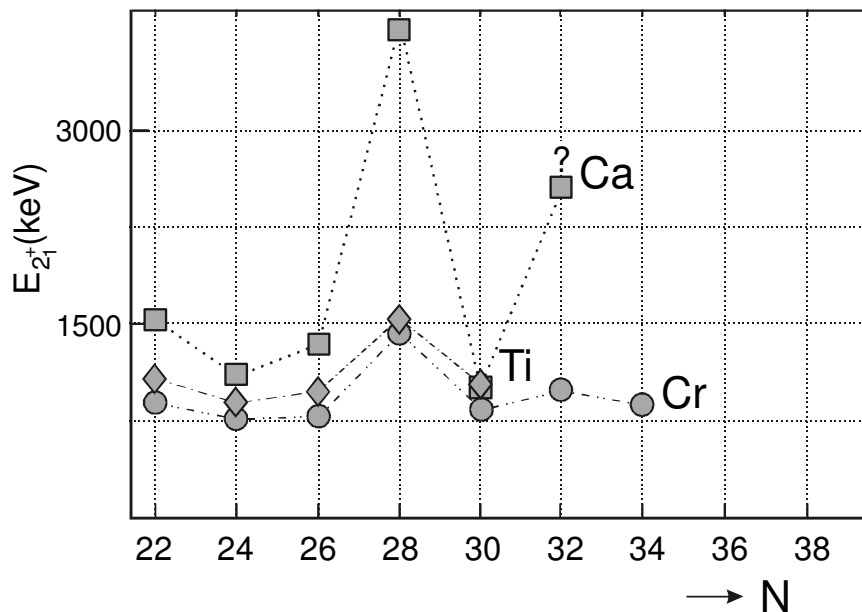
energia pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  przyjmuje wartości w granicach 1.1–1.3 MeV i posiada gładki przebieg wraz ze wzrostem  $N$ ; podobnie zachowuje się  $E(2^+)$  w izotopach Fe dla  $N=30-38$  z tym, że jej wartość pozostaje w pobliżu 800 keV.

Z drugiej strony analizowanego obszaru tablicy nuklidów, czyli dla  $Z=20-24$ , zasób danych eksperymentalnych (rysunek 3.2) jest niewielki z powodu trudności w produkcji tych nuklidów w dostępnych procesach jądrowych. W parzystych izotopach Ca, powyżej  $^{48}\text{Ca}$ , pierwszy stan wzu-



dzony  $2^+$  zlokalizowany jest jednoznacznie jedynie w  $^{50}\text{Ca}$  – jego energia wynosi 1026 keV. W  $^{52}\text{Ca}$  zidentyfikowano kandydata na stan  $2^+$  przy energii 2563 keV [Huc85]. Brak jest natomiast jakichkolwiek danych spektroskopowych na temat Ca o  $A>52$ , czyli o  $N>32$ .

Także stan wiedzy na temat wzbudzeń w neutrononadmiarowych jądrach Ti ( $Z=22$ ) był raczej skromny. Najcięższym izotopem, w którym zidentyfikowana została struktura yrastowa  $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$  zdominowana przez konfigurację  $\pi f_{7/2}^2 \nu p_{3/2}^2$ , jest  $^{52}\text{Ti}$ , posiadający 30 neutronów [Brw76]. Izotop tytanu o  $N=32$ ,  $^{54}\text{Ti}$ , pozostawał całkowicie nieznan. Dostępna natomiast jest informacja o pierwszych stanach wzbudzonych w parzystych jądrach  $^{56}\text{Cr}$  i  $^{58}\text{Cr}$ . Energia stanu  $2^+$  w  $^{56}\text{Cr}$  wynosi 1007 keV i jest wyższa od energii wzbudzenia  $2^+$  w izotopach sąsiednich:  $E(2^+)=835$  keV w  $^{54}\text{Cr}$  oraz  $E(2^+)=881$  keV w  $^{58}\text{Cr}$  [Pri01]. Wynik ten, jak i wysoka energia kandydata na wzbudzenie  $2^+$  w



**Rys. 3.2.** Systematyka energii pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w parzystych izotopach chromu Cr, tytanu Ti i wapnia Ca.

$^{52}\text{Ca}$ , wskazuje, że w jądrach neutrononadmiarowych przy  $N=32$  i  $Z\leq 24$  może mieć miejsce zamknięcie neutronowego orbitalu  $p_{3/2}$ .

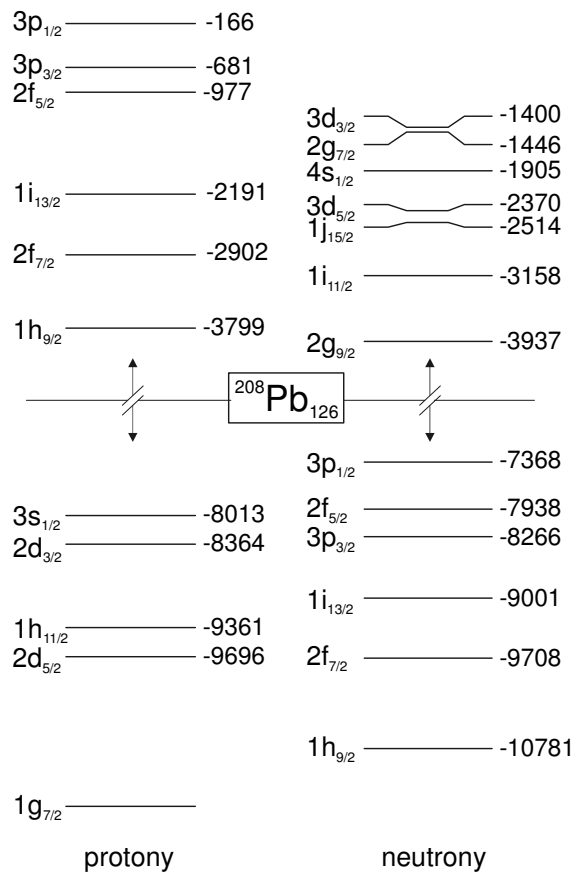
Ewentualne występowanie zamknięcia podpowłoki  $p_{3/2}$  wyłącznie w jądrach bogatych w neutrony, można próbować wyjaśniać przywołując rolę, jaką w układzie orbitali pełni składnik  $V_{\sigma\tau}$  monopolowej części hamiltonianu oddziaływania  $n-n$ . Podążając od jąder wapnia Ca w stronę jąder niklu Ni, obsadzenie protonowego orbitalu  $\pi f_{7/2}$  rośnie - w rezultacie rośnie również oddziaływanie  $\pi f_{7/2}-\nu f_{5/2}$ , powodując przesuwanie się jednocząstkowego stanu  $\nu f_{5/2}$  w stronę niższych energii względem  $\nu p_{3/2}$  i  $\nu p_{1/2}$ . W wyniku, hipotetyczna przerwa energetyczna przy  $N=32$ , która miałaby być związana z zamknięciem podpowłoki  $\nu p_{3/2}$  dla  $Z\leq 24$ , zanikałaby przy  $Z=26$  i  $28$ .

Eksperymentalne przesłanki świadczące o zamknięciu podpowłoki  $p_{3/2}$  przy  $N=32$ , na które składają się: wzrost energii  $2^+$  w  $^{56}\text{Cr}$  oraz wysoka energia kandydata na stan  $2^+$  w  $^{52}\text{Ca}$ , były, jak wspomniano, niewystarczające. Potwierdzenie istnienia szczeliny energetycznej dla  $N=32$ , tak ważne między innymi dla analizy wpływu składnika spin-izospin potencjału  $n-n$  na ewolucję stanów jednocząstkowych, wymagało podjęcia wysiłków w celu zbadania stanów wzbudzonych w izotopach Ti z  $N\geq 30$ . Prezentowana praca przedstawia wyniki dotyczące nowych struktur yrastowych w

$^{52}\text{Ti}$ ,  $^{53}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$ , które znacznie poszerzyły materiał doświadczalny na temat układu orbitali neutronowych  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$  w okolicach  $Z=20$ . Wyniki te uzyskane zostały przy pomocy nowo opracowanej metody badań spektroskopowych.

### 3.2. Jądra z okolic podwójnie magicznego $^{208}\text{Pb}$

Jądra z okolicy  $^{208}\text{Pb}$  stanowią wspaniałe pole doświadczalne do testowania różnych aspektów modelu powłokowego jądra, a tym samym do weryfikacji naszej wiedzy o oddziaływaniach jądrowych. Ulokowany w pobliżu linii stabilności obszar  $^{208}\text{Pb}$  jest jednak trudno dostępny do spektro-



**Rys. 3.3.** Energie poziomów jednocząstkowych (w jednostkach keV) w okolicy  $Z=82$  i  $N=126$  względem rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  [Rej99].

skopowych badań stanów yrastowych w standardowych eksperymentach wykorzystujących reakcje fuzji, stąd też zgromadzony materiał doświadczalny na temat jąder w tej okolicy dotyczy przede wszystkim stanów niskospinowych. Większość informacji pochodzi z badań rozpadów beta lub alfa oraz z badań wykorzystujących reakcje transferów indukowanych przez lekkie jony. I tak, wszystkie jednocząstkowe stany jądrowe w powłokach powyżej i poniżej zamkniętego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ , (których jest 24) są znane z eksperymentu (rysunek 3.3). W jądrach  $^{210}\text{Bi}$  (dwie cząstki walencyjne),  $^{208}\text{Bi}$  (jedna cząstka i jedna dziura) oraz  $^{206}\text{Pb}$  (dwie dziury) zidentyfikowane zostały pełne multiplety stanów odpowiednio  $2p$ ,  $1p-1h$  lub  $2h$  dla niektórych par orbitali – pozwoliły one na wyznaczenie wielu diagonalnych dwuciałowych elementów macierzowych DEM. W samym jądrze  $^{208}\text{Pb}$  ulokowano szereg stanów typu cząstka-dziura  $p-h$  wynikających z przeniesienia nukleonu poprzez szcze-

linę energetyczną. Znane jest też dobrze kolektywne oktopolowe wzbudzenie rdzenia  $3^-$  o energii 2615 keV, które, sprzęgając się ze wzbudzeniami cząstek (dziur) walencyjnych, kształtuje strukturę yrastową w jądrach sąsiadujących z  $^{208}\text{Pb}$ .

Zjawiskiem, do badania którego okolice  $^{208}\text{Pb}$  także stanowią wspaniałe laboratorium, jest polaryzacja rdzenia przez cząstki (dziury) walencyjne. Jak pisało w rozdziale 2.3, nukleony walencyjne, poruszając się w polu podwójnie magicznego rdzenia, nie pozostają bez wpływu na ten rdzeń. Przejawia się to w polaryzacji rdzenia. Jądra z dwoma walencyjnymi nukleonami (cząstkami lub dziurami) w obszarze  $^{208}\text{Pb}$  oferują szczególnie dogodne warunki do badania zjawiska kwadrupolowej polaryzacji. Zarówno powyżej, jak i poniżej przerw energetycznych dla protonów  $Z=82$  i dla neutronów  $N=126$  dostępne są orbitale wysokospinowe  $h_{9/2}$ ,  $h_{11/2}$ ,  $i_{13/2}$ ,  $g_{9/2}$ , a wzbudzenia typu  $j^2$ , wynikające z maksymalnego sprzężenia krętów obu nukleonów pozostających na wysokospinowym orbitalu  $j$ , są bardzo czystymi stanami jednocząstkowymi. Dodatkowo, prawdopodobieństwo przejść elektromagnetycznych pomiędzy najwyższymi stanami multipletu  $j^2$  (pod warunkiem, że udaje się dotrzeć do tych stanów) jest łatwo mierzalne, jako że w danym multiplicie stan o maksymalnym kręcie jest z reguły stanem izomerycznym. Prowadzi to do precyzyjnego wyznaczenia zredukowanego kwadrupolowego elementu macierzowego  $M(E2)$  w stanie  $j$  oraz, co za tym idzie, do określenia eksperymentalnej wartości momentu kwadrupolowego nukleonu w stanie  $j$ , który można porównać z wartością przewidywaną przez model powłokowy. W rezultacie (rozd. 2.3) otrzymuje się ładunek polaryzacyjny, mówiący o polaryzacji rdzenia przez nukleon znajdujący się na orbitalu  $j$ .

W obszarze  $^{208}\text{Pb}$  znajdują się cztery jądra z dwoma walencyjnymi nukleonami (dziurami), w których występują izomery typu  $j^2$ . Są to:  $^{206}\text{Hg}$ ,  $^{206}\text{Pb}$  [Blo93],  $^{210}\text{Pb}$  [Rej97] i  $^{210}\text{Po}$  [Man88]. O ile w  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  i  $^{210}\text{Po}$  struktury takie zostały zidentyfikowane, o tyle bogate w neutrony jądro  $^{206}\text{Hg}$ , mogące dostarczyć unikalnej informacji o kwadrupolowej polaryzacji rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  przez dziurę protonową na wysokospinowym orbitalu  $h_{11/2}$ , pozostawało niezbadane.

W zakresie jąder obszaru podwójnie magicznego  $^{208}\text{Pb}$  obecna rozprawa przedstawia nowe wyniki eksperymentalne dotyczące trzech nuklidów:  $^{206}\text{Hg}$ ,  $^{208}\text{Bi}$  oraz  $^{210}\text{Bi}$ , uzyskane przy pomocy nowej metody badawczej. Omówimy teraz dotychczasowy stan wiedzy eksperymentalnej na temat każdego z tych nuklidów.

### 3.2.1. $^{206}\text{Hg}$

Jądro  $^{206}\text{Hg}$  posiada dwie dziury protonowe ułożone na orbitalach  $h_{11/2}$ ,  $s_{1/2}$  i  $d_{3/2}$ . Energie tych orbitali są bliskie sobie, w związku z czym konfiguracje zawierające dziury  $h_{11/2}$  powinny być konfiguracjami yrastowymi. Do tej pory znane były jedynie dwa stany wzbudzone w  $^{206}\text{Hg}$ : stan  $2^+$  przy energii 1068 keV oraz izomeryczny stan  $5^-$  przy energii 2102 keV, będący wynikiem sprzężenia  $\pi s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$  i charakteryzujący się czasem połowicznego zaniku 2.15  $\mu\text{s}$ .

W 1984 r. H. Maier ze współpracownikami [Mai84] przeprowadzili pomiar momentu kwadrupolowego izomerycznego stanu  $5^-$ , stosując technikę zaburzonych korelacji kątowych. Jądro  $^{206}\text{Hg}$  w stanie  $5^-$  wytwarzane było w reakcji  $^{204}\text{Hg}(t,p)$ , a środowisko produktów stanowiła naturalna rtęć w temperaturze ciekłego azotu. Eksperymentalnie wyznaczona została tzw. częstość oddziaływania kwadrupolowego, która jest wielkością proporcjonalną do iloczynu elektrycznego momentu

kwadrupolowego oraz gradientu pola elektrycznego działającego na wzbudzone jądro. Znajomość gradientu pola elektrycznego, która jest punktem kluczowym opisywanej metody, bazuje głównie na obliczeniach teoretycznych obarczonych z reguły dużą niepewnością. Maier i inni uzyskali na kwadrupolowy moment elektryczny stanu  $5^-$  wartość  $Q(5^-)=65(13) \text{ fm}^2$ . Wynik ten został poprawiony kilka lat później, biorąc pod uwagę nowe dane na temat gradientu pola elektrycznego w rtęci [Tro93, Rej99]: uzyskano  $Q(5^-)=53(11) \text{ fm}^2$ .

Znajomość struktury izomeru  $5^-$  oraz momentu kwadrupolowego tego stanu umożliwia obliczenie zredukowanego kwadrupolowego elementu macierzowego  $M(E2)$  dla dziury protonowej  $h_{11/2}$ , a tym samym określenie wartości ładunku polaryzacyjnego indukowanego przez dziurę protonową  $h_{11/2}$  w rdzeniu  $^{208}\text{Pb}$ . Stosując poprawioną wartość  $Q(5^-)$ , Maier i inni obliczyli  $\langle h_{11/2} \| M(E2) \| h_{11/2} \rangle = 75(16) \text{ efm}^2$ , a stąd  $e_{pol}(\pi h_{11/2})=0.8(4)e$ . Błąd pomiaru jest, jak widać, dość duży i nie pozwala na przeprowadzenie miarodajnego porównania z wartościami ładunku polaryzacyjnego wyznaczonymi dla innych wysokospinowych orbitali protonowych.

### 3.2.2. $^{208}\text{Bi}$

Jądro  $^{208}\text{Bi}$  jest układem posiadającym jedną cząstkę protonową i jedną dziurę neutronową względem podwójnie zamkniętego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ . Struktura poziomów tego jądra przy niskich energiach wzbudzenia wynika ze sprzężeń pomiędzy protonem mogącym znajdować się na orbitalach  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$  oraz  $1i_{13/2}$  i dziurą neutronową w stanach jednocząstkowych  $3p_{1/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$  i  $1i_{13/2}$ . Stan podstawowy  $^{208}\text{Bi}$  posiada konfigurację  $(\pi h_{9/2} \nu p_{1/2}^{-1})5^+$ , a drugi składnik tego multipletu,  $J^\pi=4^+$ , znajduje się 63 keV powyżej. Wszystkie wzbudzenia zawierające proton  $h_{9/2}$  zostały zidentyfikowane w zakresie energii wzbudzenia 0.5–2.9 MeV przez Crawley'a i innych [Cra73], którzy przeprowadzili pomiary energii deuteronów w reakcji transferu  $^{209}\text{Bi}(p,d)^{208}\text{Bi}$ . Wśród wzbudzeń tych znalazły się stany o najwyższym spinie  $J^\pi=10^-$  i  $11^-$  będące wynikiem sprzężenia  $\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ . Stan  $10^-$  jest izomerem o czasie półrozpadu  $T_{1/2}=2.58 \text{ ms}$  i energii 1571 keV znanym z wcześniejszych badań [NDS208], stan  $11^-$ , natomiast, został zlokalizowany w pomiarze  $(p,d)$  przy energii  $856 \pm 3 \text{ keV}$  powyżej izomeru  $10^-$ .

Poziomy yrastowe z  $J>11$  powinny pochodzić od sprzężenia protonu  $i_{13/2}$  z dziurą neutronową  $i_{13/2}^{-1}$ . Jedynej informacji na temat tych wzbudzeń dostarczyło badanie reakcji wymiany ładunku  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  przeprowadzone przez Andersona i innych [And84], w którym zidentyfikowano przy energii 3.4 MeV stan  $13^+$  odpowiadający maksymalnemu sprzężeniu  $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ .

Powyżej energii 3.5 MeV struktura poziomów yrastowych jądra  $^{208}\text{Bi}$  musi zawierać wzbudzenia rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ , gdyż możliwe staje się przeniesienie neutronu poprzez przerwę energetyczną  $N=126$ . Specjalną klasą stanów, częściowo znaną z wcześniejszych badań, są wzbudzenia typu  $2p-2h$ , zawierające dwie cząstki, protonową i neutronową, oraz dwie dziury neutronowe, w których dziury neutronowe sprzęgają się do spinu  $0^+$  (podobnie jak w stanie podstawowym jądra  $^{206}\text{Pb}$ ). Trzy stany tego typu:  $J^\pi=11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$ , odpowiadające sprzężeniom  $\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} \times ^{206}\text{Pb}(0^+)$ ,  $\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} \times ^{206}\text{Pb}(0^+)$  oraz  $\pi i_{13/2} \nu j_{15/2} \times ^{206}\text{Pb}(0^+)$ , zostały zlokalizowane przez Daehnick'a i Spisak'a [Dae77, Spi84], z użyciem reakcji  $^{206}\text{Pb}(\alpha,d)$ , przy energiach 3508(7), 3609(7) i 4848(10) keV.

### 3.2.3. $^{210}\text{Bi}$

Jądro  $^{210}\text{Bi}$  posiada jeden proton i jeden neutron poza zamkniętym rdzeniem  $^{208}\text{Pb}$ . Przy niskich energiach wzbudzenia stany jądrowe w tym nuklidzie są wynikiem sprzężenia protonu mogącego przebywać na orbitalach  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$  i  $1i_{13/2}$  oraz neutronu w jednocząstkowych stanach  $2g_{9/2}$ ,  $1i_{11/2}$ ,  $1j_{15/2}$ . Pierwsze badania spektroskopowe o wysokiej zdolności rozdzielczej dla jądra  $^{210}\text{Bi}$  przeprowadzili Erskine i inni [Ers62], którzy zinterpretowali dziesięć najniższych poziomów wzbudzonych w reakcji  $^{209}\text{Bi}(d,p)$  jako składniki multipletu  $\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}$  o spinach  $J^\pi = 0^- \div 9^-$ . Stan  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2})1^-$  jest stanem podstawowym w  $^{210}\text{Bi}$ , a kolejne wzbudzenie  $J^\pi=0^-$  leży 47 keV powyżej. Trzeci stan wzbudzony, przy 271 keV, także należy do multipletu  $\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}$  i odpowiada maksymalnemu sprzężeniu  $J^\pi=9^-$ . Ze względu na ogromną różnicę spinów pomiędzy drugim i pierwszym poziomem wzbudzonym, stan  $J^\pi=9^-$  jest długożyciowym izomerem o czasie połowicznego zaniku  $T_{1/2}=3.04 \times 10^6$  lat, rozpadającym się przez emisję cząstki  $\alpha$  [NDS210]. Kolejne badania spektroskopowe z użyciem reakcji  $(n,\gamma)$  oraz  $(d,p)$  przyniosły identyfikację multipletu  $\pi h_{9/2} \nu i_{11/2}$  [Mot71, NDS210]. Między innymi przy energii 670 keV umiejscowiony został stan o najwyższym spinie w sprzężeniu  $\pi h_{9/2} \nu i_{11/2}$ , stan  $J^\pi=10^-$ . Zaobserwowano także przejście gamma  $10^- \rightarrow 9^-$  o energii 398 keV [Pro73].

Łatwo przewidzieć konfiguracje kilku kolejnych wzbudzeń yrastowych w  $^{210}\text{Bi}$  o spinach  $J>10$ . Biorąc pod uwagę pozostałe dostępne wysokospinowe orbitale protonowe jak i neutronowe oraz ich położenie energetyczne, yrastowy charakter powinny mieć sprzężenia  $(\pi i_{13/2} \nu g_{9/2})11^+$ ,  $(\pi h_{9/2} \nu j_{15/2})12^+$  oraz  $(\pi i_{13/2} \nu j_{15/2})14^-$ . Stany te zostały zidentyfikowane przez Daehnick'a i innych [Dae77, Dae81] w reakcji  $^{208}\text{Pb}(\alpha,d)$  przy energiach 1316(3), 1469(3) i 2733(5) keV.

## 4. REAKCJE GŁĘBOKO NIEELASTYCZNE JAKO NOWE NARZĘDZIE DO BADANIA STRUKTUR YRASTOWYCH W JĄDRACH NEUTRONONADMIAROWYCH

Typ reakcji jądrowych, zachodzących podczas zderzeń jąder atomowych przy energiach 5-10 MeV/nucleon, wygodnie jest charakteryzować przy pomocy odległości najmniejszego zbliżenia  $r_{min}$  i jej relacji do tzw. promienia oddziaływania (np. [Sch84]). Wyniki eksperymentów sugerują, że promień oddziaływania  $R_{int}$ , czyli odległość pomiędzy środkami zderzających się jąder, przy której pojawia się oddziaływanie jądrowe, wynosi:  $R_{int} \approx R_1 + R_2 + 3$  fm, gdzie  $R_1, R_2$  są odpowiednio promieniami jąder. Dla  $r_{min} > R_{int}$  nie dochodzi do oddziaływania jądrowego; w tym przypadku ma się do czynienia jedynie z rozpraszaniem elastycznym lub ze wzbudzeniem kulombowskim. Dla zderzeń peryferyjnych, kiedy to  $r_{min} \approx R_{int}$ , pojawiają się wzbudzenia nieelastyczne lub transfer jednego, czy kilku nukleonów, stwarzające z pewną stratą energii kinetycznej ruchu względnego na korzyść wewnętrznego wzbudzenia produktów. W zderzeniach, w których  $r_{min}$  jest znacznie mniejsze od  $R_{int}$ , dochodzi do ścisłego kontaktu obu jąder. W zależności od całkowitego momentu pędu układu oraz od energii wiązki i mas jąder biorących udział w procesie, reakcja ma charakter binarny lub tworzy się jądro złożone. W pierwszym przypadku następuje wymiana części masy pomiędzy składnikami połączona z dużą stratą energii kinetycznej, ale w kanale wyjściowym ciągle występują dwa odrębne fragmenty. Ten typ reakcji został po raz pierwszy scharakteryzowany przez Wilczyńskiego [Wil73] i uzyskał nazwę reakcji głęboko nieelastycznych. Dla zderzeń bardziej centralnych reakcje głęboko nieelastyczne ustępują miejsca procesowi fuzji, w którym energia kinetyczna zderzenia ulega pełnej dyssypacji, a całkowity kręt ruchu względnego zostaje przejęty jako spin jądra złożonego. Wzbudzone jądro złożone traci swoją energię poprzez wyparowanie nukleonów lub cząstek alfa, a w następnej kolejności kaskady kwantów gamma. Konkurencyjnym procesem do emisji cząstek może być rozszczepienie jądra złożonego na dwa, prawie symetryczne fragmenty.

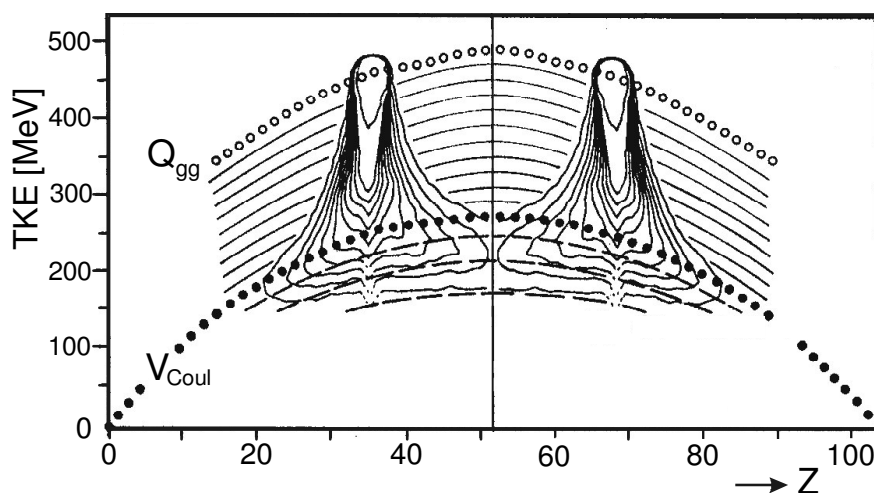
Badania struktur yrastowych w jądrach atomowych wykorzystują przede wszystkim reakcje fuzji-wyparowania, jako że ma się tutaj do czynienia z dużymi przekrojami czynnymi oraz z bardzo wysokim krętem produktów dochodzącym do kilkudziesięciu jednostek  $\hbar$ . W zderzeniach uczestniczą z reguły jądra stabilne (dla tych nuklidów  $N/Z$  jest, poza kilkoma wyjątkami, większe od 1 i rośnie wraz z liczbą atomową), w związku z czym produkty reakcji fuzji-wyparowania leżą po neutronodeficytowej stronie ścieżki stabilności. Stąd też wiedza na temat stanów yrastowych w jądrach z „górnym” obszarem mapy nuklidów jest obszerna. Zupełnie inaczej przedstawia się sytuacja po przeciwnej stronie ścieżki stabilności. W jądrach neutrononadmiarowych struktury yrastowe mogły być badane w bardzo ograniczonym zakresie z wykorzystaniem rozpadów beta produktów reakcji spontanicznego rozszczepienia lub produktów reakcji fragmentacji, w których dostępne są stany o spinie dochodzącym jedynie do kilku jednostek  $\hbar$ . Ostatnio możliwe stały się także pomiary rozpadu izomerów o czasach połowicznego rozpadu rzędu kilkudziesięciu nanosekund (i dłuższych) w egzotycznych jądrach wytwarzanych w reakcjach fragmentacji a następnie separowanych [Pfu98, Grz98, Pfu02, Saw03].

Znaczny postęp w badaniu struktur yrastowych jąder neutrononadmiarowych „na wiązce” dokonany został przez grupę krakowską, która opracowała i rozpropagowała nową metodę dotarcia do nieosiągalnych innymi sposobami stanów wysokospinowych w trudno dostępnych nuklidach. Meto-

da polega na zastosowaniu reakcji głęboko nieelastycznych w połączeniu z wykorzystaniem nowych technik detekcji promieniowania gamma oferowanych przez wielolicznikowe układy detektorów germanowych w osłonach antykomptonowskich. W kolejnych podrozdziałach scharakteryzowane zostaną procesy głęboko nieelastyczne zachodzące podczas zderzenia ciężkich jonów oraz przedstawiona zostanie metodyka pomiarów z wykorzystaniem tych reakcji do badań spektroskopowych jąder neutronnadmiarowych.

#### 4.1. Charakterystyka reakcji głęboko nieelastycznych zachodzących podczas zderzeń ciężkich jąder

W reakcjach głęboko nieelastycznych dochodzi do kontaktu materii jądrowej obu zderzających się nuklidów, podczas którego znaczna część nukleonów jest wymieniana pomiędzy składnikami. W kanale wyjściowym ma się do czynienia z dwoma fragmentami, które mogą znacznie róż-



**Rys. 4.1.** Mapa przekroju czynnego  $d^2\sigma d(TKE)dZ$  dla binarnych produktów reakcji  $^{86}\text{Kr}$  (8.18 MeV/u) +  $^{166}\text{Er}$  w funkcji całkowitej energii kinetycznej fragmentów w kanale wyjściowym TKE (Total Kinetic Energy) oraz liczby atomowej produktów Z. Punkty oznaczone  $V_{\text{Coul}}$  odpowiadają kulombowskiej energii potencjalnej dwóch dotykających się sfer w kanale wyjściowym. Punkty  $Q_{\text{gg}}$  wyznaczają dla każdego Z punkt, od którego mierzy się energię dyssypacji [Rud79].

nić się od jąder początkowych. Duża część energii kinetycznej zderzenia oraz momentu pędu układu zamienia się odpowiednio na energię wzbudzenia i spin jąder końcowych. Produkty rozpadają się poprzez emisję lekkich cząstek lub rozszczepienie, a w końcowej fazie rozpadu wysyłają kaskady kwantów gamma. Opisane procesy mogą być charakteryzowane przez rozkłady masy i ładunku produktów, ich energię wzbudzenia i kręt oraz przez rozkłady kątowe [Sch84]:

##### a) rozkłady masy i ładunku

Rozkłady masy i ładunku fragmentów po reakcji posiadają maksima w okolicy masy i ładunku jądra wiązki oraz jądra tarczy. Szerokości tych rozkładów silnie zależą od energii, która uległa dyssypacji – im większa strata energii kinetycznej, tym szerszy rozkład masowy (do kilkudziesięciu jednostek masy) oraz szerszy rozkład ładunkowy (do kilkunastu jednostek ładunku) – rysunek 4.1.

Ewolucja rozkładu masy i ładunku produktów z energią wzbudzenia układu może być rozważana na gruncie energii potencjalnej systemu w kanale wyjściowym reakcji (podpunkt (e)).

b) *energia wzbudzenia*

W zderzeniach głęboko nieelastycznych energia kinetyczna fragmentów w kanale wyjściowym nie może być niższa od energii potencjalnej, jaką posiadają fragmenty w momencie rozdzielania się. Energia kinetyczna zderzenia jest z reguły znacznie wyższa od energii potencjalnej i duża jej część może ulec zamianie na energię wewnętrzną fragmentów. W rezultacie produkty reakcji mogą być wzbudzone do energii kilkudziesięciu megaelektronowoltów.

c) *kręt fragmentów*

Reakcje głęboko nieelastyczne, jak wspomniano, zachodzą dla stosunkowo dużych parametrów zderzenia. Utworzony podczas reakcji system złożony podlega w przybliżeniu sztywnej rotacji. W tej fazie oba składniki uzyskują własny kręt, który utrzymują po rozdzieleniu się. Wartości wewnętrznego krętu fragmentów zależą od ich masy i energii wzbudzenia i przyjmują wartości od kilkunastu jednostek  $\hbar$  dla jąder lekkich do kilkudziesięciu dla produktów ciężkich.

d) *rozkład kątowy*

Rozkład kątowy produktów reakcji głęboko nieelastycznych jest bardzo szeroki z tendencją do wzmocnienia w kierunku do przodu. Wraz ze wzrostem energii zderzenia wzrost przekroju czynnego dla małych kątów jest bardziej wyraźny. Charakter rozkładu kąowego, dodatkowo, jest ściśle skorelowany ze stratą energii kinetycznej. W przypadku dyssypacji niewielkiej ilości energii rozkład kątowy jest zbliżony do rozkładu kąowego produktów procesów szybkich, tj. wąski z wyraźnym maksimum wokół kąta *grazing*. W przypadku natomiast dyssypacji dużej ilości energii kinetycznej rozkład kątowy staje się coraz bardziej izotropowy, świadcząc o długim czasie orbitowania systemu złożonego.

e) *równoważenie się stosunku liczby neutronów do liczby protonów  $N/Z$*

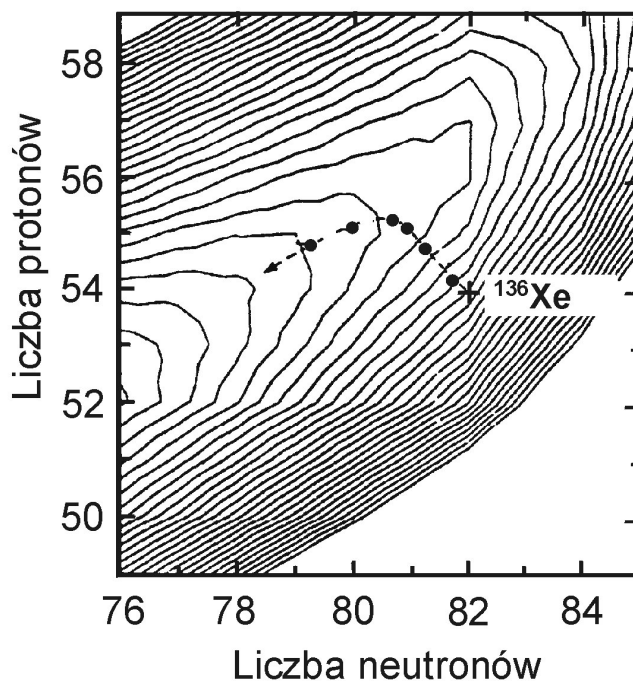
Jedną z charakterystycznych cech reakcji głęboko nieelastycznych jest możliwość przekazu dużej ilości nukleonów pomiędzy zderzającymi się jądrami. Ogólny trend tego przekazu można zrozumieć, rozważając energię potencjalną  $V(1,2)$  dwóch fragmentów w kanale wyjściowym. Energię tę można zapisać w postaci:

$$V(1,2) = V_{Coul} + V_{nucl} + V_l + V_1 + V_2. \quad (4.1)$$

Kolejne składniki odpowiadają:  $V_{Coul}$  - potencjalnej energii kulombowskiej,  $V_{nucl}$  - potencjalnej energii oddziaływania jądrowego,  $V_l$  - potencjałowi centryfugalnemu dla systemu o kręcie  $l$ , oraz  $(V_1+V_2)$  - energii potencjalnej poszczególnych fragmentów. Z reguły część indywidualną potencjału normalizuje się tak, aby  $V_1 + V_2 = 0$  dla jąder zderzających się. W tej sytuacji  $V_1 + V_2$  dla danej pary produktów po reakcji odpowiada zmianie energii wiązania. Pozostała część potencjału,  $(V_{Coul} + V_{nucl} + V_l)$ , zależy od kształtu systemu, odległości jego składników oraz od masy i ładunku końcowych fragmentów  $(N_1, Z_1)$ ,  $(N_2, Z_2)$ . Rysunek 4.2 przedstawia mapę energii potencjalnej we współrzędnych  $N, Z$  fragmentów w okolicy jądra wiązki  $N=82, Z=54$  dla reakcji  $^{136}\text{Xe}(800 \text{ MeV}) + ^{56}\text{Fe}$  [Fre84]. Na mapę naniesione są punkty odpowiadające centroidom rozkładu produktów w  $N$  i  $Z$  dla kolejnych przedziałów strat energii kinetycznej o szerokości 10 MeV. W miarę wzrostu dyssypacji energii przekaz masy i ładunku odbywa się zgodnie z gradientem energii potencjalnej układu w kanale wyjściowym.



Okazuje się, że minimum energii potencjalnej w kanale wyjściowym znajduje się w pobliżu takiej kombinacji  $(N_1, Z_1)$  i  $(N_2, Z_2)$ , dla której  $N_1/Z_1 \approx N_2/Z_2 \approx (N_1 + N_2)/(Z_1 + Z_2)$ , czyli gdy następuje równoważenie się stosunku liczby neutronów i protonów do wartości charakteryzującej system złożony. Ewolucję przekazu masy i ładunku w miarę dyssypacji energii dla systemu  $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ , ilu-



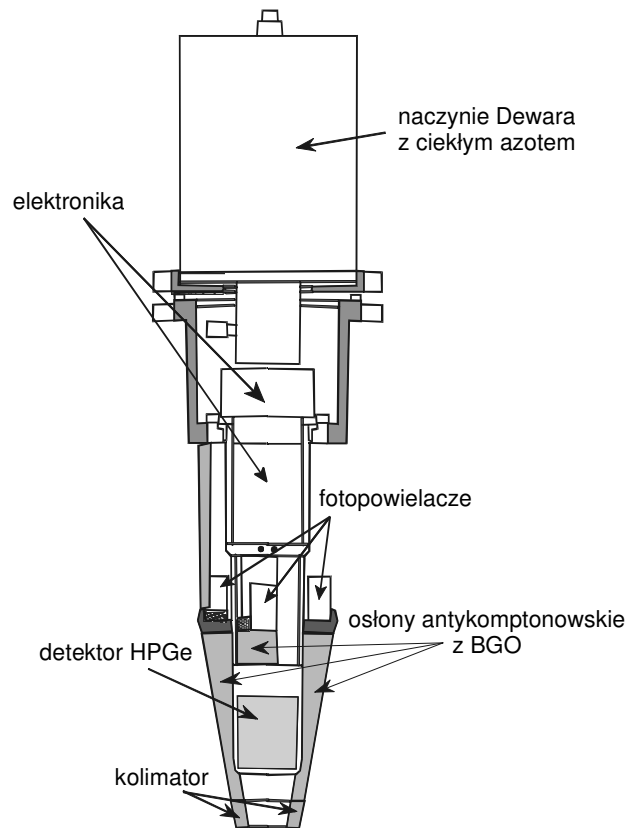
**Rys. 4.2.** Konturowy wykres energii potencjalnej fragmentów w kanale wyjściowym dla systemu  $^{136}\text{Xe}(800 \text{ MeV}) + ^{56}\text{Fe}$  w zależności od  $Z$  i  $N$  ciężkiego fragmentu. Czarne punkty odpowiadają średnim wartościom  $N$  i  $Z$  produktów, obliczonym dla kolejnych przedziałów (o szerokości 10 MeV) straty energii kinetycznej. Ciężki partner reakcji w kanale wejściowym,  $^{136}\text{Xe}$ , wyznacza punkt początkowy [Fre84].

strowaną na rysunku 4.2, można właśnie interpretować w świetle równoważenia się  $N/Z$ . Wraz ze wzrostem straty energii kinetycznej fragmenty w kanale wyjściowym mają  $N/Z$  coraz bliższe wartości  $(82+30)/(54+26)$ , czyli wartości odpowiadającej systemowi złożonemu [Fre84].

#### 4.2. Pomiary promieniowania gamma emitowanego przez produkty reakcji głęboko nieelastycznych

W procesach głęboko nieelastycznych zachodzących podczas zderzenia dwóch ciężkich jonów produkowane są setki wzbudzonych jąder. Jądra te, rozpadając się, emitują kwanty gamma niosące informacje o strukturze stanów wzbudzonych. Ze względu jednak na to, że całkowity przekrój czynny reakcji rozkłada się na bardzo dużą liczbę produktów, poszczególne nuklidy wytwarzane są w stosunkowo małych ilościach, a co za tym idzie mierzone widma promieniowania gamma są bardzo skomplikowane. Jeszcze pod koniec lat 80-tych wyłowienie i rozdzielanie dyskretnych kwantów gamma pochodzących z produktów procesów głęboko nieelastycznych było praktycznie niemożliwe. Sytuacja zmieniła się wraz z rozwojem układów detekcyjnych – układy o odpowiedniej

wydajności i czułości na promieniowanie gamma pojawiły się pod koniec lat 80-tych, a pełny ich rozwój nastąpił w drugiej połowie lat 90-tych.



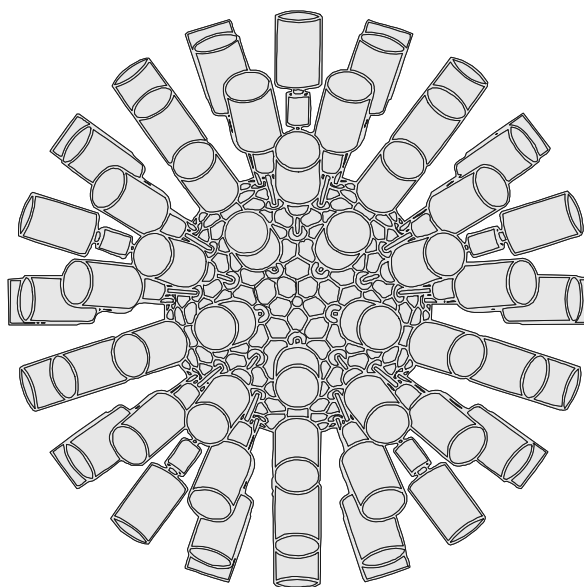
**Rys. 4.3.** Detektor germanowy w osłonie antykomptonowskiej zbudowanej ze scyntylatorów BGO.

#### 4.2.1 Wielolicznikowe układy detektorów germanowych

Konstrukcja oparta jest na połączeniu wielu (od kilkudziesięciu do kilkuset) detektorów germanowych w osłonach antykomptonowskich w układ, w którym każdy detektor może rejestrować promieniowanie gamma w koincydencji z dowolnym z pozostałych detektorów. System wielodetektorowy przeznaczony do pomiarów promieniowania gamma emitowanego w reakcjach zderzeń ciężkich jonów powinien charakteryzować się: dużą wydajnością na detekcję promieniowania gamma w zakresie od kilkudziesięciu kiloelektronowoltów do kilku megaelektronowoltów, wysoką energetyczną zdolnością rozdzielczą, wysokim stosunkiem piku całkowitej absorpcji do części komptonowskiej oraz dużą ziarnistością w celu dokładnej lokalizacji przestrzennej poszczególnych kwantów gamma, jak i w celu zminimalizowania prawdopodobieństwa rejestracji w jednym detektorze więcej niż jednego kwantu pochodzącego z tego samego zdarzenia. Detektorami, z których można zbudować układ spełniający wszystkie powyższe kryteria, są detektory wykonane z germanu o wysokiej czystości HPGe (ang. High Purity Germanium). Dostępne były np. kryształy HPGe w kształcie cylindrów o średnicy 10 cm i długości 10 cm. Kwant gamma o energii 1 MeV padający na taki kryształ jest rejestrowany z prawdopodobieństwem praktycznie 100%, przy czym ok. 25%

przypadków znajduje się w pikie całkowitej absorpcji ze zdolnością rozdzielczą ok. 2 keV. Aby zwiększyć maksymalnie udział pikie całkowitej absorpcji stosuje się tzw. osłony antykomptonowskie. Kryształ germanu otacza się materiałem scyntylacyjnym, np. BGO, którego zadaniem jest rejestracja kwantów rozproszonych na skutek zjawiska Comptona w kryształach detektora głównego HPGe (rys 4.3). Osłona, pracując w antykoincydencji z detektorem germanowym, odrzuca impulsy, które znalazłyby się w komptonowskiej części widma, a więc poza pikiem całkowitej absorpcji. Stosunek liczby przypadków zarejestrowanych w fotopiku, wynoszący, jak wspomniano, dla samego kryształu HPGe 10 cm × 10 cm około 25%, wzrasta przy zastosowaniu osłony antykomptonowskiej do ponad 60%. Poprawa procentowego udziału pikie całkowitego pochłaniania w widmie ma szczególnie duże znaczenie podczas rejestracji wielokrotnych koincydencji. Na przykład w przypadku jednoczesnej detekcji sześciu kwantów gamma w oddzielnych detektorach z osłonami, prawdopodobieństwo rejestracji wszystkich sześciu przypadków w fotopikach wzrasta ok. 200 razy w stosunku do sytuacji bez osłon.

System detekcyjny, który z dużą efektywnością można stosować do koincydencyjnych pomiarów promieniowania gamma podczas zderzeń ciężkich jonów, uzyskuje się przez zestawienie wielu detektorów HPGe z osłonami antykomptonowskimi w układ otaczający tarczę, w której zachodzą



**Rys. 4.4.** Układ detektorów germanowych z osłonami antykomptonowskimi GAMMASPHERE.

reakcje jądrowe wywołane padającą z akceleratora wiązką. Jednym z takich układów jest urządzenie GAMMASPHERE [Lee90], zbudowane w Stanach Zjednoczonych i używane w eksperymentach prowadzonych na wiązce akceleratorów w Narodowych Laboratoriach w Argonne i w Berkeley. Składa się ono ze 110 detektorów HPGe z osłonami BGO zamontowanymi w układzie sferycznym (rys. 4.4). Całkowita wydajność układu w pikie całkowitej absorpcji dla kwantów gamma o energii 1.3 MeV wynosi ok. 10% przy zdolności rozdzielczej poszczególnych detektorów nie przewyższającej 2.2 keV.

Pomysł zastosowania układów detektorów germanowych z osłonami antykomptonowskimi do spektroskopowych badań produktów reakcji głęboko nieelastycznych narodził się niedługo po po-

jawieniu się tych urządzeń. Pierwszym eksperymentem, którego dane opracowane zostały przez grupę Broda i inni [Bro90] pod kątem analizy promieniowania gamma z fragmentów wytwarzanych w procesach głęboko nieelastycznych, był pomiar dla systemu  $^{60}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$ . Eksperyment przeprowadzony został w Argonne National Laboratory, USA, z użyciem wiązki  $^{60}\text{Ni}$  o energii 255 MeV. Rejestracja kwantów gamma odbywała się przy pomocy układu detekcyjnego Argonne - Notre Dame, składającego się z 8 detektorów germanowych w osłonach antykomptonowskich. Pomimo że głównym celem pomiaru były jądra  $^{149}\text{Ho}$  oraz  $^{150}\text{Er}$  wytwarzane w procesie fuzji-wyparowania, Broda i inni pokazali, że także w nuklidach z okolicy jądra wiązki i tarczy, produkowanych w procesach transferu wielu nukleonów (od  $1n$  do  $2n2p$ ), nisko leżące struktury yrastowe mogą być z powodzeniem badane poprzez rejestrację koincydencji gamma-gamma w wydajnym układzie detektorów germanowych.

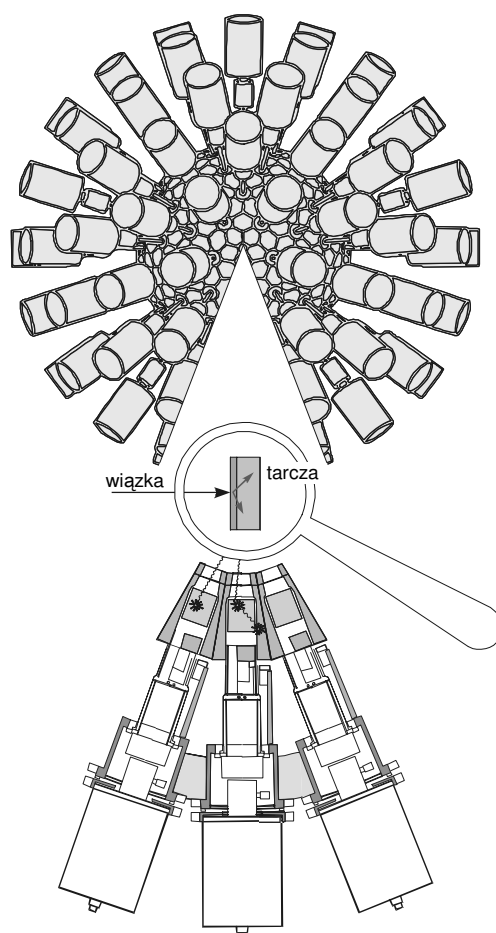
W ślad za opisaną pracą nastąpiła seria eksperymentów, których celem było dodarcie do wysokospinowych izomerów w neutrononadmiarowych izotopach cyny o masach  $A > 120$  produkowanych w procesach głęboko nieelastycznych. Już pierwszy pomiar, przeprowadzony również w Argonne National Laboratory przez grupę Broda i inni z użyciem reakcji  $^{76}\text{Ge}(325 \text{ MeV}) + ^{124}\text{Sn}$ , dostarczył informacji o położeniu i rozpadzie izomerów  $(\nu_{11/2})^n 10^+$ , charakteryzowanych liczbą seniority  $\nu=2$ , w uprzednio niedostępnych izotopach cyny  $^{122}\text{Sn}$  i  $^{124}\text{Sn}$  [Bro92].

Wyniki wspomnianych eksperymentów sprawiły, że zdaliśmy sobie sprawę z olbrzymiego potencjału, jaki dla poznania struktury jąder bogatych w neutrony stanowią reakcje głęboko nieelastyczne. Rozpoczęliśmy więc, jako grupa krakowska, wieloletni program badań, w ramach którego opanowane zostały metody dotarcia do określonych, trudno dostępnych jąder neutrononadmiarowych przy pomocy reakcji głęboko nieelastycznych. Rozwinęliśmy też technikę analizy bardzo skomplikowanych koincydencyjnych widm kwantów gamma emitowanych z tych produktów oraz opracowaliśmy metodę identyfikacji przejść gamma w nieznanych jądrach przy pomocy tzw. koincydencji krzyżowych.

#### 4.2.2. Technika pomiarów koincydencyjnych promieniowania gamma emitowanego przez produkty reakcji głęboko nieelastycznych

Schemat układu pomiarowego, który używany jest do koincydencyjnych pomiarów promieniowania gamma emitowanego z jąder produkowanych w reakcjach głęboko nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów, przedstawia rysunek 4.5. W centrum systemu detekcyjnego umieszczona jest tarcza z wybranego materiału o grubości kilku  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , przylegająca ściśle do grubej podkładki (ok.  $50 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) wykonanej najczęściej z materiału  $^{208}\text{Pb}$  dającego szczególnie niski poziom tła. W przypadku gdy tarczą jest sam materiał  $^{208}\text{Pb}$  (a takie m. in. tarcze były stosowane podczas eksperymentów prezentowanych w obecnej pracy), używa się po prostu folii  $^{208}\text{Pb}$  o grubości ok.  $50 \text{ mg}/\text{cm}^2$ . Wybrana wiązka ciężkich jonów bombarduje tarczę z energią przewyższającą barierę kulombowską o ok. 15-25%. Natężenie wiązki wynosi przeważnie  $1 \div 2 \text{ pA}$ , co odpowiada liczbie  $0.6 - 1.2 \times 10^{10}$  jonów na sekundę. Struktura czasowa wiązki dobierana jest w zależności od potrzeb. Z reguły stosuje się wiązkę impulsową – impulsy o czasie trwania krótszym niż 1 ns przychodzą w odstępach kilkuset nanosekund. Struktura taka pozwala na oddzielenie przypadkowych, podczas których emisja kwantów gamma zachodzi w czasie trwania impulsu wiązki, od przy-

padków opóźnionych, gdy emisja promieniowania gamma następuje w wyniku rozpadów stanów izomerycznych oraz w wyniku rozpadów beta jąder nietrwałych. Ze względu na celowo dobraną dużą grubość tarczy z podkładką, produkty reakcji jądrowych zatrzymują się w materiale tarczy lub w podkładce w czasie nie przekraczającym kilku pikosekund. Jest to bardzo ważne, gdyż jedynie kwanty gamma emitowane z jąder pozostających w spoczynku rejestrowane są w detektorach germanowych w postaci wąskich, dyskretnych linii. Gdy produkt reakcji będący źródłem promieniowania gamma porusza się, przesunięcie dopplerowskie rozmywa energię i uniemożliwia obserwację.



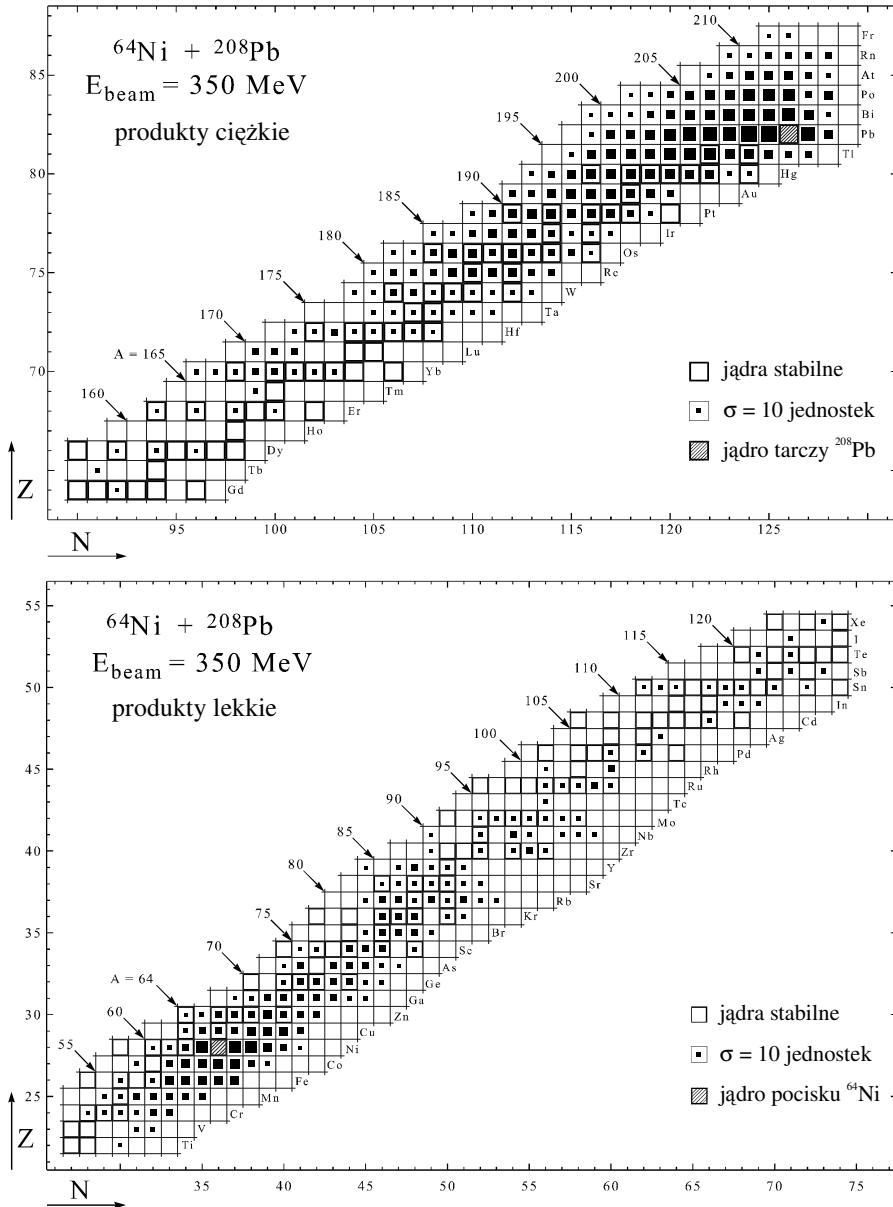
**Rys. 4.5.** Schemat układu pomiarowego używanego w pomiarach koincydencyjnych promieniowania gamma z grubą tarczą.

Okazuje się, że większość stanów jądrowych tworzonych w omawianych reakcjach ciężkich jonów posiada czasy życia lub czasy zasilania dłuższe od czasu zatrzymania się produktu. Kwanty gamma pochodzące z rozpadów tych stanów są emitowane z jąder pozostających już w spoczynku, a więc występują w widmach gamma jako łatwe do identyfikacji i interpretacji wąskie linie o ściśle określonych i charakterystycznych dla danego nuklidu energiach.

W grubej tarczy całkowicie zatracą się informacje o kinematyce reakcji. Widma koincydencyjne zawierają kwanty gamma emitowane z produktów wszystkich typów procesów zachodzących podczas zderzenia. Pomimo tej olbrzymiej złożoności, analiza danych eksperymentalnych pozwala na identyfikację pojedynczych produktów, z których większość stanowią jądra znane z wcześniejszych pomiarów spektroskopowych. Kluczem do identyfikacji są przejścia gamma, a zwłaszcza kaskady tych przejść, charakterystyczne dla danego jądra. Obserwacja określonej sekwencji kwan-

tów gamma, pozostających między sobą w odpowiedniej koincydencji i posiadających określone energie i intensywności, jednoznacznie identyfikuje ich źródło oraz umożliwia ilościowe ustalenie prawdopodobieństwa jego tworzenia.

Przykładem pracy, w której przeprowadzono pełną analizę względnych przekrojów czynnych



**Rys. 4.6.** Rozkład względnego przekroju czynnego na tworzenie poszczególnych jąder dla reakcji  $^{64}\text{Ni} (350 \text{ MeV}) + ^{208}\text{Pb}$  [Kro96, Kro03].

produktów reakcji ciężkojonowej z zastosowaniem techniki grubej tarczy oraz pomiaru koincydencyjnego promieniowania gamma, są wyniki grupy krakowskiej [Kro96, Kro03] dotyczące systemu  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ . Eksperyment przeprowadzono z wiązką  $^{64}\text{Ni}$  przyspieszoną do energii 350 MeV przez akcelerator VICKSI w Hahn-Meitner Institute w Berlinie, która bombardowała grubą tarczę  $^{208}\text{Pb}$  ( $30 \text{ mg/cm}^2$ ). Koincydencje gamma-gamma mierzone były przy pomocy układu OSIRIS, w skład którego wchodziło 11 detektorów germanowych w osłonach antykomptonowskich. Uzyskane dane

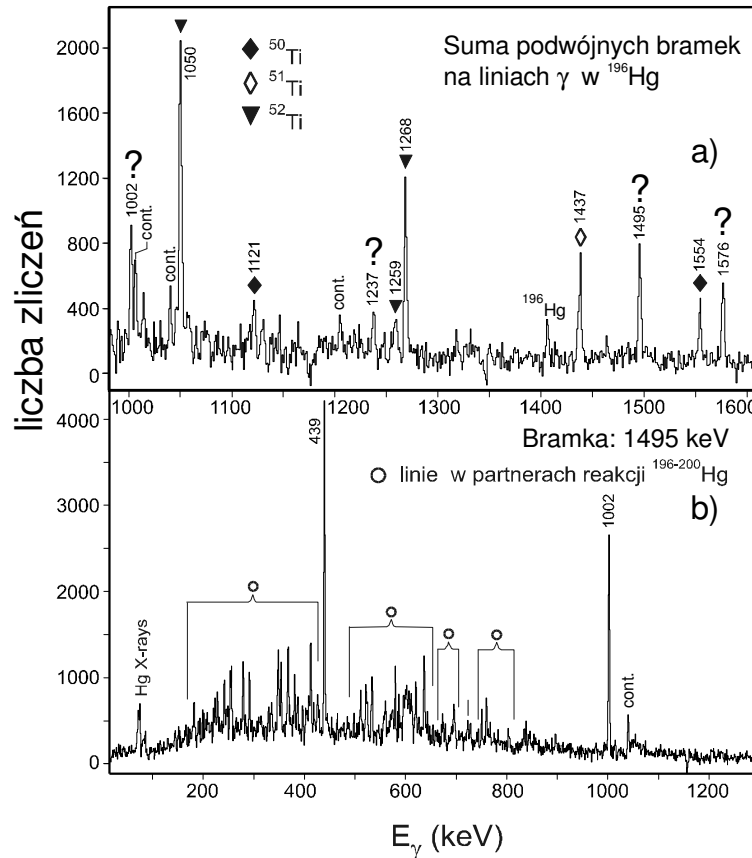
zanalizowano w prawie kompletny sposób, biorąc pod uwagę ilościowe relacje koincydencyjne zarówno dla natychmiastowych z pulsem wiązki przejść w danym jądrze, jak i dla kwantów gamma ze znanych rozpadów radioaktywnych lub z rozpadów znanych izomerów. W niektórych przypadkach posłużono się danymi z pomiaru promieniowania gamma emitowanego podczas radioaktywnych rozpadów produktów znajdujących się w materiale tarczy po zakończeniu pomiaru na wiązce. Schematyczny rozkład względnego przekroju czynnego na tworzenie poszczególnych jąder w badanej reakcji przedstawiony jest na rysunku 4.6. Dla układu  $^{64}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}$  przy stosowanej energii wiązki nie zachodzi reakcja fuzji – ma się tutaj do czynienia wyłącznie z produktami reakcji kwazielastycznych, które skupione są w bezpośrednim sąsiedztwie zderzanych jąder, oraz z produktami procesów głęboko nieelastycznych, których rozkład rozciąga się daleko od jąder początkowych. Nie jest trudno zauważyć, że omawiana w podrozdziale 4.1 tendencja do równoważenia stosunku liczby protonów do neutronów  $N/Z$  kształtuje rozkład produktów reakcji głęboko nieelastycznych. W szczególności bardzo wyraźna jest produkcja bogatych w neutrony izotopów Fe, Co, Ni, Cu, czy Zn z  $N/Z$  większym niż jądro bombardujące  $^{64}\text{Ni}$ . Na przeciwległym krańcu, wokół jądra tarczy  $^{208}\text{Pb}$ , produkowane są izotopy Hg, Tl, Pb, Bi czy Po, posiadające stosunek  $N/Z$  mniejszy niż  $^{208}\text{Pb}$ . We wspomnianych produktach obserwować można było kaskady kwantów gamma emitowane ze stanów yrastowych o stosunkowo wysokich spinach: w nuklidach z otoczenia  $^{64}\text{Ni}$  widoczne były rozpady ze stanów o spinach do 10 jednostek  $\hbar$ , z drugiej strony mapy produktów, wokół  $^{208}\text{Pb}$ , identyfikowane były rozpady ze wzbudzeń o spinie do 20 jednostek  $\hbar$ .

Podobne wnioski, potwierdzające kluczową rolę, jaką pełni równoważenie się stosunku  $N/Z$  w procesach głęboko nieelastycznych dla produkcji jąder bogatych w neutrony, uzyskane zostały dla systemów:  $^{54}\text{Fe}+^{106}\text{Cd}$  [Bro94],  $^{36}\text{S}+^{160}\text{Gd}$  i  $^{37}\text{Cl}+^{160}\text{Gd}$  [For94] oraz dla  $^{80}\text{Se}+^{124}\text{Sn}$  [For95]. Stało się dla nas oczywiste, że aby zaplanować eksperyment mający na celu dotarcie do konkretnego jądra, lub grupy jąder bogatych w neutrony, używając procesów głęboko nieelastycznych, należy przede wszystkim wziąć pod uwagę kierunek produkcji wyznaczony przez równoważenie się  $N/Z$ . Rozpatrzmy dla przykładu system, w którym cząstką bombardującą jest lekkie jądro ( $N_p, Z_p$ ) bogate w neutrony, a tarczą jądro ciężkie ( $N_t, Z_t$ ) również neutrononadmiarowe. Przebieg ścieżki stabilności we współrzędnych ( $N, Z$ ) sprawia, że zachodzi relacja  $N_p/Z_p < N_t/Z_t$ , w związku z czym proces równoważenia się stosunku  $N/Z$  podczas zderzenia preferuje przechodzenie neutronów z jądra tarczy do jądra pocisku - przekaz protonów odbywa się w przeciwnym kierunku. W wyniku tego procesu produkty lekkie są jądrami znacznie bardziej bogatymi w neutrony niż sama, już neutrononadmiarowa cząstka padająca i, będąc wzbudzone do stosunkowo wysokich spinów, mogą stanowić przedmiot badań dla yrastowej spektroskopii promieniowania gamma „na wiązce”.

Identyfikacja struktur wysokospinowych w produktach reakcji głęboko nieelastycznych jest ułatwiona, jeżeli jedno lub kilka najniższych przejść yrastowych w jądrze jest znanych z wcześniejszych badań. Warunki koincydencyjne stawiane na znanych kwantach gamma umożliwiają obserwację emisji gamma z wyżej leżących stanów, a tym samym lokalizację tych stanów. Wśród produkowanych w reakcji jąder są też nuklidy, na temat których nie istnieje żadna informacja spektroskopowa. Wyłowienie kwantów gamma emitowanych z tych jąder stanowiło główne wyzwanie dla analizy spektroskopowej. Grupa krakowska opracowała metodę identyfikacji przejść gamma z produktów reakcji głęboko nieelastycznych używając tzw. koincydencji krzyżowych promieniowania gamma. Metoda przedstawiona jest w następnym podrozdziale.

## 4.2.3. Koincydencje krzyżowe oraz ich zastosowanie do identyfikacji

W kanale wyjściowym reakcji głęboko nieelastycznego rozpraszania ma się do czynienia z dwoma wzbudzonymi fragmentami, które nazywamy partnerami reakcji. Dane jądro może posiadać kilku partnerów reakcji, zależnie od liczby i rodzaju cząstek wyemitowanych z rozgrzanych produk-

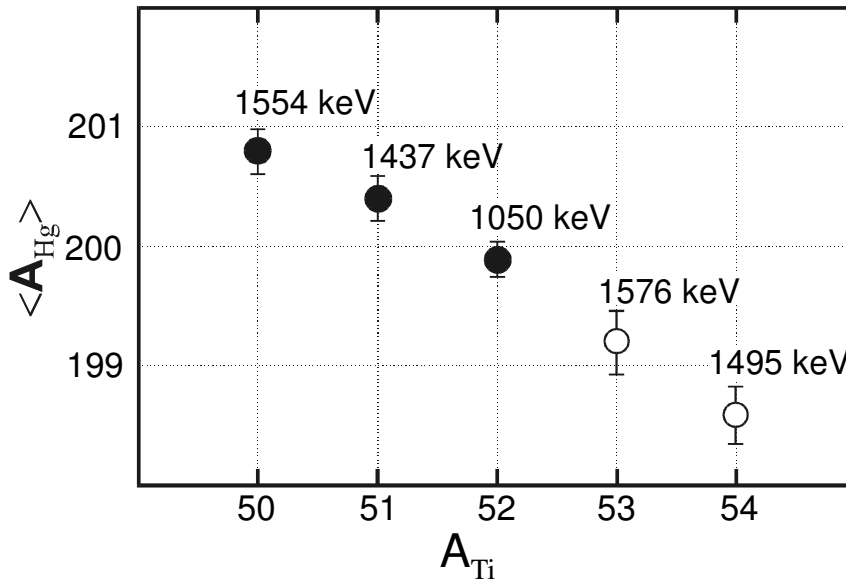


**Rys. 4.7.** Koincydencyjne widma promieniowania gamma z reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ . (a) widmo bramkowane sumą podwójnych warunków koincydencyjnych na liniach  $^{196}\text{Hg}$ ; (b) widmo bramkowane linią 1495 keV. Linie pochodzące od przypadkowych zanieczyszczeń oznaczone są symbolem „cont.”.

tów. Szybka emisja promieniowania gamma następuje z obu partnerów równocześnie, a więc w granicach czasu rozdzielczego układu koincydencyjnego rejestrujemy zarówno koincydencje kwantów pochodzących z kaskad wewnątrz danego jądra, jak i koincydencje „krzyżowe” pomiędzy kwantami gamma tego jądra i kwantami wysyłanymi z partnerów reakcji. Proces identyfikacji zilustrujemy na przykładzie reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ . Weźmy pod uwagę sytuację, kiedy produktem procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania jest jądro  $^{196}\text{Hg}$ . Partnerami w tym przypadku będą izotopy tytanu (Ti) o masach mniejszych niż 60 ze względu na neutrony, które są emitowane ze wzbudzonych produktów (w przypadku rozważanej reakcji fragmenty w kanale wyjściowym są neutrononadmiarowe, w związku z czym w praktyce emitują wyłącznie neutrony). Rys. 4.7a. przedstawia widmo bramkowane podwójnymi warunkami koincydencyjnymi na liniach z  $^{196}\text{Hg}$ . Widoczne są, zgodnie z oczekiwaniem, znane przejścia w izotopach  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{Ti}$  oraz  $^{52}\text{Ti}$  stowarzyszone z emisją odpowiednio 10, 9 i 8 neutronów. W widmie obecne są także inne linie, np. 1237, 1495, 1576 keV, które, jak można było przypuszczać, emitowane są przez jądra tytanu o masach  $A > 52$ . Niestety, nie



istniała żadna spektroskopowa informacja na temat tych nuklidów. W celu identyfikacji należało zbadać relacje koincencyjne nieznanych przejść z kwantami gamma partnerów, czyli izotopów



**Rys. 4.8.** Zależność średniej masy jąder rtęci  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$  obserwowanych w koincycjach krzyżowych z danymi liniami gamma izotopu Ti, od masy tego izotopu  $A_{\text{Ti}}$ .

rtęci. Rysunek 4.7b. ilustruje widmo bramkowane nową linią 1495 keV, w którym z łatwością stwierdzić można obecność przejść gamma charakterystycznych dla izotopów Hg o masach od 196 do 200 – fakt ten potwierdza hipotezę, że źródłem kwantu gamma 1495 keV jest jedno z jąder Ti. Podobny wniosek wyciągnąć można analizując widmo bramkowane nieznaną linią 1576 keV – kwant gamma o energii 1576 keV także pochodzi z któregoś z izotopów Ti. Niemniej jednak na tym etapie nie można jeszcze dokładnie ustalić emiterów nowych linii. W celu pełniejszej identyfikacji wymagane jest zbadanie rozkładu intensywności koincycencji krzyżowych. Jedną z możliwych procedur polega na wyznaczeniu rozkładu intensywności  $I(A_{\text{Hg}}, E_{\gamma}(^X\text{Ti}))$  przejść  $2^+ \rightarrow 0^+$  w parzystych izotopach Hg obserwowanych w koincycjach krzyżowych dla poszczególnych silnych linii  $E_{\gamma}(^X\text{Ti})$  z jąder  $^{50-52}\text{Ti}$  oraz, osobno, dla nowych linii 1495 i 1576 keV. Dla każdego badanego przejścia  $E_{\gamma}(^X\text{Ti})$  oblicza się średnią wartość masy partnerów Hg:

$$\langle A_{\text{Hg}} \rangle (E_{\gamma}(^X\text{Ti})) = \frac{\sum_{A_{\text{Hg}}} I(A_{\text{Hg}}, E_{\gamma}(^X\text{Ti})) \cdot A_{\text{Hg}}}{\sum_{A_{\text{Hg}}} I(A_{\text{Hg}}, E_{\gamma}(^X\text{Ti}))}. \quad (4.2)$$

Rysunek 4.8. ilustruje zależność średniej masy jąder rtęci obserwowanych w koincycjach krzyżowych z danym izotopem Ti od masy tego izotopu. Jak widać, coraz cięższym produktom Ti odpowiadają coraz mniejsze średnie masy jąder partnerów Hg, co zgodne jest z oczekiwaną przybliżoną stałością sumy mas obu produktów po emisji neutronów. Średnie masy  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$  dla nieznanych przejść gamma 1495 i 1576 keV są wyraźnie niższe od wartości  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$  charakterystycznych dla  $^{50-52}\text{Ti}$  – wskazuje to, że źródłami tych linii są izotopy Ti o masach  $A > 52$ . Punkty eksperymentalne

odpowiadające nieznanym liniom wpasowują się dobrze w badaną zależność  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle(E_{\gamma}({}^X\text{Ti}))$ , jeżeli przyjmniemy, że źródłem linii 1576 i 1495 keV są odpowiednio  ${}^{53}\text{Ti}$  i  ${}^{54}\text{Ti}$ .

Jakość metody identyfikacji nowych przejść gamma przy pomocy koincydencji krzyżowych, jak widać, uwarunkowana jest rodzajem zależności pomiędzy średnią masą partnerów reakcji obserwowanych w koincydencjach krzyżowych, a masą badanych izotopów. Jeżeli zmiana wartości tej funkcji na jednostkę masy badanych produktów jest odpowiednio duża i posiada wyraźny trend, identyfikacja jest możliwa.

Stosując opracowaną na podstawie wspomnianych wcześniej pionierskich eksperymentów ( ${}^{60}\text{Ni}+{}^{92}\text{Mo}$ ,  ${}^{76}\text{Ge}$ ,  ${}^{80}\text{Se}+{}^{124}\text{Sn}$ ,  ${}^{54}\text{Fe}+{}^{106}\text{Cd}$ ,  ${}^{36}\text{S}$ ,  ${}^{37}\text{Cl}+{}^{160}\text{Gd}$ ,  ${}^{64}\text{Ni}+{}^{208}\text{Pb}$ ) metodę badania stanów yrastowych w jądrach neutronnadmiarowych, grupa krakowska zaproponowała i przeprowadziła na przestrzeni ostatnich 10 lat 20 eksperymentów na wiązkach akceleratorów ciężkich jonów: ATLAS w Argonne National Laboratory (USA), Tandem-ALPI w Laboratori Nazionali di Legnaro (Włochy), cyklotronu w JYFL Accelerator Laboratory, Jyväskylä (Finlandia), 88-inch Cyclotron w Berkeley National Laboratory (USA) oraz SIS w GSI Darmstadt (Niemcy). Do wyników uzyskanych na wczesnym etapie i dotyczących: identyfikacji izomerów  $(\nu h_{11/2})^n 10^+$  w uprzednio niedostępnych parzystych izotopach cyny  ${}^{122}\text{Sn}$ ,  ${}^{124}\text{Sn}$  [Bro92], lokalizacji struktur yrastowych w  ${}^{64-67}\text{Ni}$  [Paw94], czy też identyfikacji wzbudzeń w neutronnadmiarowych jądrach powłoki *sd*,  ${}^{34}\text{P}$  i  ${}^{33}\text{Si}$  [For94], doszedł szereg nowych rezultatów takich między innymi jak (wymieniając chronologicznie): scharakteryzowanie rozpadu izomerów  $(\nu h_{11/2})^n 27/2^-$  w nieparzystych izotopach cyny  ${}^{119,121,123,125}\text{Sn}$  [May94, Zha00], odkrycie zamknięcia podpowłoki neutronowej przy  $N=40$  w jądrze  ${}^{68}\text{Ni}$  [Bro95], identyfikacja stanów yrastowych w bogatych w neutrony jądrach powłoki *sdf* z okolic tzw. „wyspy inwersji”  ${}^{32}\text{Si}$  i  ${}^{32}\text{Al}$  [For97], oraz w  ${}^{44}\text{Ar}$  [For00], obserwacja struktur oktopolowych przy wysokim spinie w neutronnadmiarowych izotopach radonu i radu [Coc97], zbadanie stanów pochodzących od sprzężeń 5 walencyjnych protonów w  ${}^{137}\text{Cs}$  [Bro99], lokalizacja wzbudzeń wysokospinowych w jądrach wokół podwójnie magicznego rdzenia  ${}^{208}\text{Pb}$ :  ${}^{210}\text{Pb}$  [Rej97],  ${}^{211}\text{Po}$  [For98],  ${}^{209}\text{Pb}$  [Rej98],  ${}^{208}\text{Pb}$  [Wrz01], czy też identyfikacja wzbudzeń oktopolowych zbudowanych na stanach jedno- i dwucząstkowych w jądrach  ${}^{207}\text{Tl}$ ,  ${}^{209}\text{Pb}$ ,  ${}^{206}\text{Tl}$  [Rej00].

Do serii rezultatów uzyskanych w ramach badań spektroskopowych jąder z wykorzystaniem reakcji głęboko nieelastycznych należą także wyniki osiągnięte w ciągu ostatnich pięciu lat i dotyczące struktury bogatych w neutrony izotopów tytanu z  $N \geq 30$  oraz jąder  ${}^{206}\text{Hg}$ ,  ${}^{208}\text{Bi}$  i  ${}^{210}\text{Bi}$ . Część tych wyników została opublikowana w artykułach [For01], [Jan02], [For03]. Niniejsza praca zawiera skompletowany opis przeprowadzonych badań: przedstawione są procedury pomiarowe, analiza danych eksperymentalnych, uzyskane rezultaty oraz ich interpretacja na gruncie modelu powłokowego jądra atomowego.

## 5. PROCEDURY EKSPERYMENTALNE

### 5.1. Badanie jąder z nadmiarem neutronów leżących w pobliżu $^{48}\text{Ca}$

Struktura jąder leżących po neutrononadmiarowej stronie podwójnie magicznego nuklidu  $^{48}\text{Ca}$  jest bardzo słabo znana, ponieważ jądra te nie mogą być produkowane w reakcjach fuzji-wyparowania ze stabilnymi wiązkami. Dopiero nowo opracowana metoda badań spektroskopowych, wykorzystująca reakcje głęboko nieelastyczne zachodzące podczas zderzeń ciężkich jonów, otworzyła możliwość identyfikacji yrastowych stanów wzbudzonych w trudno dostępnych jądrach obszaru wokół  $^{48}\text{Ca}$ . Przykładem reakcji, którą można w tym przypadku zastosować, jest zderzenie  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  przy energii wiązki  $^{48}\text{Ca}$  przekraczającej barierę kulombowską o 10÷30%. Dla  $^{48}\text{Ca}$  stosunek  $N/Z=1.40$  jest mniejszy od stosunku  $N/Z=1.54$  dla  $^{208}\text{Pb}$ , a więc mechanizm równoważenia się  $N/Z$  powinien preferować produkcję jąder posiadających  $N/Z$  większe niż  $^{48}\text{Ca}$ . W szczególności wśród produktów reakcji powinny znaleźć się izotopy Ti o masach  $A=50-54$ , izotopy Ca o  $A=48-52$ , czy jądra Ar o  $A=42-46$ . To właśnie perspektywa dotarcia do struktury yrastowej wyżej wspomnianych jąder legła u podstaw propozycji koincydencyjnego pomiaru gamma dla reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  z użyciem wielolicznikowego układu detektorów germanowych GAMMASPHERE.

#### *Pomiary dla systemu $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$*

Eksperyment przeprowadzony został w Argonne National Laboratory, USA. Wiązka  $^{48}\text{Ca}$  była przyspieszana do energii 305 MeV w akceleratorze ATLAS i skierowana na tarczę czystego izotopu  $^{208}\text{Pb}$  o grubości 50 mg/cm<sup>2</sup>. Zastosowano pulsację wiązki – posiadała ona strukturę paczek o szerokości ok. 0.5 ns przychodzących co 400 ns. Natężenie wiązki wynosiło ok. 1 pA. Kwanty gamma emitowane podczas reakcji zachodzących w tarczy podlegały rejestracji w układzie detekcyjnym GAMMASPHERE. Pojedyncze zdarzenie zdefiniowane było jako przypadek detekcji kwantów  $\gamma$  w co najmniej 3 detektorach w oknie czasowym o szerokości 200 ns. Zapisywano informację o energiach tych kwantów,  $E_\gamma$ , oraz o ich wzajemnych odległościach czasowych  $T_{\gamma\gamma}$ , przy czym  $T=0$  ustalone było jako czas przyjscia pierwszego kwantu. Dodatkowo rejestrowano  $E_\gamma$  i  $T_{\gamma\gamma}$  dla kwantów, których detekcja następowała poza koincydencyjnym oknem czasowym 200 ns, ale nie później niż 1  $\mu\text{s}$  od momentu  $T=0$ . Zapamiętywana była również różnica czasowa pomiędzy momentem nadejścia impulsu wiązki a detekcją pierwszego kwantu gamma  $T_{\gamma\text{-RF}}$ . Całkowita liczba zdarzeń zapisanych na taśmę wyniosła  $8.1 \cdot 10^8$ .

Podczas analizy danych, w oparciu o zapisane w kolejnych zdarzeniach parametry, skonstruowane zostały różnego rodzaju koincydencyjne macierze dwuwymiarowe  $E_\gamma-E_\gamma$  i trójwymiarowe  $E_\gamma-E_\gamma-E_\gamma$ . Rodzaj macierzy determinowany był warunkiem nałożonym na wartości  $T_{\gamma\gamma}$  i  $T_{\gamma\text{-RF}}$ . Wybierając przypadki np. z  $T_{\gamma\gamma}<30$  ns, otrzymywano macierze dwu- lub trójwymiarowe tzw. natychmiastowych koincydencji gamma. Macierze  $E_\gamma-E_\gamma-E_\gamma$ , z kolei, tworzone z żądaniem np. jednoczesnego przyjscia dwóch kwantów gamma ( $T_{\gamma\gamma}<30$  ns) oraz opóźnionego trzeciego kwantu ( $30 \text{ ns}<T_{\gamma\gamma}<1000$  ns), określane były jako koincydencje natychmiastowo-natychmiastowo-opóźnione.

## 5.2. Eksperymenty w obszarze podwójnie magicznego $^{208}\text{Pb}$

Ulokowany wokół linii stabilności obszar podwójnie magicznego jądra  $^{208}\text{Pb}$ , jak wspomniano we wcześniejszych rozdziałach, nie jest dostępny do badań spektroskopowych w standardowych eksperymentach wykorzystujących syntezę ciężkich jąder. W celu dotarcia do struktur wysokospinowych w nuklidach tego obszaru nieodzowne stało się zastosowanie procesów głęboko nieelastycznych. Prezentowane w obecnej pracy wyniki spektroskopowych badań nuklidów położonych w sąsiedztwie  $^{208}\text{Pb}$  pochodzą z dwóch eksperymentów: z opisanego wcześniej pomiaru z użyciem wiązki  $^{48}\text{Ca}$  na tarczy  $^{208}\text{Pb}$  oraz z eksperymentu, w którym jądro  $^{208}\text{Pb}$  użyte było jako cząstka bombardująca, a tarczę stanowił  $^{238}\text{U}$ .

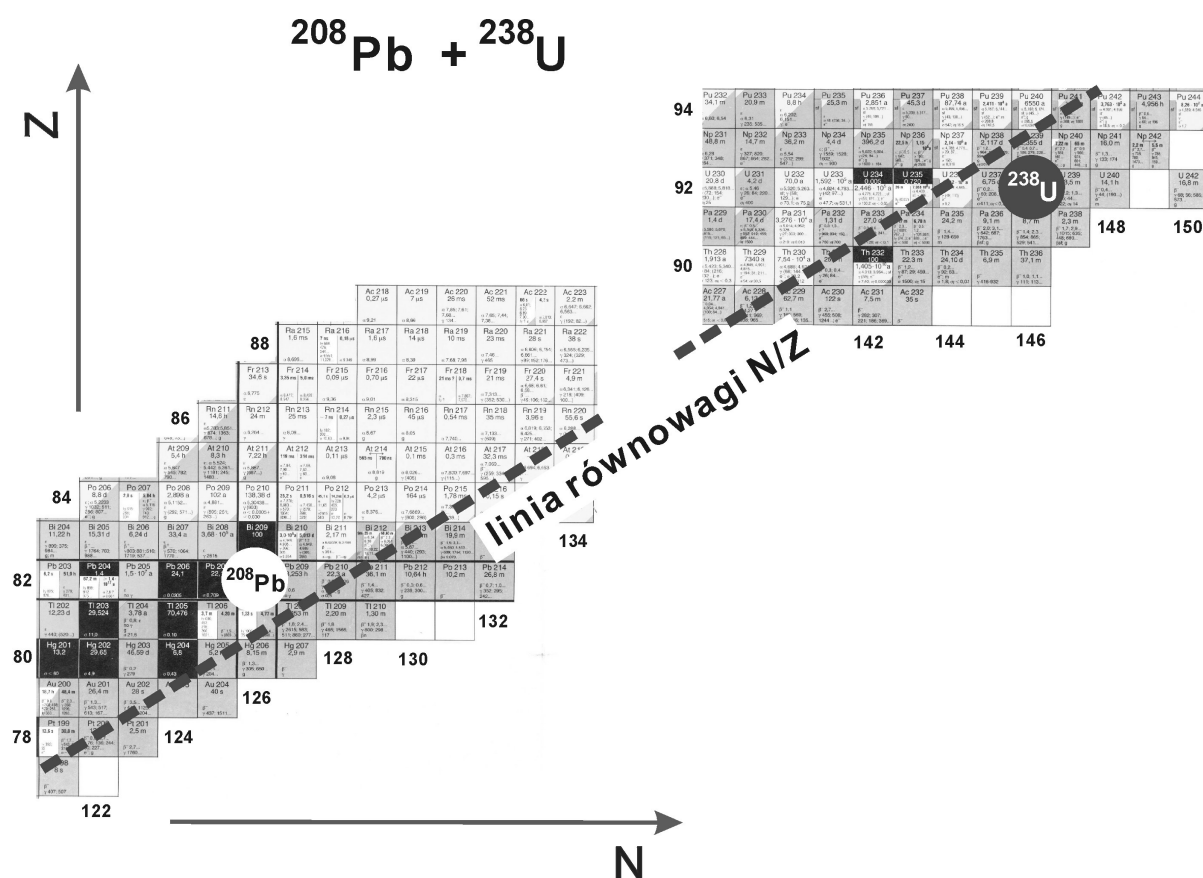
Koincydencyjny pomiar promieniowania gamma z produktów procesów głęboko nieelastycznych dla systemu  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ , przeprowadzony z wykorzystaniem układu detekcyjnego GAMMASPHERE, oprócz danych na temat jąder leżących wokół  $^{48}\text{Ca}$ , okazał się nieoceniony, jeśli chodzi o nowe informacje spektroskopowe także o nuklidach z okolicy podwójnie magicznego  $^{208}\text{Pb}$ . W szczególności otworzył drogę do znalezienia nowych yrastowych struktur w jądrze  $^{208}\text{Bi}$ , posiadającym jeden walencyjny proton i jedną dziurę neutronową, oraz w jądrze  $^{210}\text{Bi}$  z jednym protonem i jednym neutronem poza zamkniętym rdzeniem. Szczególnie ważną rolę w procesie identyfikacji przejść w izotopach Bi odegrały koincydencje krzyżowe kwantów gamma z jąder bizmutu ze znanymi kwantami gamma z jąder partnerów, izotopów potasu. Niestety, w reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  produkty bardziej neutrononadmiarowe niż  $^{208}\text{Pb}$  nie były wytwarzane z przekrojem czynnym wystarczającym do lokalizacji wzbudzeń o wyższych spinach. Pełniejsze zbadanie obszaru  $^{208}\text{Pb}$  stało się możliwe dzięki przeprowadzeniu innego eksperymentu z układem detekcyjnym GAMMASPHERE, w którym użyto jednego z najcięższych możliwych systemów wiązka-tarcza, systemu  $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$ .

### *Eksperyment $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$*

Podejmowane od długiego czasu próby dotarcia do wysokospinowych stanów w jądrze  $^{206}\text{Hg}$  nie przynosiły pozytywnych rezultatów, jeśli chodzi o identyfikację wzbudzeń powyżej izomeru  $5^-$  w tym nuklidzie. We wcześniejszych pomiarach z zastosowaniem reakcji głęboko nieelastycznego rozpraszania wiązek  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{76}\text{Ge}$  czy  $^{48}\text{Ca}$  na tarczy  $^{208}\text{Pb}$ , jądro  $^{206}\text{Hg}$  było produkowane, niemniej jednak zbyt niski przekrój czynny nie pozwalał na zaobserwowanie innych stanów yrastowych niż znane wzbudzenia  $2^+$  i  $5^-$ . Sytuacja ta była zrozumiała ze względu na prawa rządzące przekazem nukleonów podczas zderzenia dyskutowane w rozdziale 4.1 – proces równoważenia stosunku  $N/Z$  w przypadku wspomnianych układów faworyzował w okolicy  $^{208}\text{Pb}$  produkcję jąder o mniejszym  $N/Z$  niż  $(N/Z)_{^{208}\text{Pb}} = 1.54$ . Znacznie większą szansę na obsadzanie wysokospinowych struktur w  $^{206}\text{Hg}$  stwarzało zastosowanie reakcji  $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$ , dla której linia równoważenia  $N/Z$  przebiega przez obszary jąder, które w stosunku do  $^{208}\text{Pb}$  są bogatsze w neutrony (rysunek 5.1).

Eksperyment został przeprowadzony w Argonne National Laboratory. Wiązka  $^{208}\text{Pb}$ , przyspieszana do energii 1360 MeV w liniowym akceleratorze nadprzewodzącym ATLAS, skierowana została na grubą (50 mg/cm<sup>2</sup>) tarczę  $^{238}\text{U}$ . Wiązka miała strukturę bardzo krótkich paczek o szerokości ok. 0.3 ns przychodzących w odstępach 1.6  $\mu\text{s}$ . Promieniowanie gamma emitowane przez produkty zde-

zenia rejestrowane było przez wielocznikowy układ GAMMASPHERE składający się ze 101 detektorów germanowych umieszczonych w osłonach antykomptonowskich. Rejestrowane były



Rys. 5.1. Obszary tablicy nuklidów wokół jądra wiązki oraz jądra tarczy dla systemu  $^{208}\text{Pb} + ^{238}\text{U}$ . Pokazana jest także linia równowagi  $N/Z$  dla badanej kombinacji wiązka-tarcza.

przypadki koincydencji przynajmniej 3 kwantów gamma docierających do detektorów w czasie nadejścia impulsu wiązki oraz przypadki koincydencji przynajmniej 2 kwantów gamma, jeżeli rejestracja następowała pomiędzy impulsami wiązki. Zapisowi podlegały energie  $E_\gamma$ , względne czasy rejestracji poszczególnych kwantów  $T_\gamma$ , jak i czas ich rejestracji względem impulsu wiązki  $T_{\gamma\text{-RF}}$ . Zarejestrowano na taśmie w sumie  $2.3 \cdot 10^9$  zdarzeń koincydencyjnych. Dane koincydencyjne posłużyły do konstruowania macierzy dwuwymiarowych  $E_\gamma\text{-}E_\gamma$  i trójwymiarowych  $E_\gamma\text{-}E_\gamma\text{-}E_\gamma$  z różnymi warunkami na parametrach  $T_\gamma$  oraz  $T_{\gamma\text{-RF}}$ . Szczególnie użyteczne okazały się macierze typu  $E_\gamma(\text{natychmiastowe})\text{-}E_\gamma(\text{opóźnione})$ , które umożliwiły badanie relacji koincydencyjnych pomiędzy kwantami gamma emitowanymi powyżej i poniżej izomerów.

## 6. NOWE STRUKTURY YRASTOWE W NEUTRONO-NADMIAROWYCH JĄDRACH $^{52}\text{Ti}$ , $^{53}\text{Ti}$ , $^{54}\text{Ti}$ – ZAMKNIĘCIE PODPOWŁOKI PRZY $N=32$

### 6.1 Wyniki eksperymentalne

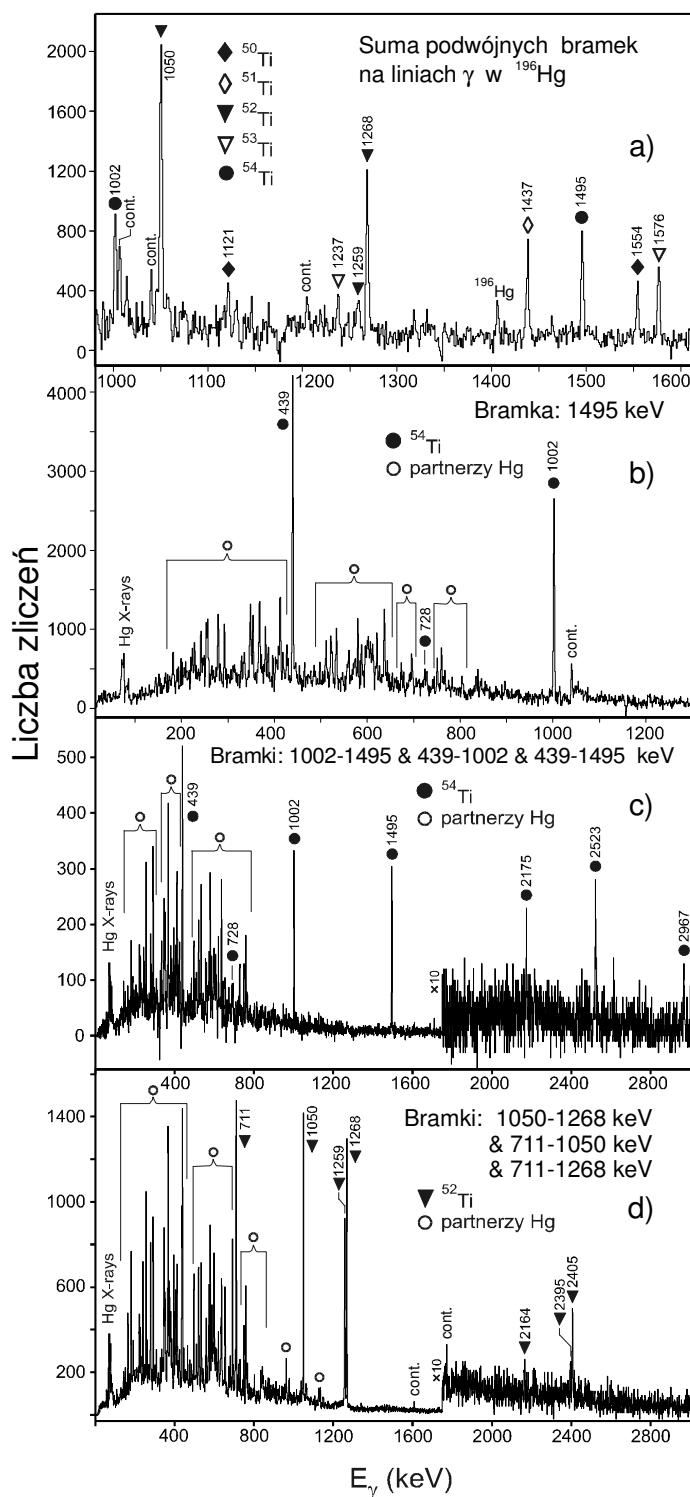
Już wstępna analiza macierzy koincydencyjnych  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  z pomiaru dla systemu  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  pokazała, że kaskady przejść gamma pomiędzy znanymi yrastowymi stanami w jądrach  $^{48-52}\text{Ti}$  są doskonale widoczne. Ekstrapolacja intensywności populacji stanów yrastowych w stronę cięższych izotopów Ti wskazywała na to, że stany wysokospinowe powinny być obsadzone także w  $^{53}\text{Ti}$  oraz w  $^{54}\text{Ti}$  z wystarczającym do obserwacji przekrojem czynnym.

Przeprowadzone zostały poszukiwania przejść gamma w jądrach Ti o  $A>52$  z zastosowaniem techniki koincydencji krzyżowych. Procedura polegała na analizie widm uzyskanych z trójwymiarowej macierzy  $\gamma\gamma$  poprzez nakładanie warunków koincydencji na pary kwantów gamma z izotopów Hg, które są partnerami do produktów Ti w reakcji głęboko nieelastycznej  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ . W widmach bramkowanych liniami gamma z  $^{196-204}\text{Hg}$  z łatwością zidentyfikować było można nisko leżące przejścia w izotopach  $^{48-52}\text{Ti}$ . W widmach tych obecny był także cały szereg nieznanymi linii o energiach wyższych niż 1 MeV, które z pewnością nie pochodzą z izotopów rtęci, jako że były widoczne w koincydencji z kwantami gamma z różnych jąder Hg. Sytuacja zilustrowana jest na rysunku 6.1a przedstawiającym widma uzyskane przez nałożenie warunków koincydencyjnych na parach przejść gamma (suma logiczna) w  $^{196}\text{Hg}$ . Zgodnie z oczekiwaniami widoczne są tutaj znane linie z izotopów  $^{50-52}\text{Ti}$ , będących partnerami dla jądra  $^{196}\text{Hg}$  stowarzyszonymi z emisją odpowiednio 10, 9 i 8 neutronów. Zagadkę stanowiły jednak linie 1237, 1495 i 1576 keV, z pewnością odpowiadające przejściom gamma w jądrach Ti – świadczyła o tym ich obecność także w widmach bramkowanych liniami gamma z  $^{197-200}\text{Hg}$ .

Identyfikację przeprowadzono w oparciu o analizę intensywności potrójnych koincydencji pomiędzy daną linią z Ti a parą przejść ( $2^+ \rightarrow 0^+$ )-( $4^+ \rightarrow 2^+$ ) w kolejnych parzystych izotopach Hg. Rysunek 6.2 przedstawia średnią masę parzystych izotopów Hg,  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$ , obliczoną przy pomocy powyżej zdefiniowanych intensywności (formuła 4.2) dla kolejnych znanych przejść do stanu podstawowego w izotopach  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{Ti}$ ,  $^{52}\text{Ti}$ . Uwidocznione są także wartości  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$  dla nieznanymi linii. Średnia masa partnerów Hg maleje w miarę wzrostu masy jąder Ti, co zgodne jest z oczekiwaniem przybliżonej stałości sumy mas obu produktów po emisji neutronów. Wartości  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$  stowarzyszone z przejściami 1237, 1495 i 1576 keV, będąc wyraźnie niższe niż średnia masa  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$  dla przejścia 1050 keV z  $^{52}\text{Ti}$ , wskazują, że ich źródłem są izotopy Ti z  $A>52$ . Liniom 1237 i 1576 keV odpowiadają podobne wartości  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$ , z kolei kwant gamma 1495 keV jest stowarzyszony z jeszcze mniejszą średnią masą partnerów. Punkty eksperymentalne odpowiadające nieznanymi liniom wpasowują się dobrze w badaną zależność, jeżeli założymy, że kwanty gamma 1237 i 1576 keV pochodzą z  $^{53}\text{Ti}$ , a źródłem linii 1495 keV jest jądro  $^{54}\text{Ti}$ .

Wyniki w pełni potwierdzające dokonaną identyfikację uzyskane zostały równolegle przez grupę z Michigan State University podczas badań rozpadów beta egzotycznych jąder skandu Sc,

produkowanych podczas fragmentacji wiązki  $^{86}\text{Kr}$  o energii 140 MeV/u na tarczy  $^9\text{Be}$ . Produkty fragmentacji, rozdzielane w separatorze i podlegające dokładnej identyfikacji w Z i A, implantowane

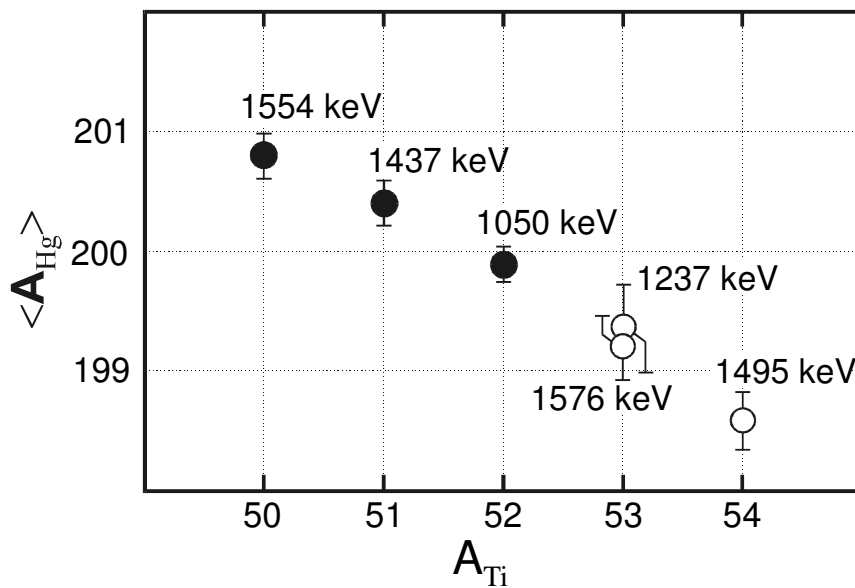


**Rys. 6.1.** Koincydencyjne widma promieniowania gamma z reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ . (a) widmo bramkowane sumą podwójnych warunków koincydencyjnych na liniach  $^{196}\text{Hg}$ , ukazujące kwanty  $\gamma$  z partnerów reakcji Ti; (b) widmo bramkowane linią 1495 keV z wyraźnymi dwiema liniami kaskady yrastowej w  $^{54}\text{Ti}$ ; (c) suma podwójnych bramek na wybranych liniach w  $^{54}\text{Ti}$ , służąca do identyfikacji wyższych przejść  $\gamma$ ; (d) podobnie jak (c), ale dla jądra  $^{52}\text{Ti}$ . Linie pochodzące od przypadkowych zanieczyszczeń oznaczone są symbolem „cont.”.

były do detektora krzemowego, który rejestrował elektrony emitowane w rozpadzie beta. Prowadzona była także detekcja promieniowania gamma pochodzącego z rozpadów beta. W rozpadzie  $^{54}\text{Sc}$  do  $^{54}\text{Ti}$  zaobserwowane zostały kwanty gamma o energiach 1495 i 1002 keV. Wynik ten, pozostawał w całkowitej zgodności z lokalizacją przejścia 1495 keV w  $^{54}\text{Ti}$ .

a)  $^{54}\text{Ti}$

Spektroskopowe badania produktów reakcji głęboko nieelastycznych pozwalają nie tylko zlokalizować przejścia gamma pomiędzy nisko leżącymi stanami – umożliwiają one także identyfikacje struktur yrastowych do stosunkowo wysokich spinów. W celu uzyskania informacji o wyżej leżących stanach wzbudzonych w  $^{54}\text{Ti}$  zbadane zostało widmo koincydencyjne z przejściem 1495 keV - przedstawione jest ono na rysunku 6.1b. Widoczne są dwie bardzo silne linie: 1002 keV, obserwowana już w koincydencjach krzyżowych (obecna także w rozpadzie  $^{54}\text{Sc}$  badanym w MSU) oraz nowa, przy energii 439 keV. Kolejne widma koincydencyjne bramkowane powyższymi energiami pokazały, że przejścia 1495-1002-439 keV tworzą kaskadę, a ich intensywności:  $I_\gamma(1495)=100(8)$ ,  $I_\gamma(1002)=77(10)$ ,  $I_\gamma(439)=63(8)$ , uzyskane na podstawie analizy widm koincydencji krzyżowych oraz widma bramkowanego na linii 1495 keV, wskazywały na uszeregowanie 1495-1002-439, co zdefiniowało trzy najniższe poziomy energetyczne przy energiach 1495, 2497, 2936 keV. Nie ma praktycznie wątpliwości, że poziomy te, będąc silnie obsadzone w badanej reakcji, odpowiadają kolejno trzem najniższym stanom yrastowym w  $^{54}\text{Ti}$ :  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ . Sekwencja energetyczna



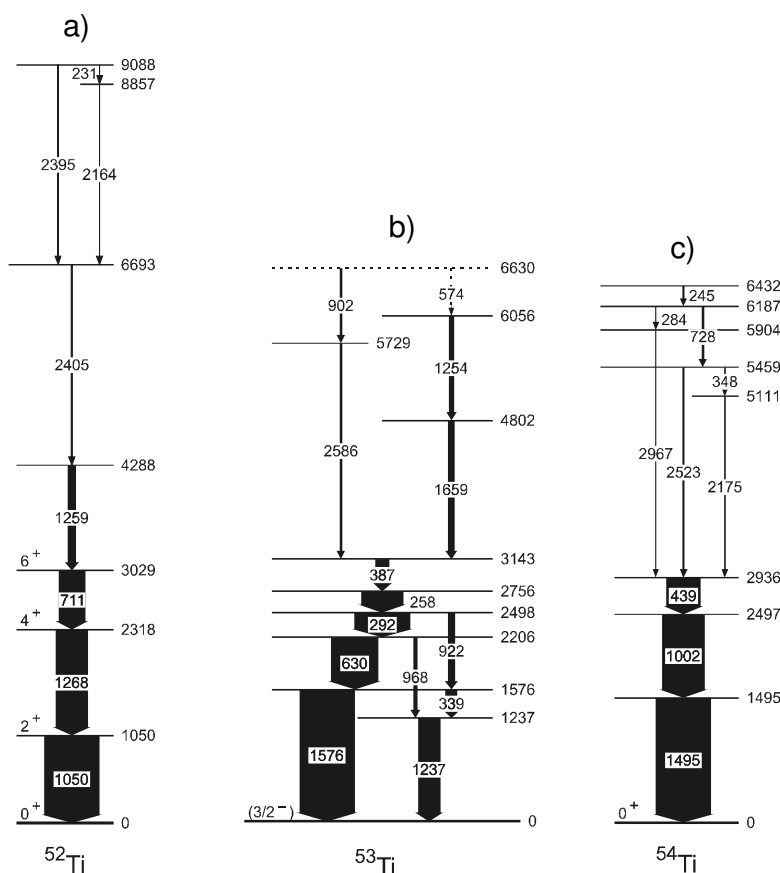
**Rys. 6.2.** Zależność średniej masy jąder rtęci  $\langle A_{\text{Hg}} \rangle$ , obserwowanej w koincydencjach krzyżowych z danymi liniami gamma izotopu Ti, od masy tego izotopu  $A_{\text{Ti}}$ .

439–1002–1495 jest bardzo podobna do analogicznej pod względem strukturalnym kaskady  $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  o energiach 524–1121–1554 keV w magicznym jądrze  $^{50}\text{Ti}$ .

Zlokalizowanie nisko leżących stanów yrastowych w  $^{54}\text{Ti}$  otworzyło możliwości rozbudowy schematu struktury tego jądra do wyższych krętów. I tak, analiza widm koincydencyjnych bramkowanych na różnych parach linii 1495, 1002, 439 keV doprowadziła do identyfikacji nowych kwan-



tów gamma o energiach 2175, 2523 i 2967 keV, zasilających stan  $6^+$  - ilustruje je przykładowe widmo na rysunku 6.1c. Opracowanie danych z wykorzystaniem bramek na nowo odkrytych wysokoenergetycznych przejściach, uwidoczniło następną serię kwantów gamma o energiach 348, 728, 284 i 245 keV. Wzajemne zależności koincydencyjne pomiędzy nowymi przejściami oraz ich intensywności doprowadziły do skonstruowania schematu poziomów jądra  $^{54}\text{Ti}$  przedstawionego na rysunku 6.3c. Schemat ten prezentowany jest także w pracy [Jan02]. Interpretacja nowo odkrytej struktury w  $^{54}\text{Ti}$ , wykorzystująca jej doskonałą zgodność z obliczeniami teoretycznymi, będzie dyskutowana w rozdziale 6.2.



**Rys. 6.3.** Schematy rozpadu jąder  $^{52-54}\text{Ti}$  zmierzone w prezentowanym eksperymencie. Oprócz trzech najniższych stanów w  $^{52}\text{Ti}$  oraz przejść pomiędzy nimi, wszystkie pozostałe identyfikacje są nowe. Szerokość strzałek odpowiadających przejściom gamma jest proporcjonalna do obserwowanych intensywności. Błąd wyznaczenia energii przejść  $\gamma$  pozostaje w granicach od 0.2 keV dla linii silnych, do 0.6 keV dla linii słabych.

#### b) $^{53}\text{Ti}$

Identyfikacja linii 1576 keV, jako przejścia gamma w jądrze  $^{53}\text{Ti}$  o zupełnie nieznannej strukturze, zapoczątkowała prace nad budową schematu wzbudzeń tego nuklidu. Już duża intensywność przejścia 1576 keV w widmach koincydencji krzyżowych (rysunek 6.1a) sugerowała, że jest ono przejściem do stanu podstawowego (hipoteza ta znalazła całkowite potwierdzenie w miarę konstruowania schematu poziomów). Widmo uzyskane z dwuwymiarowej macierzy  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  poprzez bramkowanie linią 1576 keV ukazało kaskadę czterech silnych przejść gamma o energiach 630, 292, 258

i 387 keV. Kolejne koincydencyjne zależności z warunkami na nowo odkrytych przejściach z wykorzystaniem macierzy  $\gamma\gamma$  doprowadziły do zlokalizowania kaskady dwóch kwantów gamma o energiach 339 i 1237 keV, równoległej do przejścia 1576 keV. Linia 1237 keV była obserwowana już w koincydencjach krzyżowych a procedura identyfikacyjna umiejscowiła ją właśnie w  $^{53}\text{Ti}$ . Opisana obserwacja stanowi pełne potwierdzenie tego faktu.

Analiza intensywności nowych kwantów gamma oraz identyfikacja linii równoległych do kaskad krótszych przejść ustaliła ich kolejność. Przejścia 1576 oraz 1237 keV okazały się prowadzić bezpośrednio do stanu podstawowego z poziomów o energiach odpowiednio 1576 i 1237 keV - poziomy te łączy przejście 339 keV. Linia 630 keV zasila stan 1576 keV z poziomu o energii 2206 keV, o czym świadczy istnienie kwantu gamma o energii 968 keV pomiędzy stanami 2206 oraz 1237 keV. Linie 630 i 292 keV, z przejściem równoległym do nich o energii 922 keV, ustalają poziom przy 2498 keV, a kolejne kwanty gamma 258 i 387 keV definiują poziomy 2756 i 3143 keV.

Widma uzyskane przez nałożenie podwójnych warunków koincydencyjnych na dotychczas ulokowanych przejściach pozwoliły zidentyfikować dodatkowo dwie równoległe kaskady promieniowania gamma deekscytujące poziom przy energii 6630 keV i prowadzące do poziomu przy 3143 keV. W skład pierwszej kaskady wchodzi trzy przejścia uszeregowane na podstawie analizy ich intensywności: 1659, 1254 oraz 574 keV, co ustala jednocześnie poziom przy 4802 i 6056 keV. Kolejność kwantów gamma w drugiej kaskadzie 2586–902 keV nie jest jednoznaczna, niemniej jednak rozważania teoretyczne przedstawione w paragrafie 6.2 sugerują, że to właśnie przejście 2586 keV zasila poziom 3143 keV ze stanu przy energii 5729 keV. Rysunek 6.3b przedstawia proponowany schemat stanów wzbudzonych w  $^{53}\text{Ti}$ .

### c) $^{52}\text{Ti}$

Badanie struktury nuklidu  $^{52}\text{Ti}$  było znacznie ułatwione w związku z istnieniem eksperymentalnej informacji na temat najniższych stanów yrastowych  $2^+$ ,  $4^+$  i  $6^+$  w tym jądrze. Przejścia  $2^+ \rightarrow 0^+$ ,  $4^+ \rightarrow 2^+$ ,  $6^+ \rightarrow 4^+$ , posiadające odpowiednio energie 1050, 1268 i 711 keV, stanowiły doskonały punkt wyjścia do poszukiwań wyżej leżących poziomów. Poszukiwania takie, przeprowadzone w oparciu o analizę widm gamma uzyskanych poprzez nałożenie warunków koincydencyjnych na znane linie (przykładowe widmo pokazane jest na rys. 6.1d), ujawniły kaskadę kwantów gamma 1259 i 2405 keV dochodzącą do stanu  $6^+$  przy 3029 keV z nowych poziomów 4288 i 6693 keV. Widma koincydencyjne bramkowane na nowych przejściach pozwoliły zidentyfikować kolejne kwanty gamma 2395, 231 i 2164 keV, emitowane z jeszcze wyższych poziomów energetycznych. Przejście 2395 keV łączy stany przy energiach 9088 i 6693 keV, a równoległa do niego kaskada 231-2164 keV przechodzi przez pośredni poziom 8857 keV. Rysunek 6.3a przedstawia schemat rozpadu  $^{52}\text{Ti}$ , a jego interpretacja, oparta na przewidywaniach teoretycznych, dyskutowana jest w rozdziale 6.2. Wyniki te zawiera także artykuł [Jan02].

## 6.2. Dyskusja - szczelina energetyczna przy $N=32$

W jądrach neutrononadmiarowych proporcje pomiędzy obsadzeniem protonowych i neutronowych stanów jednocząstkowych, w stosunku do jąder z okolic ścieżki stabilności, są zasadniczo różne. Jak pokazano w rozdziale 3, oddziaływanie pomiędzy protonami i neutronami w takim układzie może prowadzić do znacznych przesunięć energii samych poziomów jednocząstkowych, manifestujących się powstaniem szczelin energetycznych. Jednym z sygnałów istnienia przerwy energetycznej pomiędzy dwoma kolejnymi orbitalami jednocząstkowymi jest wzrost energii pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w jądrach, w których dolny orbital jest całkowicie wypełniony nukleonami.

### 6.2.1. Systematyka stanów $2^+$ w jądrach neutrononadmiarowych z okolic $Z=20$ – potwierdzenie zamknięcia podpowłoki neutronowej $p_{3/2}$ przy $N=32$

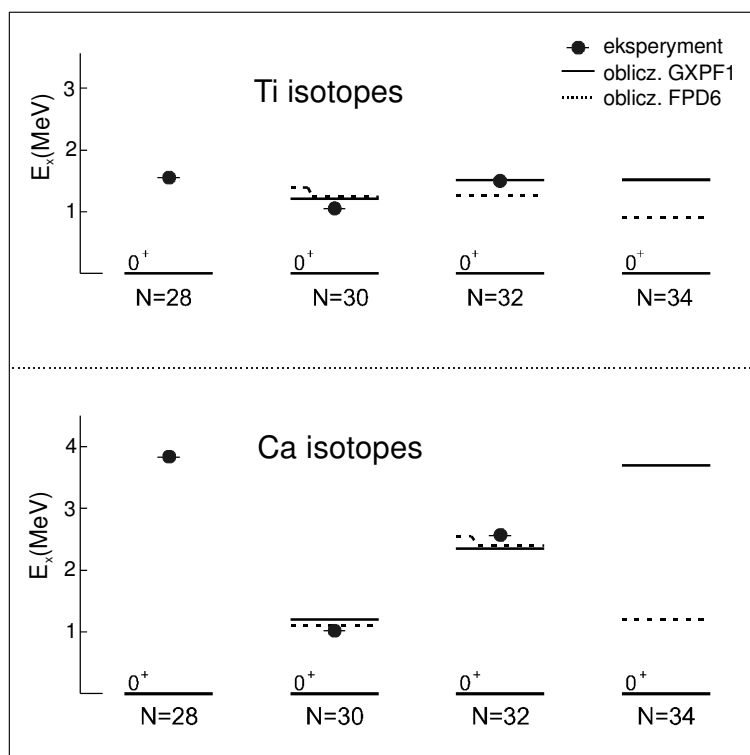
W jądrach bogatych w neutrony z  $N>28$  neutrony zajmują kolejno orbitale  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . W rozdziale 3.2 dyskutowaliśmy sprawę zamknięcia podpowłoki neutronowej  $p_{3/2}$  przy  $N=32$  w jądrach wapnia, o czym świadczyć miała wysoka energia kandydata na stan  $2^+$  w  $^{52}\text{Ca}$ , wynosząca  $E(2^+)=2563$  keV, czyli ponad dwa razy więcej niż energia stanu  $2^+$  w sąsiednim izotopie parzystym  $^{50}\text{Ca}$ , gdzie  $E(2^+)=1026$  keV. Ze względu jednak na niepewności w identyfikacji stanu  $2^+$  w  $^{52}\text{Ca}$ , ostateczna konkluzja dotycząca istnienia szczeliny energetycznej przy  $N=32$  nie mogła być podjęta. Inną przesłanką, pozostającą w zgodzie z zamknięciem podpowłoki przy  $N=32$ , było zaobserwowanie maksimum wartości  $E(2^+)$  w izotopie chromu  $^{56}\text{Cr}_{32}$ : energie stanów  $2^+$  dla  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Cr}$  i  $^{58}\text{Cr}$  wynoszą odpowiednio 835, 1007, 881 keV. Warto przypomnieć, że przebieg  $E(2^+)$ , z kolei, w jądrach Fe i Ni dla  $28<N<36$  nie wykazuje podwyższenia energii stanu  $2^+$  przy  $N=32$ . Sytuacja zilustrowana jest na rysunkach 3.1 i 3.2.

Identyfikacja pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w jądrze  $^{54}\text{Ti}$  przy energii 1495 keV, dokonana w prezentowanych badaniach, w pełnej rozciągłości potwierdza istnienie zamknięcia podpowłoki neutronowej  $p_{3/2}$  przy  $N=32$  w jądrach bogatych w neutrony. Energia  $2^+$  w  $^{54}\text{Ti}$  jest znacznie wyższa niż  $E(2^+)=1050$  keV w  $^{52}\text{Ti}$  i porównywalna z energią  $E(2^+)=1554$  keV w magicznym jądrze  $^{50}\text{Ti}$ , w którym ma się do czynienia z zamknięciem powłoki neutronowej  $f_{7/2}$ .

Inną charakterystyczną cechą schematów wzbudzeń jąder  $^{52}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$ , zilustrowanych na rysunku 6.3, jest obecność wysokoenergetycznych przejść gamma,  $E_\gamma>2$  MeV, powyżej poziomu 4288 keV w  $^{52}\text{Ti}$  oraz poziomu 2936 keV w  $^{54}\text{Ti}$ . Tak duży skok w energiach przejść yrastowych z reguły świadczy o tym, że przestrzeń konfiguracyjna, odpowiedzialna za strukturę nisko leżących stanów, nie pozwala na tworzenie wzbudzeń o odpowiednio wysokich spinach, a co za tym idzie wyższe stany yrastowe muszą pochodzić od wzbudzeń nukleonów do wyższych podpowłok lub powłok. W celu zbadania oraz interpretacji tych wysoko leżących stanów należało posłużyć się obliczeniami modelu powłokowego.

### 6.2.2. Obliczenia modelu powłokowego jądra atomowego z oddziaływaniami FPD6 i GXPF1

Dopiero niedawno opracowana została metoda prowadzenia obliczeń modelu powłokowego w pełnej przestrzeni konfiguracyjnej wyznaczonej przez stany jednocząstkowe  $0f_{7/2}$ ,  $0f_{5/2}$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ , skrótowo nazywanej powłoką  $fp$ . W powłoce  $fp$  oddziaływania są określone poprzez energie 4 orbitali jednocząstkowych ESJ oraz przez 195 elementów macierzowych DEM. Istnieje kilka empirycznych oddziaływań efektywnych stosowanych w omawianej przestrzeni stanów. Ostatnio dostępne stało się nowe oddziaływanie GXPF1, opracowane przez M. Honma i innych [Hon02]. Wartości



**Rys. 6.4.** Energia pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w parzystych izotopach Ca i Ti dla  $28 \leq N \leq 34$ : wartości eksperymentalne – czarne punkty, wartości obliczone z zastosowaniem oddziaływań FPD6 – linia przerywana, a z zastosowaniem oddziaływań GXPF1 – linia ciągła.

ESJ i DEM, traktowane jako parametry, dopasowane zostały do 699 punktów eksperymentalnych, na które złożyły się energie wiązań oraz energie poziomów jądrowych w 87 jądrach powłoki  $fp$ :  $^{47-51}\text{Ca}$ ,  $^{47-52}\text{Sc}$ ,  $^{47-52}\text{Ti}$ ,  $^{47-55}\text{V}$ ,  $^{48-56}\text{Cr}$ ,  $^{50-58}\text{Mn}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{54-61}\text{Co}$ ,  $^{56-66}\text{Ni}$ ,  $^{58-63}\text{Cu}$ ,  $^{60-64}\text{Zn}$ ,  $^{62,64,65}\text{Ga}$ , oraz  $^{64,65}\text{Ge}$ . Początkowe wartości parametrów ESJ i DEM wyznaczone zostały na podstawie potencjału oddziaływania nukleon-nukleon typu Bonn-C z poprawkami na polaryzację rdzenia [Hjo95]. Do obliczeń zastosowano technikę diagonalizacji macierzy opartą na metodzie Monte Carlo, umożliwiającą pracę z macierzami o bardzo dużych rozmiarach [Hon95, Ots98].

Innym i trochę starszym oddziaływaniem używanym do opisu jąder z powłoki  $fp$  jest oddziaływanie FPD6. Opracowane ono zostało przez W. A. Richtera i innych [Ric91]. W celu wyznacze-

nia wartości ESJ i DEM zastosowano procedurę dopasowania do danych eksperymentalnych nie bezpośrednio ESJ i DEM (których dla powłoki  $fp$  jest 199), ale parametrów potencjału nukleon-nukleon opartego na wymianie pojedynczego bozonu, przedstawionego jako suma składników odpowiadających oddziaływaniu centralnemu, oddziaływaniu spin-orbita oraz oddziaływaniu tensorowemu. W sumie wyselekcjonowano 10 najbardziej czułych parametrów potencjału i przeprowadzono ich dopasowanie do 61 znanych i „czystych”, w sensie zawierania jedynie konfiguracji  $fp$ , poziomów w jądrach  $^{41-49}\text{Ca}$ ,  $^{42-44}\text{Sc}$  i  $^{44}\text{Ti}$ . Wyznaczone parametry potencjału  $n-n$  użyto następnie do obliczenia 195 wartości DEM dla powłoki  $fp$ . Energie ESJ, oparte na eksperymentalnych danych dotyczących poziomów w  $^{41}\text{Ca}$ , wzięte zostały z wcześniejszych prac. Dokładne wartości ESJ i DEM dla oddziaływania FPD6 podane są w pracy [Ric91, tabele 1 i 7].

### 6.2.3. Stany wzbudzone $2^+$ w parzystych izotopach Ca i Ti w świetle obliczeń FPD6 i GXPF1

Wyniki obliczeń energii pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w parzystych izotopach Ca i Ti dla  $30 \leq N \leq 34$  z zastosowaniem hamiltonianu FPD6 oraz GXPF1 przedstawia rysunek 6.4. Obliczone wartości w jądrach  $^{50}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Ca}$  oraz  $^{52}\text{Ti}$  są prawie identyczne dla obu typów rachunków i pozostają w doskonałej zgodności z danymi eksperymentalnymi. Już jednak w przypadku  $^{54}\text{Ti}$  zaczynają zaznaczać się różnice: hamiltonian GXPF1 umiejscawia stan  $2^+$  przy energii 1509 keV w dobrej zgodności z wartością eksperymentalną wyznaczoną w prezentowanych badaniach 1495 keV, podczas gdy obliczenia typu FPD6 przewidują  $2^+$  przy znacznie niższej energii 1262 keV. Różnica ta potęguje się w izotonach  $N=34$ . W jądrze  $^{56}\text{Ti}$  teoria z zastosowaniem oddziaływań FPD6 i GXPF1 daje  $2^+$  odpowiednio przy 0.9 MeV i 1.5 MeV. Drastycznym przypadkiem jest  $^{54}\text{Ca}$ , w którym obliczenia FPD6 przewidują  $2^+$  przy energii 1.1 MeV, natomiast GXPF1 lokują ten stan bardzo wysoko: przy 3.8 MeV. W świetle obliczeń GXPF1 jądro  $^{54}\text{Ca}$  powinno demonstrować cechy jądra podwójnie magicznego. Niestety, brak jest eksperymentalnej informacji na temat położenia pierwszego stanu wzbudzonego w  $^{54}\text{Ca}$ .

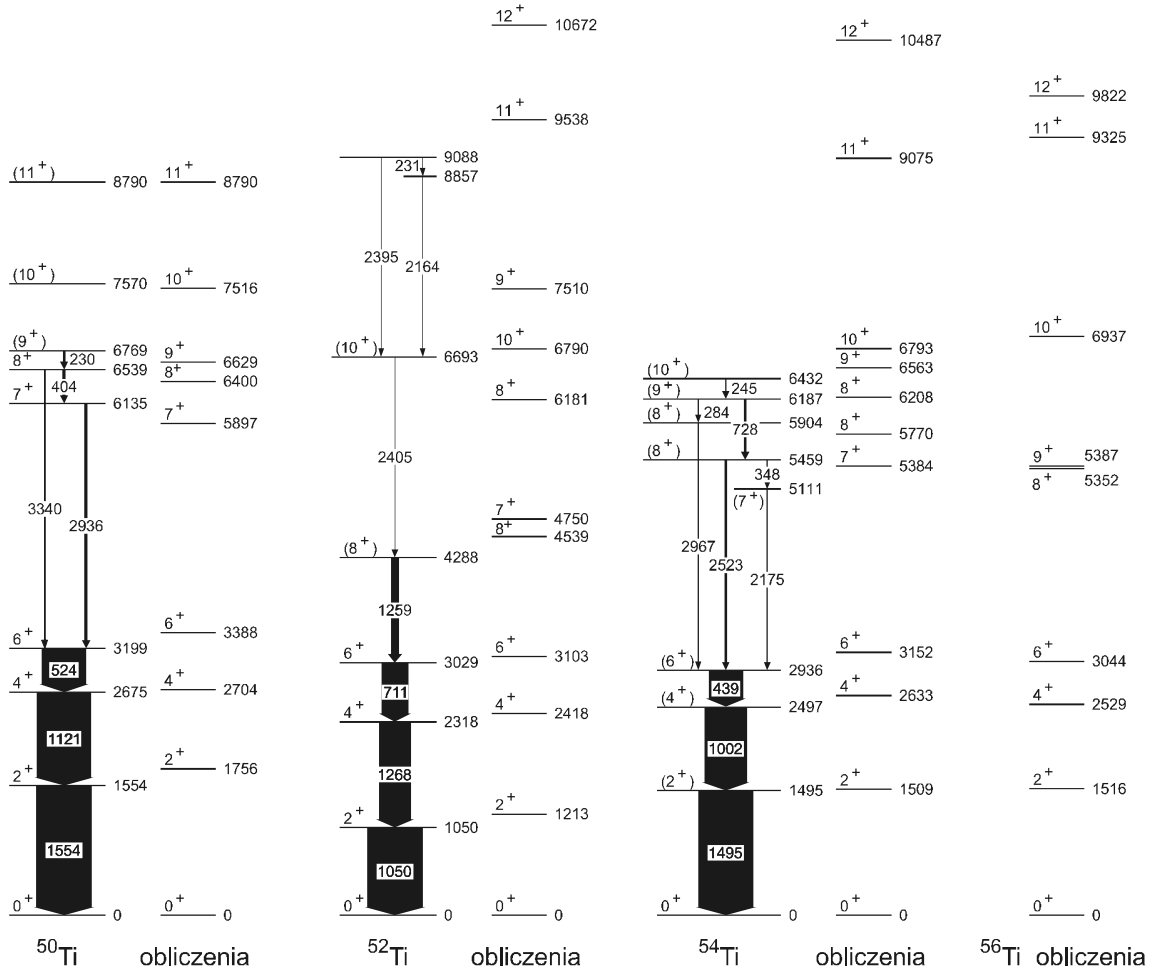
Poprawne odtworzenie energii  $2^+$  w  $^{54}\text{Ti}$  przez obliczenia z oddziaływaniem GXPF1 przemawia za ich wyższą, w stosunku do FPD6, skutecznością w obszarze jąder neutrononadmiarowych. Dalsze przesłanki, co do poprawności obliczeń GXPF1 i FPD6, pochodzą z analizy wysokospinowych wzbudzeń zidentyfikowanych w  $^{52}\text{Ti}$ ,  $^{53}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$ .

### 6.2.4. Interpretacja struktury yrastowej w $^{52}\text{Ti}$ , $^{54}\text{Ti}$ oraz $^{53}\text{Ti}$

Energie poziomów w parzystych izotopach  $^{50-56}\text{Ti}$ , obliczone z zastosowaniem oddziaływania GXPF1, porównane są z danymi eksperymentalnymi na rysunku 6.5. Już na pierwszy rzut oka widać wyraźnie, że trend w strukturze poziomów w izotopach Ti wraz ze wzrostem liczby neutronów odtworzony jest poprawnie. Ta bardzo dobra zgodność pomiędzy teorią i eksperymentem została użyta do przyporządkowania spinu i parzystości kolejnym poziomom energetycznym.

Interpretacja wzbudzeń yrastowych w parzystych izotopach  $^{50-54}\text{Ti}$  jest stosunkowo łatwa, ponieważ, jak wynika z obliczeń, w funkcjach falowych tych stanów występują głównie pojedyncze

konfiguracje modelu powłokowego. W każdym z rozważanych jąder schemat poziomów yrastowych rozpoczynają trzy stany  $J^\pi=2^+$ ,  $4^+$  i  $6^+$ , zdominowane przez wzbudzenia protonowe  $\pi(f_{7/2})^2$  sprzężone z konfiguracjami neutronowymi:  $\nu(f_{7/2})^8$  w jądrze  $^{50}\text{Ti}$ ,  $\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^2$  w  $^{52}\text{Ti}$ ,  $\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^4$  w  $^{54}\text{Ti}$  oraz  $\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^4(p_{1/2})^2$  w  $^{56}\text{Ti}$ . Te same konfiguracje neutronowe dominują w funkcjach falowych stanów



**Rys. 6.5.** Porównanie struktury wzbudzeń w jądrach  $^{50,52,54}\text{Ti}$  z wynikami obliczeń modelu powłokowego wykonanych z użyciem oddziaływań GXPF1.

podstawowych odpowiednich magicznych jąder  $^{48,50,52,54}\text{Ca}$ . Wszystkie one, poza przypadkiem  $\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^2$ , są konfiguracjami zamkniętych powłok lub podpowłok, a więc dopuszczającymi tylko zerowy spin wypadkowy,  $J=0$ . Dla konfiguracji  $\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^2$ , występującej w  $^{50}\text{Ca}$  i  $^{52}\text{Ti}$ , możliwe są sprzężenia  $J=0,2$  posiadające stosunkowo bliskie energie.

Przytoczony opis jakościowo tłumaczy obraz nisko leżących wzbudzeń yrastowych w dyskutowanych jądrach Ca i Ti. Pierwsze stany wzbudzone  $2^+$  położone są przy względnie wysokich energiach z wyjątkiem izotonów  $N=30$ , czyli jąder  $^{50}\text{Ca}$  i  $^{52}\text{Ti}$  z niezamkniętym orbitalem neutronowym  $p_{3/2}$ . Dodatkowo, w  $^{52}\text{Ti}$  sprzężenia nisko leżącego wzbudzenia neutronowego  $(p_{3/2})^2 2^+$  z multipletem protonowym  $\pi f_{7/2}^2$  powoduje, że układ stanów  $J^\pi=2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  jest inny niż w pozostałych izotopach. Ta sama cecha wzbudzeń neutronowych tłumaczy stosunkowo niedużą odległość, 1259 keV, pomiędzy poziomami  $6_1^+$  i  $8_1^+$  w  $^{52}\text{Ti}$ : stan  $8_1^+$  jest wynikiem sprzężenia konfiguracji neutronowej  $(p_{3/2})^2 2^+$  z protonowym wzbudzeniem  $6^+$ .

Jedną z charakterystycznych cech schematów wzbudzeń jąder  $^{52}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$ , jak wspomniano uprzednio, jest obecność wysokoenergetycznej przerwy,  $>2$  MeV, pomiędzy stanami yrastowymi: w  $^{52}\text{Ti}$  powyżej poziomu  $8_1^+$ , a w  $^{54}\text{Ti}$  powyżej poziomu  $6_1^+$ . Podobna sytuacja zachodzi w znanym izotopie  $^{50}\text{Ti}$  powyżej stanu  $6^+$ . Obraz ten ma przejrzystą interpretację w świetle dyskutowanej struktury orbitali modelu powłokowego. W magicznym jądrze  $^{50}\text{Ti}$  wysokospinowe stany  $7^+$ ,  $8^+$ ,  $9^+$ ,  $10^+$  i  $11^+$  są wynikiem sprzężenia stanów protonowych  $[\pi(f_{7/2})^2]$  ze stanami neutronowymi wynikającymi z przeniesienia neutronu z zamkniętej powłoki  $\nu f_{7/2}$  do wyższego orbitalu jednocząstkowego  $\nu p_{3/2}$ :  $[\pi(f_{7/2})^2] \times [\nu(f_{7/2})^7] \times [\nu p_{3/2}]$ . Jak widać z rysunku 6.5 zgodność eksperymentu z obliczeniami GXPF1 jest dobra. Te same obliczenia przewidują, że w cięższych parzystych izotopach Ti stany z neutronową dziurą w powłoce  $f_{7/2}$  stają się yrastowe dopiero przy spinie  $J > 10$  i energii wzbudzenia powyżej 9 MeV. Niższe stany yrastowe zdominowane są przez konfiguracje neutronowe z udziałem orbitali  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ .

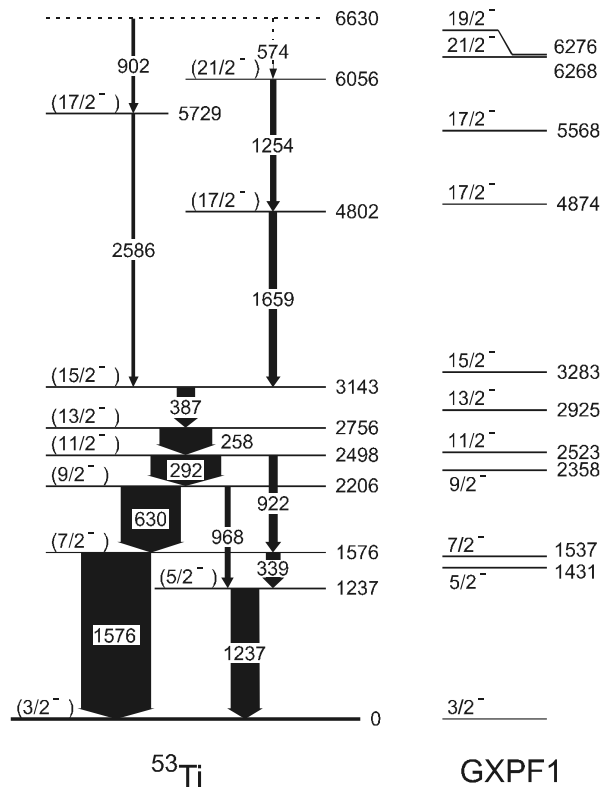
W  $^{52}\text{Ti}$ , powyżej yrastowego stanu  $8^+$  o konfiguracji  $[\pi(f_{7/2})^2]6^+ \times [\nu(f_{7/2})^8] \times [\nu(p_{3/2})^2]2^+$ , obliczenia umieszczają drugi poziom  $8^+$  przy 6181 keV oraz stan yrastowy  $10^+$  przy 6790 keV. Wzbudzenia te wynikają ze sprzężenia protonowego stanu  $6^+$  z odpowiednimi konfiguracjami neutronowymi  $\nu(f_{7/2})^8 p_{3/2} p_{1/2} 2^+$  oraz  $\nu(f_{7/2})^8 p_{3/2} f_{5/2} 4^+$ . Rozpad gamma poziomu 6693 keV do yrastowego stanu  $8^+$  oraz dobra zgodność energii z teoretycznie przewidzianą dla wzbudzenia  $10^+$  wartością 6790 keV wskazuje, że poziom 6693 keV jest yrastowym wzbudzeniem  $10^+$ . Wspomniany stan  $8_2^+$  nie jest prawdopodobnie zasilany z  $10^+$  ze względu na dominujące prawdopodobieństwo wysokoenergetycznego przejścia 2405 keV pomiędzy  $10^+$  i  $8_1^+$ . Wyżej leżące poziomy 8857 oraz 9088 keV odpowiadają prawdopodobnie dyskutowanym wcześniej wzbudzeniom z udziałem dziury neutronowej  $f_{7/2}$ .

Obliczenia modelu powłokowego z zastosowaniem oddziaływania GXPF1 przewidują w  $^{54}\text{Ti}$  stany  $7^+$  oraz  $8_1^+$  przy energiach 5384 i 5770 keV. Stany te odpowiadają sprzężeniu protonowego wzbudzenia  $6^+$  z konfiguracją neutronową  $f_{7/2}^8 p_{3/2}^3 p_{1/2}$ . Podobnie, stany  $9^+$  i  $10^+$ , obliczone przy 6563 i 6793 keV, wynikają ze sprzężenia protonowego  $6^+$  z  $\nu f_{7/2}^8 p_{3/2}^3 f_{5/2}$ . Z kolei stan  $8_2^+$  przy 6208 keV pochodzi ze zmieszania dwóch powyższych konfiguracji neutronowych. Obliczona struktura bardzo dobrze odtwarza układ poziomów jądrowych ułożonych w eksperymencie. Biorąc dodatkowo pod uwagę charakter rozpadu gamma poszczególnych stanów, dokonano przyporządkowania eksperymentalnym poziomom znajdującym się przy energiach 5111, 5459, 5904, 6187, 6432 keV, odpowiednio spinów i parzystości  $7^+$ ,  $8_1^+$ ,  $8_2^+$ ,  $9^+$ ,  $10^+$ .

Struktura wzbudzeń yrastowych w  $^{54}\text{Ti}$  stanowi kolejny dowód na występowanie przerwy energetycznej pomiędzy orbitalami  $p_{3/2}$  i  $p_{1/2}$  przy  $N=32$  w jądrach bogatych w neutrony. Stany yrastowe powyżej protonowego wzbudzenia  $[\pi(f_{7/2})^2]6^+$  mogą być tworzone jedynie poprzez przeniesienie neutronu z zamkniętej podpowłoki  $p_{3/2}$  do orbitali  $p_{1/2}$  lub  $f_{5/2}$ . Obserwowana grupa wzbudzeń yrastowych  $7^+$ ,  $8_1^+$ ,  $8_2^+$ ,  $9^+$  i  $10^+$ , oddalona jest od  $6^+$  o ponad 2 MeV, a więc odległość energetyczna pomiędzy stanem jednocząstkowym  $p_{3/2}$  a orbitalami  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$  musi być znaczna. Analogiczna sytuacja ma miejsce w magicznym jądrze  $^{50}\text{Ti}$ , gdzie wysoka energia stanów yrastowych powyżej wzbudzenia  $[\pi(f_{7/2})^2]6^+$  jest wynikiem istnienia szczeliny energetycznej przy  $N=28$ .

Jądro  $^{53}\text{Ti}$ , oprócz dwóch protonów  $f_{7/2}$ , posiada trzy neutrony mogące znajdować się na orbitalach  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . Yrastowa struktura tego nuklidu przy niskich energiach zdominowana jest przez

stany, dla których główny wkład do funkcji falowej posiada konfiguracja  $\pi f_{7/2}^2 \nu p_{3/2}^3$ . Obliczenia GXPF1 przewidują sekwencję stanów multipletu  $\pi f_{7/2}^2 \nu p_{3/2}^3$  o spinach od  $3/2^-$  do maksymalnego sprzężenia  $15/2^-$ , przy energiach wzbudzenia od 0 (dla  $3/2^-$ ) do 3283 keV (dla  $15/2^-$ ) – rysunek 6.6. Zgodność układu poziomów teoretycznych i eksperymentalnych jest uderzająca i nie pozostawia praktycznie wątpliwości, co do identyfikacji struktury yrastowej pomiędzy  $3/2^-$  i  $15/2^-$ . Stany  $11/2^-$ ,  $9/2^-$  oraz  $7/2^-$  rozpadają się nie tylko poprzez przejście  $M1$  do sąsiednich wzbudzeń yrastowych o spinie  $J-1$  - wyraźna jest w tych przypadkach (a dla  $7/2^-$  wręcz dominująca) także gałąź  $E2$  do stanów  $J-2$ . Obliczenia GXPF1 przewidują dla rozważanych wzbudzeń  $11/2^-$ ,  $9/2^-$  i  $7/2^-$  stosunki in-



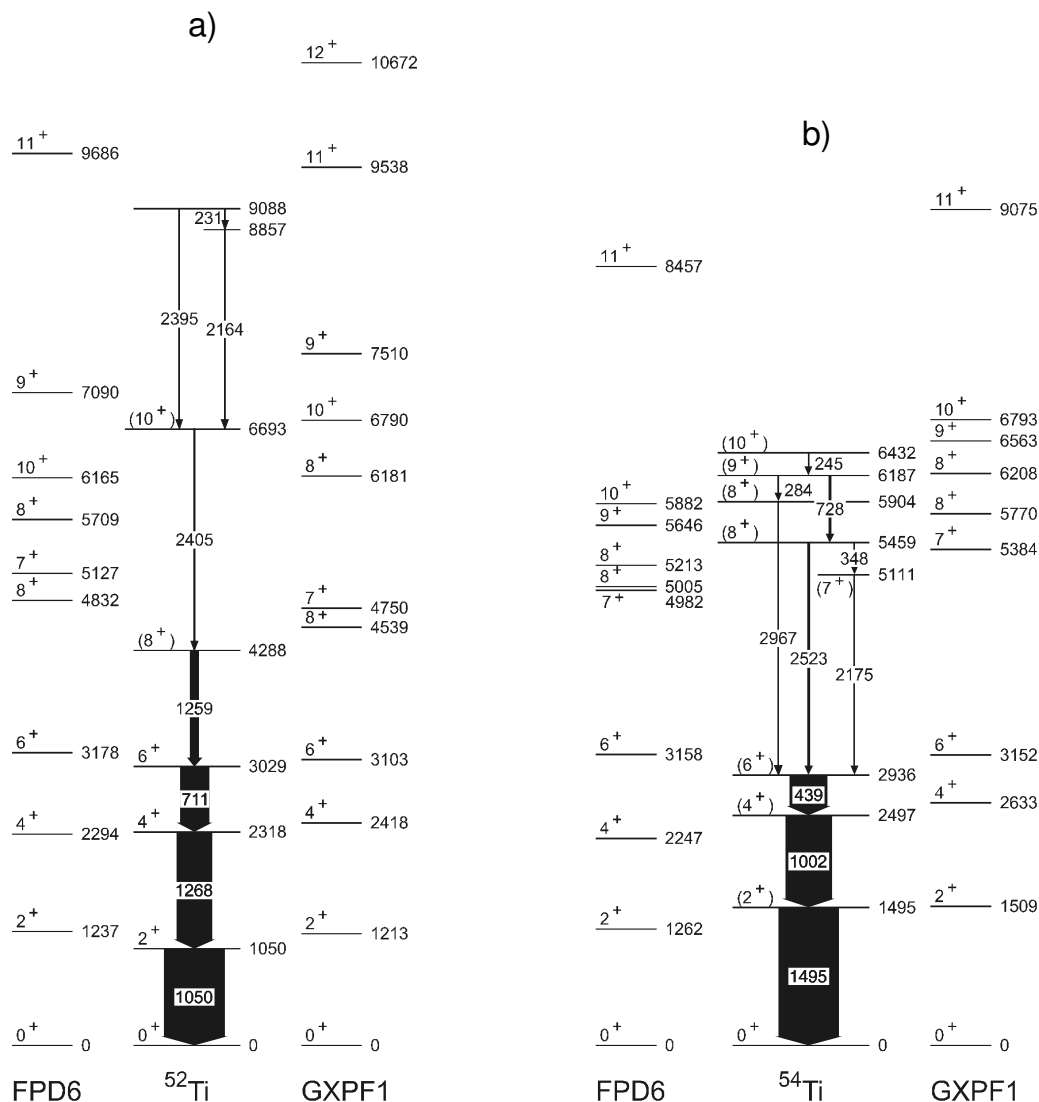
**Rys. 6.6.** Porównanie struktury wzbudzeń w jądrze  $^{53}\text{Ti}$  z wynikami obliczeń modelu powłokowego wykonanych z użyciem oddziaływań GXPF1.

tensywności rozgałęzień  $I(M1)/I(E2)$  odpowiednio 4.2, 6.0, 0.19, co nie jest odległe od wartości eksperymentalnych 7.8, 11.0, 0.22

Powyżej poziomu  $15/2^-$  stany o wyższych spinach muszą pochodzić od wzbudzeń dopuszczających przeniesienie neutronu na orbitale  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . I tak, teoretyczny stan  $17/2_1^-$  przy energii 4874 keV jest wynikiem sprzężenia  $\pi f_{7/2}^2 \nu p_{3/2}^2 p_{1/2}$ , natomiast wzbudzenia  $17/2_2^-$ ,  $19/2^-$  i  $21/2^-$ , obliczone odpowiednio przy energiach 5568, 6276 i 6268 keV, są zdominowane przez konfigurację  $\pi f_{7/2}^2 \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}$ . Dobra zgodność pomiędzy energiemi wzbudzenia stanów teoretycznych  $17/2_1^-$ ,  $17/2_2^-$ ,  $21/2^-$  oraz poziomów zlokalizowanych w eksperymencie przy 4802, 5729 i 6056 keV, a także charakter rozpadu tych stanów, są zgodne z przyjętą identyfikacją. Poziom umieszczony wstępnie przy energii 6630 keV nie należy prawdopodobnie do rozważanego multipletu.



Zidentyfikowane struktury yrastowe w  $^{52-54}\text{Ti}$  oraz ich interpretacja w świetle obliczeń modelu powłokowego wskazują jednoznacznie na zamknięcie podpowłoki  $p_{3/2}$  w neutrononadmiarowych jądrach z  $N=32$ . Wynik ten w pełnej rozciągłości potwierdza bardzo ważną rolę składnika spinizospin  $V_{\sigma\tau}$  potencjału nukleon-nukleon (sprzęgającego m. in. poziomy  $\pi f_{7/2}-\nu f_{5/2}$ ) w determinowaniu układu orbitali jednocząstkowych: na skutek zmniejszania się liczby protonów na orbitalu  $\pi f_{7/2}$



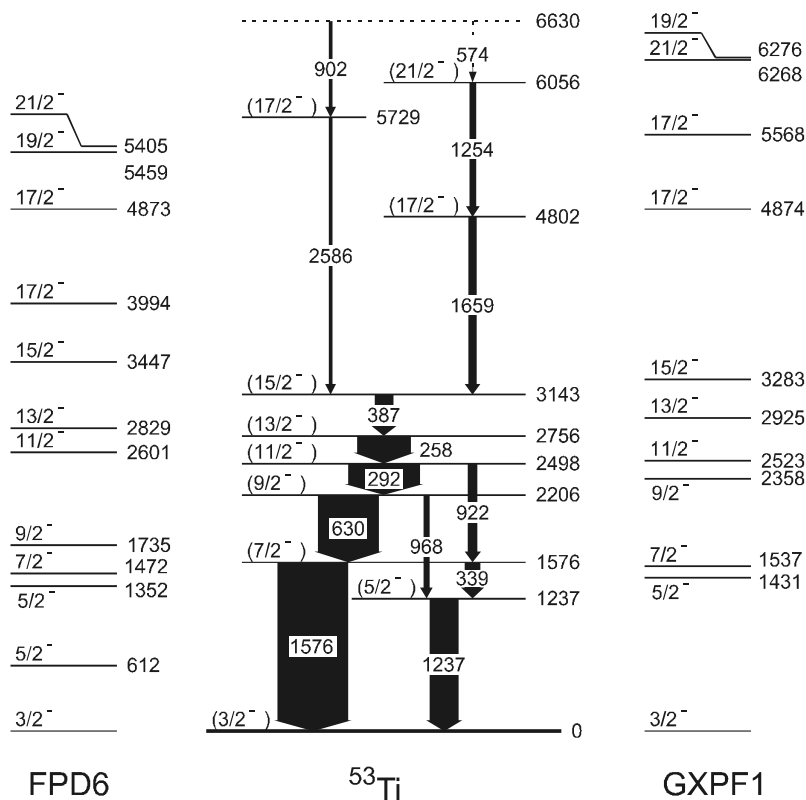
**Rys. 6.7.** Schematy wzbudzeń jąder  $^{52}\text{Ti}$  (a) oraz  $^{54}\text{Ti}$  (b) wraz z wynikami obliczeń modelu powłokowego otrzymanymi z użyciem oddziaływań FPD6 oraz GXPF1.

w miarę przechodzenia do jąder neutrononadmiarowych, sumaryczne ich oddziaływanie na ewentualny neutron  $\nu f_{5/2}$  maleje - poziom jednocząstkowy  $\nu f_{5/2}$  przesuwa się w stronę wyższych energii, powyżej  $\nu p_{1/2}$ , w wyniku czego pojawia się przerwa energetyczna pomiędzy  $p_{3/2}$  i  $p_{1/2}$ . Nasuwa się pytanie, czy orbital  $\nu f_{5/2}$  w jądrach z  $Z \approx 20$  oddali się także od stanu  $p_{1/2}$  na tyle, aby utworzyła się szczelina energetyczna przy  $N=34$ ? Okazuje się, że analiza struktury wzbudzeń zidentyfikowanych w  $^{53,54}\text{Ti}$  dostarcza pewnych informacji na temat położenia orbitali neutronowych  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$  przy  $Z=22$ .

### 6.2.5. Położenie neutronowych orbitali $p_{1/2}$ i $f_{5/2}$

Układ stanów yrastowych zidentyfikowanych w jądrach  $^{52,53,54}\text{Ti}$  zależy między innymi od efektywnych energii jednocząstkowych orbitali neutronowych  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $f_{5/2}$  i jako taki daje unikalną możliwość weryfikacji odległości energetycznych pomiędzy tymi orbitalami.

Dwa typy oddziaływań użytych w obliczeniach modelu powłokowego, FPD6 i GXPF1, różnią się położeniem neutronowego orbitalu  $f_{5/2}$  w neutrononadmiarowych jądrach z  $Z \leq 22$  i  $N \geq 30$ . Hamil-



**Rys. 6.8.** Porównanie struktury wzbudzeń w jądrze  $^{53}\text{Ti}$  z wynikami obliczeń modelu powłokowego otrzymanymi z użyciem oddziaływań FPD6 oraz GXPF1.

tonian GXPF1 charakteryzuje się stosunkowo dużą przerwą energetyczną, 4 MeV, pomiędzy stanami jednocząstkowymi  $f_{5/2}$  i  $p_{1/2}$ . W oddziaływaniu FPD6, natomiast, przerwa ta jest znacznie mniejsza i wynosi 2.58 MeV. Rysunki 6.7 i 6.8. przedstawiają schematy poziomów izotopów  $^{52}\text{Ti}$ ,  $^{53}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$  oraz wyniki obliczeń obu typów.

W  $^{54}\text{Ti}$  stany  $9^+$  i  $10^+$ , zdominowane przez sprzężenie protonowe  $6^+$  z konfiguracją neutronową  $\nu f_{7/2}^8 p_{3/2}^3 f_{5/2}$ , zależą oczywiście od wzajemnego położenia orbitali  $f_{5/2}$  i  $p_{3/2}$ . Obliczenia GXPF1 zawyżają energię tych stanów średnio o 370 keV, natomiast obliczenia FPD6 zaniżają je średnio o 545 keV. Innego typu testem na poprawność stosowanych oddziaływań jest porównanie średniej różnicy energii pomiędzy stanami ( $7^+$ ,  $8_1^+$ ) oraz ( $9^+$  i  $10^+$ ) – wielkość ta jest miernikiem odległości  $p_{1/2}$ - $f_{5/2}$ . Wartość eksperymentalna różnicy wynosi 1025 keV, wartość obliczona z zastosowaniem GXPF1 jest trochę wyższa: 1100 keV, a wynik teoretyczny dla FPD6 z kolei niższy: 770 keV. Moż-

liwość porównania dostarcza także wzajemny układ wzbudzeń  $7^+$ ,  $8_1^+$ ,  $8_2^+$ ,  $9^+$  i  $10^+$ , na który wpływa położenie orbitali  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . Oddziaływanie GXPF1 dość poprawnie odtwarza sekwencję odległości między tymi poziomami, podczas gdy w obliczeniach typu FPD6 szczególnie struktura  $7^+, 8_1^+, 8_2^+$  jest nazbyt „skompresowana”.

Analiza układu poziomów yrastowych w  $^{53}\text{Ti}$  prowadzi do podobnych wniosków. Energia stanu  $21/2^-$ , która zależy od odległości neutronowych orbitali  $p_{3/2}$  i  $f_{5/2}$ , jest zawyżana przez obliczenia GXPF1 o 212 keV, natomiast przewidywania z udziałem oddziaływania FPD6 zaniżają ją o 660 keV. Porównanie obrazujące jakość teoretycznego opisu wzbudzeń zawierających neutrony na orbitalu  $p_{1/2}$  oraz na  $f_{5/2}$  można przeprowadzić, analizując różnice energii pomiędzy poziomami  $21/2^-$  i  $17/2_1^-$ . Otrzymuje się 1394 keV dla GXPF1 oraz 1411 keV dla FPD6, co należy skonfrontować z wartością eksperymentalną 1254 keV.

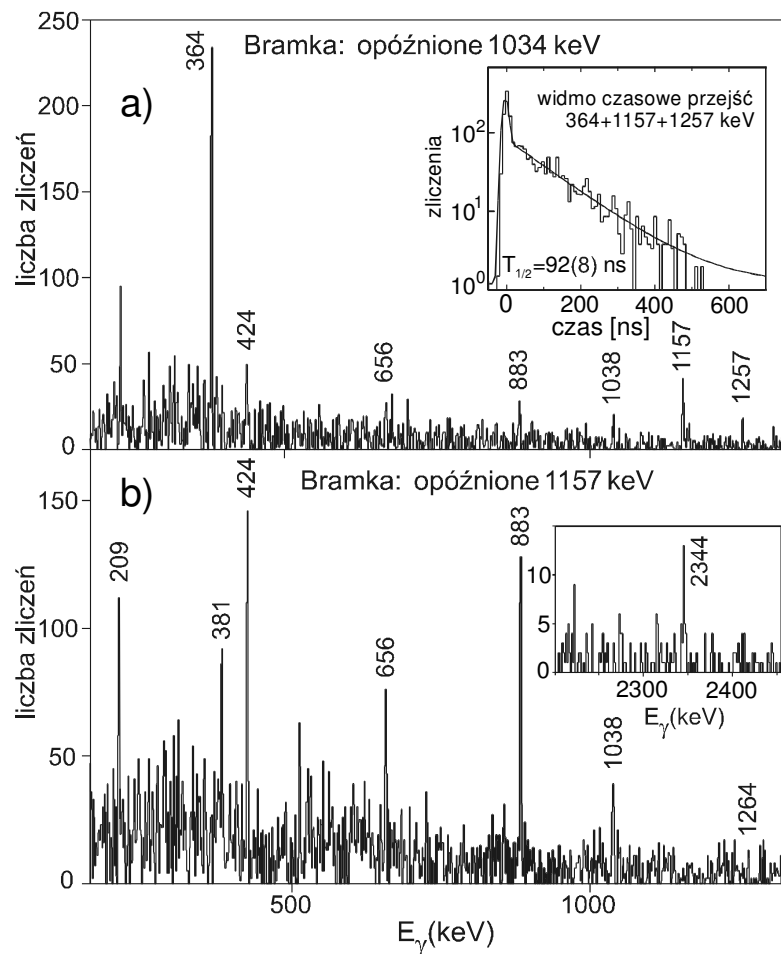
Podsumowując, obliczenia modelu powłokowego z zastosowaniem oddziaływań efektywnych GXPF1, jak i obliczenia z hamiltonianem FPD6, dość dobrze odtwarzają układ odkrytych poziomów wysokospinowych w jądrach  $^{52,53,54}\text{Ti}$ . Obserwowana jest stała tendencja do zaniżania energii struktur zawierających neutrony  $f_{5/2}$  przez obliczenia FPD6 oraz do ich zawyżania przez obliczenia GXPF1. Jest wysoce prawdopodobne, że przewidywania obu typów obliczeń, dotyczące położenia stanu  $2^+$  w jądrze  $^{56}\text{Ti}$  (rysunek 6.4), wyznaczają granice (odpowiednio dolną i górną), w których zawiera się energia pierwszego wzbudzenia w tym izotopie. Podobna sytuacja prawdopodobnie ma miejsce także w  $^{54}\text{Ca}$ . Przewidywane przez GXPF1 położenie stanu  $2^+$  przy energii powyżej 3 MeV może być zawyżone, a co za tym idzie, sugerowane przez te obliczenia zamknięcie podpowłoki przy  $N=34$  nie jest pewne. Dotarcie do nuklidu  $^{54}\text{Ca}$  nie będzie jednak łatwe, jądro to zostanie prawdopodobnie zbadane dopiero w eksperymentach nowej generacji z użyciem wiązek radioaktywnych.

## 7. WZBUDZENIA NUKLEONÓW WALENCYJNYCH ORAZ WZBUDZENIA RDZENIA W JĄDRACH $^{206}\text{Hg}$ , $^{208}\text{Bi}$ i $^{210}\text{Bi}$

### 7.1. Wyniki eksperymentalne

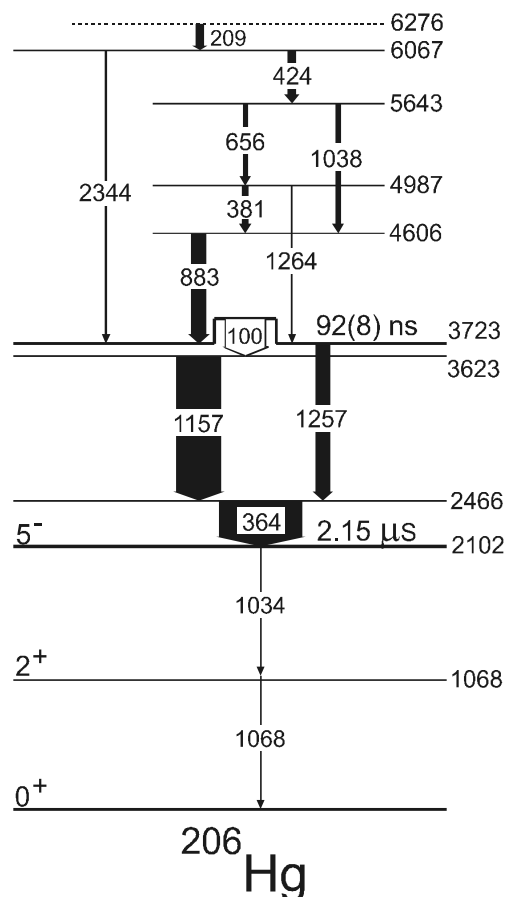
#### 7.1.1. $^{206}\text{Hg}$

Znany izomer  $5^-$  o czasie połowicznego zaniku  $T_{1/2}=2.16\ \mu\text{s}$ , rozpadający się poprzez kaskadę kwantów gamma 1034 keV ( $5^- \rightarrow 2^+$ ) i 1068 keV ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ), został użyty jako punkt wyjścia w poszukiwaniu przejść pomiędzy wyżej leżącymi stanami w jądrze  $^{206}\text{Hg}$ . Widma uzyskane poprzez nałożenie w macierzy  $E_\gamma(\text{natychmiastowe})-E_\gamma(\text{opóźnione})$  koincydencyjnego warunku na opóźnione linie 1034 oraz 1068 keV ukazały szereg nowych przejść (poprzedzających izomer) o energiach 364, 424, 656, 883, 1038, 1157 i 1257 keV. Przejścia te widoczne są na rysunku 7.1a dla bramki 1034 keV.



**Rys. 7.1.** Koincydencyjne widma promieniowania gamma z reakcji  $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$ . (a) widmo bramkowane opóźnionymi kwantami  $\gamma$  1034 keV emitowanymi podczas rozpadu izomeru  $5^-$  w  $^{206}\text{Hg}$ ; wstawka przedstawia widmo czasowe związane z liniami deekscytującymi nowy izomer o czasie półrozpadu  $T_{1/2}=92(8)\ \text{ns}$ . (b) widmo bramkowane opóźnioną linią 1157 keV, pochodzącą z rozpadu nowego izomeru.

Dalsza analiza wykazała, że 3 spośród nowo zidentyfikowanych kwantów gamma, o energiach 364, 1157, 1257 keV, są opóźnione w stosunku do pozostałych. Przejście 364 keV, posiadające najwyższą intensywność, zostało umiejscowione jako przejście bezpośrednio dochodzące do izomeru  $5^-$  z nowego poziomu 2466 keV. Przejścia 1157 i 1257 keV, z kolei, okazały się zasilać poziom 2466



**Rys. 7.2.** Schemat rozpadu jądra  $^{206}\text{Hg}$  zawierający zidentyfikowane w eksperymencie przejścia  $\gamma$  i stany jądrowe.

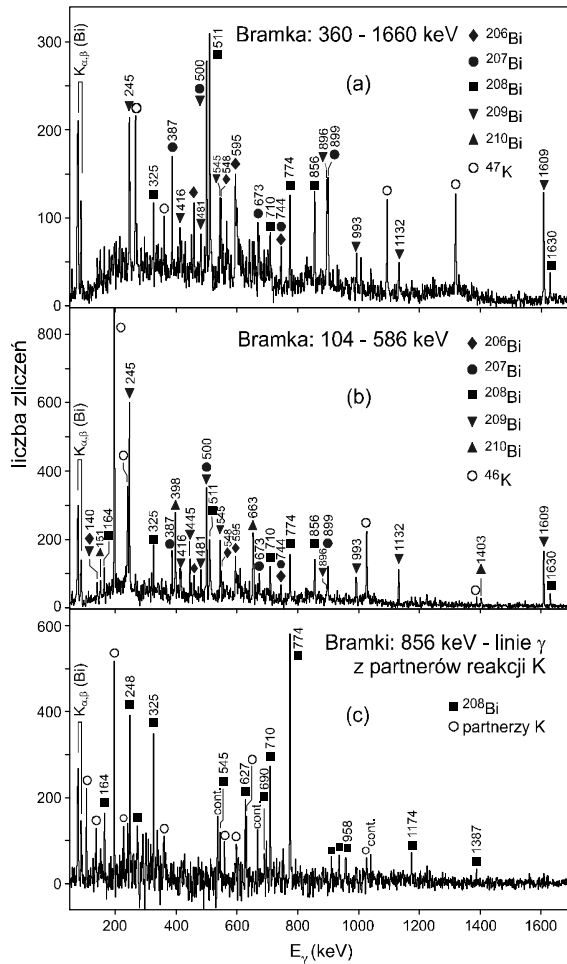
keV odpowiednio ze stanów przy energiach 3623 i 3723 keV (rys. 7.2). W widmach koincydencyjnych zidentyfikowano jedynie ślady przejścia o energii 100 keV łączącego stany 3723 i 3623 keV.

Badanie widm czasowych  $T_{\gamma\text{-RF}}$  dla linii 364, 1157 i 1257 keV (rys. 7.1a, wstawka) wskazywało na to, że linie te uczestniczą w rozpadzie izomeru o czasie połowicznego zaniku  $T_{1/2}=92(8)$  ns. Izomerem musiał być stan 3723 keV rozpadający się przez dwie gałęzie: 1257 keV oraz 100 keV. Analiza intensywności kwantów gamma 1157 i 1257 keV, emitowanych podczas deekscytacji izomeru, dostarczyła informacji o całkowitym natężeniu przejścia 100 keV względem linii 1257 keV:  $I(100)/I(1257)=3.2(3)$ .

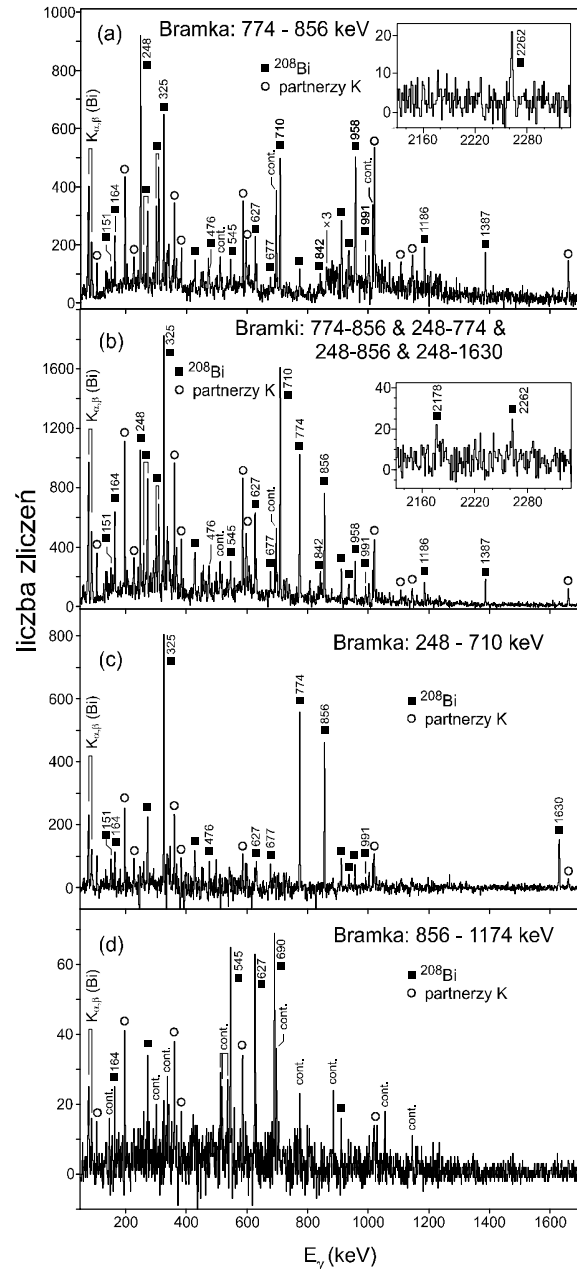
Kaskada kwantów gamma o energiach 883, 381, 656, 424 keV, wraz z przejściami równoległymi 1264 i 1038 keV, zidentyfikowana uprzednio jako poprzedzająca izomer  $5^-$ , okazała się zasilać nowo umiejscowiony stan izomeryczny 3723 keV. Innym ciekawym odkryciem jest wysokoenergetyczna linia 2344 keV, także bezpośrednio dochodząca do nowego izomeru z poziomu 6067 keV. Schemat poziomów  $^{206}\text{Hg}$ , zawierający ułożone w eksperymencie stany, pokazany jest na rysunku 7.2.

7.1.2.  $^{208}\text{Bi}$ 

W jądrze  $^{208}\text{Bi}$  najwyższym znanym wzbudzeniem yrastowym był wspomniany wcześniej (podrozdział 3.2.2) stan  $J^\pi=11^-$ , będący wynikiem maksymalnego sprzężenia  $\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ . Zlokali-



**Rys. 7.3.** Koincydencyjne widma gamma z reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ : (a), (b) podwójne bramki na wybranych liniach w jądrach partnerów reakcji  $^{47}\text{K}$  i  $^{46}\text{K}$ ; (c) suma podwójnych bramek na linii 856 keV z  $^{208}\text{Bi}$  i wybranych przejściach z  $^{46}\text{K}$  i  $^{47}\text{K}$ .



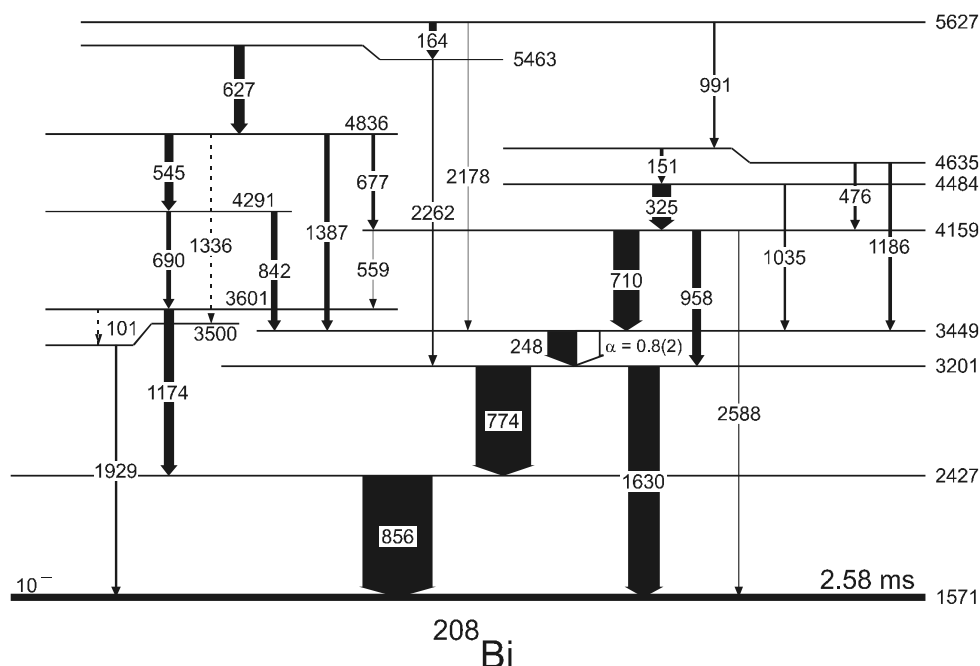
**Rys. 7.4.** Koincydencyjne widma gamma z reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  bramkowane zaznaczonymi parami przejść w jądrze  $^{208}\text{Bi}$ .

zowano go  $856\pm 3$  keV powyżej milisekundowego izomeru  $10^-$  położonego przy 1571 keV. Stan ten powinien rozpaść się do izomeru poprzez przejście  $M1$ .

W celu identyfikacji kwantu gamma z rozpadu

$11^- \rightarrow 10^-$ , poddane zostały analizie widma koincydencyjne bramkowane parami znanych przejść w izotopach potasu z  $A=44-47$ , które są najsilniejszymi partnerami dla  $^{208}\text{Bi}$  w badanej reakcji. Rysunki 7.3a i 7.3b ilustrują widma koincydencyjne z kwantami gamma odpowiednio z  $^{47}\text{K}$  i  $^{46}\text{K}$ . Pojawia-

jąca się systematycznie we wszystkich widmach linia 856.7 keV została uznana za odpowiadającą poszukiwanemu przejściu  $11^- \rightarrow 10^-$  w  $^{208}\text{Bi}$ . Widmo bramkowane kwantami gamma 856 keV oraz silnymi liniami z partnerów (izotopów potasu), które pokazane jest na rysunku 7.3c, ukazało szereg



**Rys. 7.5.** Częstkowy schemat rozpadu jądra  $^{208}\text{Bi}$  zawierający zidentyfikowane w eksperymencie przejścia  $\gamma$  i stany jądrowe.

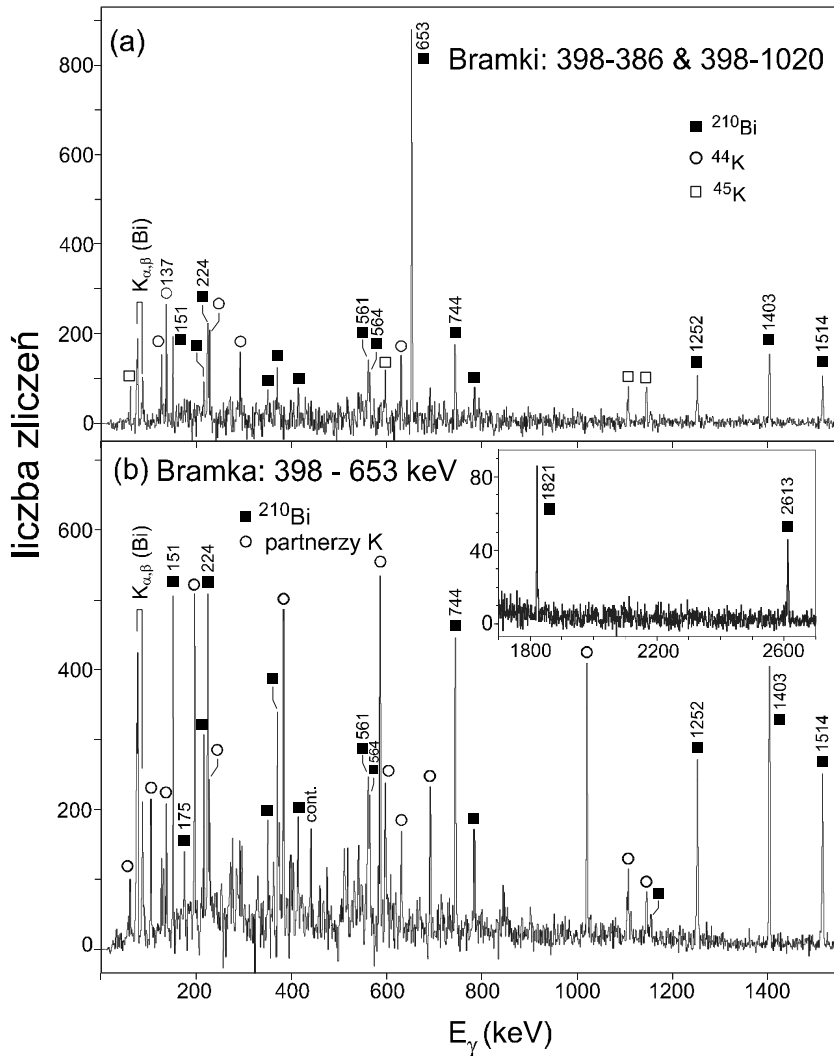
nowych kwantów gamma niewątpliwie należących do  $^{208}\text{Bi}$ . W szczególności silne przejścia o energiach 774, 248, 710, 325, z przejściem równoległym 958 keV, tworzą kaskadę schodzącą do stanu  $11^-$ . Dalsza inspekcja widm koincydencyjnych z nowo odkrytymi kwantami gamma, przykłady których przedstawia rysunek 7.4, pozwoliła zidentyfikować należące do wspomnianej kaskady przejście 151 keV oraz szereg przejść równoległych: 1630, 1035, 476, i 1186 keV. Informacje te były wystarczające do jednoznacznego zlokalizowania poziomów przy energiach 3201, 3449, 4159, 4484 i 4635 keV – pokazuje je schemat na rysunku 7.5.

Analiza intensywności linii 248, 774, 856 i 1630 keV, w koincydencji z przejściami dochodzącymi do poziomu 3449 keV, umożliwiła wyznaczenie całkowitego współczynnika konwersji dla przejścia 248 keV:  $\alpha_{tot}=0.8(2)$ . Współczynnik ten świadczy jednoznacznie o multipolowości  $M1$  przejścia 248 keV.

Badanie widm koincydencyjnych z warunkami na energii 856 keV oraz liniach w partnerach reakcji (rysunek 7.3c) pozwoliło zidentyfikować drugą kaskadę kwantów gamma o energiach 1174, 690, 545, 627 i 164 keV dochodzącą do stanu  $11^-$ . Linie te widoczne są w widmie bramkowanym parą kwantów 856 i 1174 keV – rysunek 7.4d. Pewną trudność stanowiło jednak ustalenie kolejności przejść w kaskadzie. Z pomocą przyszło znalezienie połączeń nowej struktury z wcześniej zlokalizowanymi poziomami – stanowiły je linie 842, 1387, 677, 2262, 991 i 2178 keV. W wyniku ustalone zostały nowe poziomy przy energiach 3601, 4291, 4836, 5463 i 5627 keV. Schemat rozpadu jądra  $^{208}\text{Bi}$ , utworzony na podstawie omówionych wyników, przedstawia rysunek 7.5.

W widmach koincydencyjnych znalezione zostały także inne przejścia gamma, które z pewnością należą do  $^{208}\text{Bi}$  i zachodzą powyżej zidentyfikowanych struktur, niemniej jednak nie udało się umieścić ich w schemacie rozpadu.

### 7.1.3. $^{210}\text{Bi}$

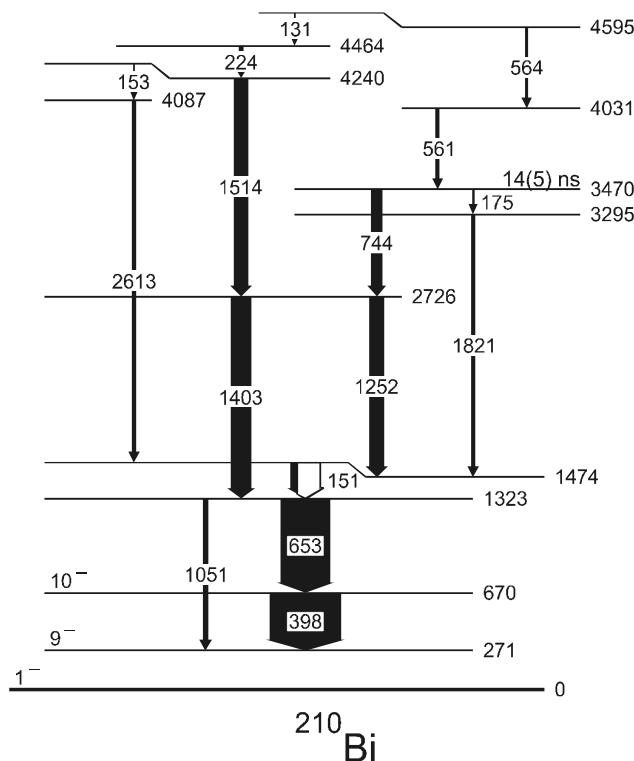


**Rys. 7.6.** Koincydencyjne widma promieniowania gamma z reakcji  $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$  bramkowane: (a) wybranymi parami przejść z  $^{210}\text{Bi}$  oraz partnerów reakcji  $^{44}\text{K}$  i  $^{45}\text{K}$ ; (b) parą przejść z  $^{210}\text{Bi}$ .

Koincydencje z przejściami gamma w izotopach potasu  $^{43-46}\text{K}$ , których przykładowe widma ilustruje rysunek 7.3, ujawniły, oprócz przejść w  $^{208}\text{Bi}$ , także kwanty gamma emitowane z innych izotopów Bi. Na szczególną uwagę zasługiwało jądro  $^{210}\text{Bi}$ , które różniło się od  $^{208}\text{Bi}$  obecnością jednego walencyjnego neutronu zamiast jednej dziury neutronowej. W strukturze yrastowej tego jądra, jak dyskutowano w podrozdziale 3.2.3, znane było jedynie przejście gamma 398 keV zachodzące pomiędzy nisko leżącymi stanami yrastowymi  $10^-$  i  $9^-$ . Widma wygenerowane z macierzy  $\gamma\gamma$  poprzez bramkowanie na linii 398 keV i na przejściach w jądrach partnerów, izotopach potasu z  $A=43-46$ , ukazały szereg nowych kwantów gamma o energiach 151, 224, 653, 744, 1252, 1403,



1514 keV niewątpliwie pochodzących z  $^{210}\text{Bi}$ . Rysunek 7.6a ilustruje przykładowe widmo bramkowane linią 398 keV oraz najsilniejszymi przejściami w  $^{44,45}\text{K}$ . Analiza zależności koincydencyjnych oraz intensywności nowych linii pozwoliła ustalić, że przejścia 398, 653, 151, 1252 keV tworzą kaskadę, w skład której wchodzi także kwant gamma 1403 keV odpowiadający przejściu równole-



**Rys. 7.7.** Częstkowy schemat rozpadu jądra  $^{210}\text{Bi}$  zawierający zidentyfikowane w eksperymencie przejścia  $\gamma$  i stany jądrowe.

głemu do 151 i 1252 keV. Opisana struktura linii ustala położenie poziomów przy 1323, 1474 i 2726 keV, co obrazuje rysunek 7.7. Nie ma praktycznie wątpliwości, że zaobserwowane wzbudzenia są tożsame ze stanami yrastowymi  $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$ , zidentyfikowanymi w badaniach ( $\alpha, d$ ) (referencje Dae77 i Dae81 oraz dyskusja w paragrafie 3.2.3) przy energiach 1316(3), 1469(3) i 2733(5) keV. Ulokowanie w schemacie rozpadu pozostałych przejść: 224, 744, 1514 keV, w oparciu o ich koincydencyjne relacje, było stosunkowo łatwe. Kwanty gamma 224 i 1514 keV tworzą kaskadę zasilającą stan 2726 keV i schodzącą z poziomów 4240 i 4464 keV. Do kaskady tej należy także linia 131 keV uwidoczniła podczas bramkowania na przejściach 1514 i 224 – rozładowuje ona poziom 4595 keV. Linia 744 keV, z kolei, okazała się pozostawać w relacji koincydencyjnej jedynie z przejściami 1252, 1403, 151, 653, 398 keV. Dodatkowo ustalono, że kwant gamma 744 keV, a w wyniku także cała kaskada 1252, 151, 653 i 398 keV wraz z przejściem równoległym 1403 keV, są opóźnione w stosunku do natychmiastowych przejść w jądrach partnerów  $^{43-46}\text{K}$ . Dalsza analiza doprowadziła do zidentyfikowania drugiej gałęzi opóźnionych przejść: 175, 1821, będących w koincydencji z kwantami gamma 151, 653 i 398 keV. Odkrycie to umożliwiło zlokalizowanie przy energii 3470 keV stanu izomerycznego, rozpadającego się przez emisję kwantów gamma 744 keV oraz 175 keV. Widma gamma, uzyskane z macierzy  $E_\gamma(\text{natychmiastowe})-E_\gamma(\text{opóźnione})$  przez bramkowanie przejściami uczestniczącymi w rozpadzie izomeru 3470 keV, ujawniły kaskadę dwóch kwantów 561 i 564 keV łączącą wcześniej zidentyfikowany poziom 4595 keV z izomerem. Badanie

zależności czasowych  $T_{\gamma\gamma}$  pomiędzy przejściami kaskady 561 i 564 keV a liniami obecnymi w rozpadzie izomeru pozwoliło na oszacowanie czasu połowicznego rozpadu izomeru 3470 keV:  $T_{1/2}=14(5)$  ns, a analiza intensywności kwantów gamma 175 keV i 1821 keV w widmie bramkowanym na liniach 561 i 564 keV umożliwiła ocenę całkowitego współczynnika konwersji dla przejścia 175 keV:  $\alpha_{\text{tot}} = 0.9^{+0.9}_{-0.6}$ .

Innym ciekawym wynikiem jest identyfikacja przejścia o energii 2613 keV, prawdopodobnie zasilającego poziom 1474 keV (występuje jedynie w koincydencji z kaskadą 151, 653, 398 keV), a więc definiującego stan wzbudzony przy energii 4087 keV.

## 7.2. Obliczenia modelu powłokowego w okolicy $^{208}\text{Pb}$

W nuklidach z okolicy  $^{208}\text{Pb}$  uzyskanie pełnego opisu stanów jądrowych, wynikających ze wzbudzeń nukleonów walencyjnych oraz ze wzbudzeń wymagających przeniesienia nukleonów do wyższych powłok, wymaga użycia przestrzeni konfiguracyjnej rozciągającej się pomiędzy liczbami magicznymi 50 i 126 dla protonów oraz 82 i 184 dla neutronów. Przyjmując podwójnie magiczne jądro  $^{208}\text{Pb}$  jako punkt odniesienia, przestrzeń ta zawiera 5 orbitali protonowych i 6 orbitali neutronowych poniżej przerw energetycznych  $Z=82$  i  $N=126$  (nukleony na nich leżące pełnią rolę dziur) oraz 6 orbitali protonowych i 7 neutronowych powyżej tych przerw (orbitale cząstkowe) – rysunek 3.3.

W 1971 r. Kuo i Herling obliczyli elementy macierzowe oddziaływań resztkowych dla walencyjnych nukleonów (cząstek lub dziur) w przestrzeni jednocząstkowych orbitali wokół szczelin energetycznych przy  $Z=82$  i  $N=126$ , przyjmując za punkt wyjścia potencjał oddziaływania nukleon-nukleon oraz zakładając nienaruszalność rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  [Kuo71]. W miarę napływu danych eksperymentalnych oddziaływania te podlegały kolejnym modyfikacjom. Dla nukleonów znajdujących się na orbitalach „powyżej” zamkniętego rdzenia, traktowanych w formalizmie cząstkowo-dziurowym jako cząstki, przyjęło się używać elementów macierzowych znalezionych przez Warburton’a i Brown’a [War91]. Oddziaływania pomiędzy dziurami, z kolei, (orbitale „poniżej” rdzenia) opisywane są przy pomocy oryginalnych oddziaływań Kuo-Herling’a z uwzględnieniem poprawek wprowadzonych przez Rydstroem’a, Blomqvist’a i innych [Ryd90] dla układów dziurowych proton-proton i proton-neutron oraz przez McGroory i Kuo [Gro75] dla multipletów dziurowych neutron-neutron. Obliczenia układu stanów jądrowych z zastosowaniem oddziaływań resztkowych Kuo i Herling’a oraz ich wspomnianych modyfikacji, odtworzyły dane eksperymentalne dotyczące wzbudzeń nukleonów walencyjnych w jądrach z sąsiedztwa  $^{208}\text{Pb}$  w stopniu wysoce zadawalającym.

Żadne ze wspomnianych podejść teoretycznych nie rozważało oddziaływań pomiędzy cząstkami i dziurami powstającymi w wyniku wzbudzenia rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ . Znacznego postępu na tym polu dokonał B. A. Brown. Korzystając z potencjału  $n-n$  H7B [Ham62] oraz stosując procedurę Kuo-Brown’a [Kuo66], obliczył on realistyczne oddziaływania efektywne w całej przestrzeni zawartej pomiędzy liczbami magicznymi  $Z=50$  i  $N=82$  oraz  $Z=126$  i  $N=184$  [Brw00]. Oddziaływania te w naturalny sposób zawierają elementy macierzowe dla układów cząstka-dziura względem rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  i to one zostały użyte w obliczeniach, których wyniki prezentowane są w następnych rozdzia-

łach. Nieznacznym modyfikacjom poddano jedynie diagonalne elementy macierzowe konfiguracji proton (cząstka) – neutron (dziura) w taki sposób, aby obliczenia poprawnie opisywały znane wzbudzenia cząstkowo-dziurowe w jądrze  $^{208}\text{Bi}$ . W szczególności żądana była zgodność teoretycznych i eksperymentalnych energii stanów  $10^-$  i  $11^-$  wynikających ze sprzężeń  $(\pi h_{9/2} \nu_{13/2}^{-1})$  oraz stanu  $(\pi h_{9/2} \nu_{13/2}^{-1})13^+$ , zidentyfikowanego przy 3449 keV (patrz podrozdz. 7.3.2). Następnym podstawowym składnikiem modelu powłokowego jądra, energie orbitali jednocząstkowych dla rozważanej przestrzeni konfiguracyjnej, zostały wzięte z eksperymentu – ich wartości względem energii stanu podstawowego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  ilustruje rysunek 3.3.

Równoległe z opracowaniem oddziaływań dwuciałowych w szerokiej przestrzeni stanów jednocząstkowych rozwinięte zostały techniki obliczeniowe, pozwalające na prowadzenie rachunków z uwzględnieniem dużej przestrzeni konfiguracyjnej oraz kilku aktywnych nukleonów. Szczególnie użyteczny okazał się pod tym względem program komputerowy OXBASH opracowany pod kierownictwem B.A. Brown'a [Brw85].

Jednym ze spektakularnych sukcesów teorii z zastosowaniem nowych elementów macierzowych oraz dużej przestrzeni konfiguracyjnej był wynik dotyczący pierwszego stanu wzbudzonego w  $^{208}\text{Pb}$ . Pierwszy poziom wzbudzony w  $^{208}\text{Pb}$  jest dobrze znanym „kolektywnym” wzbudzeniem oktopolowym o energii 2615 keV. Obliczenia, dopuszczające wszystkie możliwe konfiguracje cząstka-dziura ( $1p-1h$ ) względem rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  w ramach przyjętej przestrzeni orbitali, odtworzyły nadspodziewanie dobrze to wzbudzenie – umieściły stan  $3^-$  jako najniższy poziom w  $^{208}\text{Pb}$  przy energii 2460 keV [Rej98T]. Kolektywność stanu  $3^-$  przejawia się w tym, że jego funkcja falowa skonstruowana jest z dużej liczby składowych typu  $1p-1h$ , których najwyższe amplitudy nie przekraczają paru procent.

## 7.3. Dyskusja

### 7.3.1. Stany $2h$ i $1p-3h$ w $^{206}\text{Hg}$

W jądrze  $^{206}\text{Hg}$  powyżej znanego stanu izomerycznego  $(\pi s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})5^-$  (rozdział 3.2.1) obliczenia, z zastosowaniem wspomnianych wcześniej oddziaływań dla dziur protonowych (opracowanych przez Rydstroema'a i innych [Ryd90]), przewidują trzy stany yrastowe wynikające ze sprzężeń dwóch dziur protonowych znajdujących się na orbitalach  $d_{3/2}$  i  $h_{11/2}$ :  $(\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})7^-$ ,  $(\pi h_{11/2}^{-2})8^+$  i  $(\pi h_{11/2}^{-2})10^+$  przy energiach odpowiednio 2360, 3620 i 3657 (patrz tabela 7.1). Należy zauważyć, że składnik multipletu  $\pi s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$  o najwyższym spinie, stan  $6^-$ , obliczenia umiejscawiają powyżej  $7^-$ , w związku z czym nie jest on stanem yrastowym.

Biorąc pod uwagę niewielką liczbę możliwych yrastowych konfiguracji dwóch dziur protonowych powyżej izomeru  $5^-$ , można spróbować przyporządkować teoretycznym stanom  $7^-$ ,  $8^+$  i  $10^+$  poziomy zlokalizowane w eksperymencie przy energiach odpowiednio 2466, 3623 i 3723 keV (rys. 7.8). Identyfikacja ta znajduje całkowite potwierdzenie, jeżeli podda się analizie charakter rozpadu

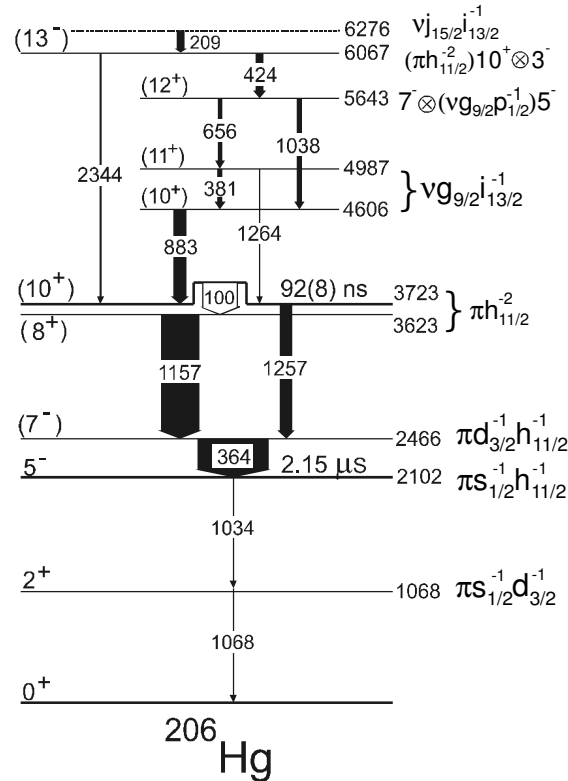
dyskutowanych poziomów. Stan przy 3723 keV jest izomerem o czasie połowicznego zaniku  $T_{1/2}=92(8)$  ns, rozpadającym się do poziomów 3623 i 2466 keV poprzez odpowiednio dwie gałęzie 100 keV i 1257 keV o stosunku intensywności  $I(100)/I(1257)=3.2(3)$ . Interpretacja stanów 3623 i 3723 keV jako wzbudzeń  $8^+$  i  $10^+$  multipletu  $\pi h_{11/2}^{-2}$  implikuje multipolowość  $E2$  dla przejścia 100 keV. Pozostaje to w zgodzie z obserwacją jedynie śladów linii gamma o energii 100 keV w widmach koincydencyjnych z kwantami gamma 1157 keV i 364 keV, jako że całkowity współczynnik konwersji dla przejścia  $E2$  o tej energii jest wysoki:  $\alpha_{\text{tot}}(E2, 100 \text{ keV})=5.66$ . Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia  $E2$  z  $10^+$  do  $8^+$  można obliczyć na podstawie danych eksperymentalnych:  $T_{1/2}(10^+)=92(8)$  ns, stosunku intensywności  $I(100 \text{ keV})/I(1257 \text{ keV})=3.2(3)$  oraz stosując współczynnik konwersji  $\alpha_{\text{tot}}(E2, 100 \text{ keV})=5.66$ . Otrzymuje się  $B(E2, 10^+ \rightarrow 8^+) = 70(7) e^2 \text{fm}^4$ .

**TABELA 7.1.** Stany yrastowe i okołoyrastowe z  $J \leq 13$  w jądrze  $^{206}\text{Hg}$ . Wartości spinów i parzystości, główne konfiguracje oraz obliczone energie stanów zamieszczone są w trzech pierwszych kolumnach. Kolumna czwarta zawiera energie zidentyfikowanych poziomów jądrowych (błędy są mniejsze od 1 keV). W sytuacji, gdy dany stan jądrowy obserwowany był we wcześniejszych badaniach, w kolumnie piątej przedstawiona jest zmierzona wówczas energia oraz odnośnik do odpowiedniej pozycji literaturowej.

$J^\pi$	główna konfiguracja	energia obliczona [keV]	energia eksperym. [keV]	prace wcześniejsze
$2_1^+$	$\pi s_{1/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}$	1068	1068	1068 [NDS206]
$5_1^-$	$\pi s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$	2100	2102	2102 [NDS206]
$7_1^-$	$\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$	2360	2466	
$6_1^-$	$\pi s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$	2493		
$8_1^+$	$\pi h_{11/2}^{-2}$	3620	3623	
$10_1^+$	$\pi h_{11/2}^{-2}$	3657	3723	
$10_2^+$	$\pi s_{1/2}^{-2} \nu g_{9/2} i_{13/2}^{-1}$	4649	4606	
$10_3^+$	$\pi s_{1/2}^{-2} \nu j_{15/2} f_{5/2}^{-1}$	4746		
$11_1^+$	$\pi s_{1/2}^{-2} \nu g_{9/2} i_{13/2}^{-1}$	5046	4987	
$11_2^+$	$\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1}$	5282		
$12_1^+$	$\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1}$	5498	5643	
$13_1^+$	$\pi s_{1/2}^{-1} d_{3/2}^{-1} \nu g_{9/2} i_{13/2}^{-1}$	5988		
$13_2^+$	$\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1} \nu g_{9/2} f_{5/2}^{-1}$	6039		
$13_1^-$	$\pi s_{1/2}^{-2} \nu j_{15/2} i_{13/2}^{-1}$	6064		
$13_2^-$	$(\pi h_{11/2}^{-2}) \times 3^-$	6211	6067	

Obecność przejścia 1257 keV dostarcza kolejnego argumentu za przyjętym scenariuszem oznaczeń spinów i parzystości. Ponieważ głównymi konfiguracjami w stanach  $10^+$  i  $7^-$  są odpowiednio  $\pi h_{11/2}^{-2}$  i  $\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$ , gałąź rozpadu  $10^+ \rightarrow 7^-$  o energii 1257 keV występuje dzięki domiesz-

ce konfiguracji  $\pi d_{5/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$  w stanie  $7^-$  - domieszka ta umożliwi rozpad  $E3$  o charakterze dozwolonego przejścia  $h_{11/2}^{-1} \rightarrow d_{5/2}^{-1}$ . Obliczenia modelu powłokowego przewidują dla składowej  $\pi d_{5/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$  w stanie  $7^-$  amplitudę zmieszania o wartości 0.13 (czyli prawdopodobieństwo  $(0.13)^2$ ). Zredukowane prawdopodobieństwo  $B(E3, h_{11/2}^{-1} \rightarrow d_{5/2}^{-1})$  można przybliżyć wartością 26 W.u., znaną z eksperymentu dla analogicznego dozwolonego przejścia  $\nu j_{15/2}^{-1} \rightarrow \nu j_{9/2}^{-1}$  [Rej00]. Po uwzględ-



**Rys. 7.8.** Schemat rozpadu jądra  $^{206}\text{Hg}$  wraz z proponowanymi identyfikacjami spinów-parzystości oraz głównych konfiguracji.

nieniu geometrycznych czynników sprzężenia otrzymuje się  $B(E3, 10^+ \rightarrow 7^-) = 0.4$  W.u.. Wynik ten pozostaje w dobrej zgodności z wartością eksperymentalną 0.26(3) W.u., obliczoną na podstawie znajomości czasu połowicznego rozpadu izomeru  $10^+$  oraz stosunku intensywności rozgałęzienia przejść  $I(E2, 100 \text{ keV})/I(E3, 1257 \text{ keV})$ .

Stany yrastowe leżące powyżej izomeru  $10^+$  muszą zawierać konfiguracje wynikające z przeniesienia neutronów z zamkniętych powłok rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  do wyższych orbitali. W tabeli 7.1 znajduje się lista stanów yrastowych i okołoyrastowych obliczonych dla  $^{206}\text{Hg}$  z uwzględnieniem konfiguracji  $1p-3h$ . Uzyskanie odpowiednio wysokiego spinu przy niezbyt wysokiej energii wzbudzenia gwarantują przede wszystkim wzbudzenia rdzenia  $\nu g_{9/2} i_{13/2}^{-1}$ . Stany  $10^+$  i  $11^+$ , posiadające tę konfigurację (przy jednoczesnym sprzęganiu się dziur protonowych do  $J=0$ ), są przewidywane przez obliczenia modelu powłokowego przy energiach 4649 i 5046 keV. Wzbudzenia ulokowane w eksperymencie przy 4606 i 4987 keV z dużym prawdopodobieństwem odpowiadają tym właśnie stanom, jako że charakter ich rozpadu gamma jest w pełni zgodny z proponowaną interpretacją (rys. 7.8).

Kolejny stan yrastowy przewidziany przez obliczenia posiada  $J^\pi = 12^+$  i energię 5498 keV. W jego funkcji falowej dominuje konfiguracja  $\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1}$ . Stan ten można również rozważać jako sprzężenie wzbudzeń:  $(\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}) 7^-$  w  $^{206}\text{Hg}$  o energii 2466 keV oraz  $(\nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1}) 5^-$  w  $^{208}\text{Pb}$  o

energii 3198 keV. Przy założeniu słabego sprzężenia energię stanu  $[(\pi d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}) 7^- \times (v g_{9/2} p_{1/2}^{-1}) 5^-] 12^+$  można oszacować jako sumę  $2466 + 3198 = 5664$  keV. Zidentyfikowany w eksperymencie poziom 5643 keV jest doskonałym kandydatem na diskutowane wzbudzenie  $J^\pi = 12^+$ . Rozpad poprzez dwa przejścia 656 keV i 1038 keV o porównywalnej intensywności, które miałyby charakter  $M1$  i  $E2$ , jest całkowicie zgodny z proponowaną identyfikacją.

Poziom zlokalizowany przy energii 6067 keV rozpada się poprzez dwie gałęzie: przejście 424 keV do stanu  $J^\pi = 12^+$  oraz przejście 2344 keV do izomeru  $10^+$ . Zakładając, że rozważany stan jest stanem yrastowym, o czym świadczy duża intensywność jego zasilania, najbardziej naturalne wydaje się przypisanie temu wzbudzeniu spinu-parzystości  $J^\pi = 13^-$ .

Obliczenia przewidują dwa stany  $13^-$  w pobliżu energii wzbudzenia 6 MeV. Pierwszy z nich, o energii 6064 keV, zdominowany jest przez konfigurację  $v j_{15/2} i_{13/2}^{-1}$ , drugi natomiast, umiejscowiony przy 6211 keV, posiada funkcję falową o bardzo rozdrobionej strukturze – poszczególne składowe tej funkcji odpowiadają kolejnym składowym oktupolowego wzbudzenia rdzenia  $3^-$  sprzężonym z konfiguracją  $(\pi h_{11/2}^{-2}) 10^+$ . W rezultacie teoretyczny stan 6211 keV można traktować jako wzbudzenie typu  $(\pi h_{11/2}^{-2}) 10^+ \times 3^-$ .

Obecność przejścia  $E3$  o energii 2344 keV, równoległego do gałęzi  $E1$  (424 keV), wskazuje na to, że stan  $13^-$ , zlokalizowany przy 6067 keV, posiada strukturę  $(\pi h_{11/2}^{-2}) 10^+ \times 3^-$ . Konkurencja  $E3/E1$  jest możliwa dzięki wysokiej wartości zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia oktupolowego  $E3$ , które determinuje prawdopodobieństwo rozpadu  $13^- \rightarrow 10^+$ . Prawdopodobieństwo to może nawet przekraczać 50 W.u. dla jąder z okolic  $^{208}\text{Pb}$  [Pol86].

Rysunek 7.8 przedstawia schemat rozpadu  $^{206}\text{Hg}$  wraz z proponowanymi identyfikacjami. Schemat ten został zaprezentowany również w pracy For01.

Obliczona na gruncie modelu powłokowego wartość energii wzbudzenia  $10^+ \times 3^-$  jest wyższa o 144 keV od wartości eksperymentalnej. Podobne zawyżenie obliczonych wartości energii stanów zawierających wzbudzenie oktupolowe  $3^-$  jest obserwowane także w innych przypadkach (niektóre z nich diskutowane będą w następnych podrozdziałach). Jako przykład niech służy stan  $17^+$  przy energii 9062 keV w  $^{208}\text{Pb}$ , odpowiadający wzbudzeniu oktupolowemu zbudowanemu na stanie  $(v j_{15/2} i_{13/2}^{-1}) 14^-$  - różnica pomiędzy energią teoretyczną i eksperymentalną wynosi tutaj 205 keV [Rej98T].

Stan  $[(\pi h_{11/2}^{-2}) 10^+ \times 3^-] 13^-$  w  $^{206}\text{Hg}$  może być alternatywnie badany przez teorię opisującą sprzężenia kolektywnych wzbudzeń oktupolowych z konfiguracjami walencyjnych cząstek lub dziur [Boh63, Rej00]. Podejście to nie będzie tutaj szerzej omawiane - przytoczone zostaną jedynie jego przewidywania dostarczające dodatkowych argumentów za dokonanymi identyfikacjami. Teoria wzbudzeń oktupolowo-jednocząstkowych pozwala na obliczenie energii sprzężenia  $[(\pi h_{11/2}^{-2}) 10^+ \times 3^-] 13^-$  na podstawie znajomości położenia stanu  $(\pi h_{11/2}^{-2}) 10^+$  oraz „przesunięcia” energii wzbudzenia oktupolowego zbudowanego na jednocząstkowym stanie  $\pi h_{11/2}^{-1}$  [Rej00]. „Przesunięcie” wzbudzenia oktupolowego  $3^-$  sprzężonego z  $\pi h_{11/2}^{-1}$ , znane na podstawie danych o strukturze  $^{207}\text{Tl}$ , wynosi  $-150$  keV (różnica energii przejścia  $E3$   $17/2^+ \rightarrow 11/2^-$  w  $^{207}\text{Tl}$  i wartości niezaburzonej 2615 keV). Rachunek uwzględniający geometrię sprzężeń (analogiczny jak w przypadku  $^{206}\text{Pb}$  [Rej00]) daje dla stanu  $13^-$  w  $^{206}\text{Hg}$  wartość  $E(13^-) = E(10^+) + 2615 - 244 = 6093$  keV. Jest to wynik bardzo bliski wartości eksperymentalnej 6067 keV.

### 7.3.2. Wzbudzenia $1p-1h$ i $2p-2h$ w $^{208}\text{Bi}$

Już w rozdziale 7.1.2 opisane zostało, w jaki sposób dane spektroskopowe, pochodzące z badania reakcji transferu  $^{209}\text{Bi}(p,d)$ , pomogły w identyfikacji kwantu gamma o energii 855.7 keV, odpowiadającego przejściu pomiędzy wysokospinowymi stanami  $11^-$  i  $10^-$  multipletu  $\pi h_{9/2} \nu_{13/2}^{-1}$  w jądrze  $^{208}\text{Bi}$ . Kolejne stany w strukturze yrastowej  $^{208}\text{Bi}$ , mające charakter  $1p$ (proton-cząstka)- $1h$ (neutron-dziura), powinny być utworzone przez konfigurację  $\pi i_{13/2} \nu_{13/2}^{-1}$ . Dwa silnie zasilane poziomy, umieszczone przy energiach 3201 i 3449 keV, są bardzo dobrymi kandydatami na wzbudzenia o najwyższych spinach  $12^+$  i  $13^+$  tego multipletu. Wyżej leżący poziom 3449 keV prawdopodobnie odpowiada wzbudzeniu obserwowanemu przy energii 3.4 MeV w reakcji  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  i interpretowanemu jako maksymalne sprzężenie  $(\pi h_{9/2} \nu_{13/2}^{-1})13^+$ . Przejście 248 keV, jak wynika ze zmierzzonego całkowitego współczynnika konwersji  $\alpha_{\text{tot}}(248\text{keV})=0.8(2)$  (podrozdział 7.1.2), posiada multipolowość  $M1$ , a więc łączone przez nie poziomy 3449 i 3201 keV muszą charakteryzować się jednakową parzystością. Obserwacja ta pozostaje w całkowitej zgodzie z interpretacją poziomów 3449 i 3201 keV jako wzbudzeń odpowiednio  $J^\pi=13^+$  i  $J^\pi=12^+$ .

Obliczone energie stanów  $1p-1h$   $10^-$ ,  $11^-$  i  $13^+$  (tabela 7.2) są bardzo bliskie wartościom eksperymentalnym, gdyż w każdym z tych przypadków wiodące dwuciałowe elementy macierzowe oddziaływań zostały dobrane tak, aby tę zgodność zapewnić. Na uwagę zasługuje jednak fakt, że energia nowo zidentyfikowanego stanu  $1p-1h$ ,  $J^\pi=12^+$  przy 3201 keV, jest także dobrze odtworzona.

Multiplet  $\pi i_{13/2} \nu_{13/2}^{-1}$  w  $^{208}\text{Bi}$  dostarcza najwyższych stanów yrastowych typu  $1p-1h$ . Kolejne poziomy yrastowe i okołoyrastowe muszą zawierać wzbudzenia podwójnie magicznego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  – będą one nazywane stanami typu  $2p-2h$  (proton-cząstka, neutron-cząstka, dwie dziury neutronowe). Wzbudzenia  $2p-2h$ , w których dwie dziury neutronowe sprzężone są do spinu 0, zostały zidentyfikowane w  $^{208}\text{Bi}$  podczas badań reakcji transferu  $^{206}\text{Pb}(\alpha,d)$  (podrozdz. 3.2.2). Spośród nich najwyższe spiny posiadają stany:  $[(\pi i_{13/2} \nu_{9/2}) \times \nu_0^{-2}]11^+$  zlokalizowany przy 3508(7) keV,  $[(\pi h_{9/2} \nu_{15/2}) \times \nu_0^{-2}]12^+$  przy 3609(7) keV oraz  $[(\pi i_{13/2} \nu_{5/2}) \times \nu_0^{-2}]14^-$  przy 4848(10) keV. Biorąc pod uwagę bliskość wartości energii jak i własności rozpadu (które będą później dyskutowane), nie ulega praktycznie wątpliwości, że poziomy zidentyfikowane przy 3601 keV oraz 4836 keV odpowiadają stanom  $12^+$  i  $14^-$ . Identyfikacja stanu  $11^+$ , natomiast, wymagała odrębnego podejścia. Przybliżone jego położenie (3508 keV) wskazywało, że powinien on rozpadać się głównie do izomeru  $10^-$ . Dეტaliczna analiza widm koincydencyjnych z podwójnymi warunkami koincydencyjnymi na wszystkich możliwych parach przejść w jądrach partnerów reakcji, izotopach potasu, ujawniła linię gamma o energii 1929 keV, która spełniała żądane kryteria. Linia ta uznana została za odpowiadającą przejściu  $11^+ \rightarrow 10^-$ , w wyniku czego poszukiwany stan  $11^+$  można było umieścić przy energii 3500 keV. Dodatkowa analiza pokazała, że przejście 1929 keV pozostaje w koincydencji z kaskadą kwantów gamma 690, 545, 627 i 164 keV, która zasila stan  $12^+$  przy 3601 keV. Obserwacja ta implikuje istnienie połączenia pomiędzy stanami  $12^+$  i  $11^+$  o energii 101 keV. Przejście 101 keV powinno być typu  $M1$  o całkowitym współczynnikiem konwersji  $\sim 10$ , wobec czego linia 101 keV nie mogła zostać zidentyfikowana ze względu na zbyt niską intensywność.

W jądrach z okolic podwójnie magicznego  $^{208}\text{Pb}$  regułą jest, że przejścia  $E3$  pomiędzy orbitami  $\nu_{j_{15/2}}$  i  $\nu_{g_{9/2}}$  są bardzo szybkie, co pozwala im konkurować z przejściami o niższej multipolo-

wości. Stany  $14^-$  i  $11^+$ , o których mowa, różnią się właśnie wspomnianymi orbitalami i to tłumaczy istnienie między nimi połączenia o energii 1336 keV.

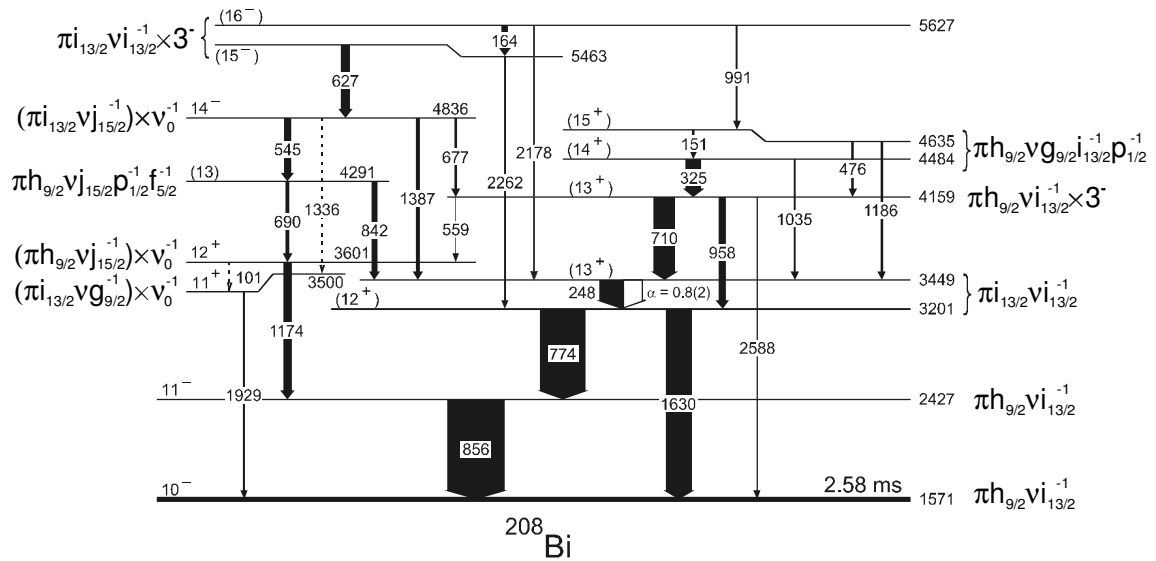
Jeszcze jednego argumentu za poprawnością identyfikacji stanów  $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$  dostarcza fakt, że energie tych wzbudzeń uzyskane w pomiarach ( $\alpha, d$ ) [Dae77, Spi84] są systematycznie wyższe odpowiednio o 8, 8 i 12 keV w porównaniu z bardziej dokładnymi wartościami wyznaczonymi w badaniach tutaj prezentowanych.

**TABELA 7.2.** Stany yrastowe i okołoyrastowe z  $J \leq 17$  w jądrze  $^{208}\text{Bi}$ . Wartości spinów i parzystości, główne konfiguracje oraz obliczone energie stanów zamieszczone są w trzech pierwszych kolumnach. Kolumna czwarta zawiera energie zidentyfikowanych poziomów jądrowych (błędy nie przekraczają 1 keV). W sytuacji, gdy dany stan jądrowy obserwowany był we wcześniejszych pracach, w kolumnie piątej przedstawiona jest zmierzona wówczas energia oraz odnośnik do odpowiedniej pozycji literaturowej.

$J^\pi$	główna konfiguracja	energia obliczona [keV]	energia eksperym. [keV]	Prace wcześniejsze
$10_1^-$	$\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}$	1592	1571	1571 [NDS208]
$11_1^-$	$\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}$	2449	2427	2427(3) keV ( $p, d$ ) [Cra73]
$12_1^+$	$\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$	3242	3201	
$13_1^+$	$\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$	3420	3449	3.4(5) MeV ( $p, n$ ) [And84]
$11_1^+$	$(\pi i_{13/2} \nu g_{9/2}) \times \nu_0^{-2}$	3477	3500	3508(7) keV ( $\alpha, d$ ) [Dae77]
$12_2^+$	$(\pi h_{9/2} \nu j_{15/2}) \times \nu_0^{-2}$	3640	3601	3609(7) keV ( $\alpha, d$ ) [Dae77]
$13_2^+$	$\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	4278	4291	
$13_3^+$	$(\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}) \times 3^-$	4340	4159	
$13_1^-$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} f_{5/2}^{-2}$	4357		
$13_2^-$	$\pi h_{9/2} \nu i_{11/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	4380		
$14_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	4479	4484	
$14_2^+$	$\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	4554		
$15_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	4635	4635	
$14_1^-$	$\pi h_{9/2} \nu i_{11/2} f_{5/2}^{-2}$	4810		
$14_2^-$	$(\pi i_{13/2} \nu j_{15/2}) \times \nu_0^{-2}$	4828	4836	4848(10) keV ( $\alpha, d$ ) [Dae77]
$15_2^+$	$\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	4879		
$15_3^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	4987		
$16_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5076		
$16_2^+$	$\pi h_{9/2} \nu i_{11/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5273		
$17_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5338		
$15_1^-$	$\pi i_{13/2} \nu j_{15/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	5481		
$17_2^+$	$\pi h_{9/2} \nu i_{11/2} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5561		
$15_2^-$	$\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5591		
$16_1^-$	$\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5631		
$15_3^-$	$(\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}) \times 3^-$	5650	5463	
$17_1^-$	$\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	5741		
$16_4^-$	$(\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}) \times 3^-$	5856	5627	



Lokalizacja wzbudzeń  $2p-2h$   $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$  w  $^{208}\text{Bi}$  stwarza unikalną możliwość testowania obliczeń modelu powłokowego dla tak skomplikowanych konfiguracji. Tabela 7.2 przedstawia energie i konfiguracje stanów yrastowych i okołoyrastowych o charakterze  $1p-1h$  oraz  $2p-2h$ , obli-



**Rys. 7.9.** Częstkowy schemat rozpadu jądra  $^{208}\text{Bi}$  wraz z proponowanymi identyfikacjami spinów-parzystości oraz głównymi konfiguracjami.

czone przy pomocy oddziaływań modelu powłokowego opisanych w rozdziale 7.2. Wyraźnie widać, że teoretyczne energie dyskutowanych stanów  $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$  są bardzo bliskie wartościom eksperymentalnym. Można to uznać za duży sukces prezentowanego modelu teoretycznego oraz za prognozę jego wiarygodności w przewidywaniu energii stanów o złożonej strukturze, co jest bardzo ważne dla przeprowadzenia kolejnych identyfikacji.

Powyżej yrastowego stanu  $13^+$ , zlokalizowanego przy 3449 keV, obliczenia przewidują dwa wzbudzenia typu  $2p-2h$  o spinie-parzystości  $13^-$  - mają one energie 4278 i 4340 keV. Funkcja falowa drugiego z nich, zawierająca dużą liczbę konfiguracji składowych, przypomina kompozycję oktopolowego wzbudzenia  $3^-$  z cząstką protonową  $h_{9/2}$  oraz dziurą neutronową  $i_{13/2}$  dołączonymi do każdej ze składowych. Podobnie jak to miało miejsce w przypadku wzbudzenia  $13^-$  w  $^{206}\text{Hg}$ , stan ten (4340 keV) można interpretować jako sprzężenie  $(\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}) 10^- \times 3^-$ . Wszystko wskazuje na to, że to właśnie wzbudzenie  $10^- \times 3^-$ , umieszczone przez obliczenia przy 4340 keV, odpowiada zidentyfikowanemu w eksperymencie poziomowi 4159 keV (rys. 7.9). Poziom 4159 keV rozpada się do stanów  $13_1^+$ ,  $12_1^+$ ,  $12_2^+$  oraz  $10^-$  poprzez emisję kwantów gamma o energiach odpowiednio 710, 958, 559 i 2588 keV. Już samo istnienie wysokoenergetycznej gałęzi  $E3$  o energii 2588 keV, konkurującej z przejściami o niższej multipolowości, sugeruje jej kolektywny charakter – konkurencja jest możliwa dzięki wysokiej wartości prawdopodobieństwa przejścia oktopolowego dla jąder z okolicy  $^{208}\text{Pb}$  pozostającej w granicach 50 W.u. [Pol86]. Różnica pomiędzy teoretyczną i eksperymentalną energią stanu  $(\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}) 10^- \times 3^-$  wynosi 181 keV, co znowu zgodne jest z obserwowaną prawidłowością zawyżania energii wzbudzeń zawierających kolektywny  $3^-$  w prezentowanych obliczeniach.

Niezależną przesłankę dotyczącą identyfikacji poziomu 4159 keV jako stanu  $(\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}) 10^- \times 3^-$  dostarcza analiza zmiany energii przejścia oktopolowego zbudowanego na konfiguracji  $\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}$  w stosunku do wartości niezaburzonej 2615 keV. „Przesunięcie” energii przej-

ścia oktopolowego sprzężonego z orbitalami  $\pi h_{9/2}$  i  $\nu i_{13/2}^{-1}$  wynosi odpowiednio +126 keV i -130 keV. Sumaryczne „przesunięcie” powinno być bliskie wartości 126-130=-4 keV, co odpowiada energii przejścia 2611 keV. Obserwowana wartość 2588 keV pozostaje w bardzo dobrej zgodzie z powyższym oszacowaniem. (W przytoczonym rozważaniu nie uwzględniono faktu, że wzbudzenie oktopolowe nie jest zbudowane na stanie multipletu  $\pi h_{9/2} \nu i_{13/2}^{-1}$  o najwyższym spinie, jedynie wtedy bowiem reguła prostego sumowania przesunięć byłaby w pełni poprawna. Niemniej jednak obliczenia, biorące pod uwagę sprzężenie  $3^-$  z  $J_{max}-1$ , nie zmieniłyby faktu, że wypadkowe „przesunięcie” pozostaje bardzo małe.).

W pobliżu oktopolowego stanu  $13^+$  przy 4340 keV, jak wspomniano, obliczenia przewidują inne wzbudzenie  $13^+$  o energii 4278 keV - konfiguracją dominującą jest tutaj  $\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$ . Stan ten może odpowiadać poziomowi zlokalizowanemu przy energii 4291 keV (różniący się jedynie o 13 keV od wartości teoretycznej), który charakteryzuje się rozpadem gamma zgodnym z przewidywaną konfiguracją: dwa równoległe przejścia 690 i 842 keV do zidentyfikowanych uprzednio wzbudzeń  $12^+$  i  $13^+$ . Należy jednak zauważyć, że całkiem blisko, bo przy energiach 4.3-4.4 MeV, obliczenia umiejscawiają także dwa stany  $13^-$  (przy 4357 i 4380 keV). Nie można wykluczyć scenariusza, że to jeden z tych dwóch stanów odpowiada poziomowi 4291 keV.

Dyskutowane do tej pory wzbudzenia typu  $2p-2h$  nie były stanami yrastowymi – dopiero przy energiach 4479 i 4635 keV teoria umieszcza poziomy yrastowe  $14^+$  i  $15^+$ , oba zdominowane przez tę samą konfigurację  $\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{13/2}^{-1} p_{1/2}^{-1}$  (66% i 75%). Biorąc pod uwagę perfekcyjną zgodność energii, jest bardzo prawdopodobne, że stany zidentyfikowane w eksperymencie przy 4484 i 4635 keV są właśnie tymi wzbudzeniami  $14^+$  i  $15^+$ . Stan przy 4484 keV rozpada się poprzez silne przejście gamma 325 keV do poziomu  $13_2^+$  oraz słabe przejście 1035 keV do stanu  $13_1^+$ , co potwierdza proponowane przyporządkowanie  $J^\pi=14^+$ . Poziom 4635 keV, z kolei, łączy ze stanami  $14^+$ ,  $13_2^+$  i  $13_1^+$  przejścia gamma 151, 476 i 1186 keV. Przejście 151 keV jest najsilniejszą gałęzią, co zgodne jest ze scenariuszem, że stany  $15^+$  i  $14^+$  posiadają podobną strukturę.

W obszarze energii wzbudzenia 5.4 – 5.7 MeV model powłokowy przewiduje trzy stany  $J^\pi=15^-$  przy energiach 5481, 5591 i 5650 keV o dominujących konfiguracjach  $\pi i_{13/2} \nu j_{15/2} p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$ ,  $\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$  oraz  $(\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1})12^+ \times 3^-$ . Ulokowany przy energii 5463 keV poziom z pewnością odpowiada jednemu z tych wzbudzeń. W ustalaniu przyporządkowania można jednak posunąć się o krok dalej. Obecność dość silnego przejścia 2262 keV do stanu  $12^+$ , które miałoby charakter  $E3$ , konkurującego z przejściem  $M1$  do stanu  $14^-$  o energii 627 keV, świadczy o tym (przywołując dyskusję na temat przejść gamma 2344 keV w  $^{206}\text{Hg}$  i 2588 keV w  $^{208}\text{Bi}$ ), że wzbudzenie 5463 keV posiada strukturę  $(\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1})12^+ \times 3^-$ . Również różnica pomiędzy wartością teoretyczną i eksperymentalną energii, wynosząca 187 keV, jest podobna jak w omawianych uprzednio przypadkach wzbudzeń oktopolowych.

Przywołanie dodatkowego argumentu, wspierającego identyfikację i związanego z analizą „przesunięć” energii wzbudzeń oktopolowych zbudowanych na stanach jednocząstkowych, nie jest tutaj łatwe. O ile „przesunięcie” energii oktopola dla sprzężenia z neutronowym stanem  $i_{13/2}^{-1}$  jest znane (z  $^{209}\text{Pb}$ ) i wynosi -130 keV, o tyle nie ma żadnej informacji eksperymentalnej na temat „przesunięcia” w przypadku sprzężenia ze stanem protonowym  $i_{13/2}$ . Przesunięcie to można jedynie oszacować teoretycznie – otrzymuje się przybliżoną wartość -260 keV [For03]. Sumaryczne „przesunięcie” energii wzbudzenia  $E3$  zbudowanego na stanie  $(\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1})12^+$  oblicza się jako  $(-130-260) \times 10/13 = -300$  keV, co implikuje dla przejścia  $15^- \rightarrow 12^+$  energię 2315 keV. Jest to war-

tość dość bliska energii obserwowanej 2262 keV. (Geometryczny czynnik 10/13 wynika z tego, że spin stanu  $12^+$ , na którym budowane jest wzbudzenie oktopolowe, nie odpowiada maksymalnemu sprzężeniu spinów konfiguracji  $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ , lecz wartości  $J_{max}-1$  [Rej00].)

Poziom przy energii wzbudzenia 5627 keV jest najwyższym stanem w prezentowanym schemacie rozpadu  $^{208}\text{Bi}$ . Rozpada się on poprzez trzy przejścia gamma: dwa z nich, o energiach 164 keV i 991 keV, prowadzą do stanów odpowiednio  $15^-$  i  $15^+$ , natomiast trzecie, 2178 keV, zasila stan  $1p-1h$  ( $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ ) $13^+$ . Jak wynika z tabeli 7.2, poziom 5627 keV mógłby odpowiadać wzbudzeniu  $16^-$ , przewidywanemu przez obliczenia przy 5631 keV i posiadającemu strukturę głównie  $\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$ , niemniej jednak, także i w tym przypadku, obecność kwantu gamma o energii 2178 keV skłania do interpretacji omawianego poziomu jako wzbudzenia oktopolowego zbudowanego na stanie ( $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ ) $13^+$ . Czwarty spośród teoretycznie przewidywanych stanów  $16^-$ , przy energii 5856 keV, posiada strukturę odpowiadającą sprzężeniu ( $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ ) $\times 3^-$ . Różnica pomiędzy wartością obliczoną i eksperymentalną, wynosząca 229 keV, jest podobna jak w przypadku wszystkich poprzednio zidentyfikowanych stanów oktopolowych zbudowanych na konfiguracjach cząstek walencyjnych w  $^{208}\text{Bi}$  ( $1p-1h$ ) i w  $^{206}\text{Hg}$  ( $2h$ ).

Analiza „przesunięcia” energii oktopola także wspiera identyfikację kwantu 2178 keV jako przejścia  $E3$ . Zgodnie z dyskusją przeprowadzoną przy analizie własności poziomu  $15^-$  (5463 keV), który posiada również strukturę ( $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ ) $\times 3^-$ , „przesunięcie” energii przejścia oktopolowego przy maksymalnym sprzężeniu z konfiguracją ( $\pi i_{13/2} \nu i_{13/2}^{-1}$ ) $13^+$ , prowadzącym do stanu  $16^-$ , obliczyć można jako  $(-130-260) = -390$  keV. Implikuje to dla przejścia  $16^- \rightarrow 13^+$  energię 2225 keV, która jest dość bliska energii obserwowanej 2178 keV.

Przy energii wzbudzenia 5.1-5.4 MeV, czyli niższej niż zakres eksperymentalnej identyfikacji w  $^{208}\text{Bi}$ , obliczenia przewidują istnienie stanów yrastowych  $16^+$  i  $17^+$ . Stany te nie zostały zidentyfikowane. Wydaje się, że brak obserwacji przejść łączących  $16^+$  i  $17^+$  ze zlokalizowanymi wzbudzeniami o dodatniej parzystości wynika z szybkiego spadku obsadzania stanów powyżej  $14^+$  i  $15^+$ . Nie bez znaczenia pozostaje też fakt, że przejścia te, będąc typu  $M1$  i posiadając niską energię, są bardzo silnie skonwertowane.

Schemat rozpadu jądra  $^{208}\text{Bi}$  wraz z proponowanymi identyfikacjami przedstawia rysunek 7.9. Wyniki te zawarte są także w artykule For03.

### 7.3.3. Stany $2p$ oraz $3p-1h$ w $^{210}\text{Bi}$

W jądrze  $^{210}\text{Bi}$  yrastowe stany  $9^-$ ,  $10^-$ ,  $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$ , odpowiadające konfiguracjom protonowo-neutronowym  $\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}$ ,  $\pi h_{9/2} \nu i_{11/2}$ ,  $\pi i_{13/2} \nu g_{9/2}$ ,  $\pi h_{9/2} \nu j_{15/2}$ ,  $\pi i_{13/2} \nu j_{15/2}$ , znane były z wcześniejszych prac spektroskopowych (rozdział 3.2.3). Dokładne energie wzbudzenia wyznaczone zostały jedynie dla dwóch pierwszych poziomów: 271 keV dla  $9^-$  i 670 keV dla  $10^-$ . Zaobserwowano także łączące je przejście 398 keV [Pro73]. Stany  $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$  zostały z kolei zidentyfikowane w reakcji  $^{208}\text{Pb}(\alpha, d)$  przy energiach 1316(3), 1469(3) i 2733(5) keV, ale niezbadany pozostawał ich rozpad gamma. Nie ma praktycznie żadnych wątpliwości, że poziomy umieszczone w schemacie rozpadu

$^{210}\text{Bi}$  przy energiach 1323, 1474 i 2726 keV odpowiadają trzem wzbudzeniom  $11^+$ ,  $12^+$  i  $14^-$  (rys. 7.10). Rozpad stanu  $14^-$  można analizować ilościowo. Gałąź  $E3$  ( $\pi i_{13/2} \nu j_{15/2}$ ) $14^- \rightarrow (\pi i_{13/2} \nu g_{9/2})11^+$  powinna charakteryzować się taką samą wartością zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia jak rozpad  $\nu j_{15/2} \rightarrow \nu g_{9/2}$  w jądrze  $^{209}\text{Pb}$ , czyli  $B(E3)=25(5)$  W.u. Dla przejścia  $M2$  ( $\pi i_{13/2} \nu j_{15/2}$ ) $14^- \rightarrow (\pi h_{9/2} \nu j_{15/2})12^+$ , z kolei, wartość zredukowanego prawdopodobieństwa  $B(M2)$  powinna bliska wartości  $B(M2; \pi i_{13/2} \rightarrow \pi h_{9/2})$  w  $^{209}\text{Bi}$  czyli 0.27(18) W.u. Biorąc pod uwagę energie przejść  $E3$  i  $M2$  wynoszące odpowiednio 1403 i 1252 keV, dostaje się na stosunek intensywności  $R=I(1403)/I(1252)$  wartość  $0.7_{-0.3}^{+1.4}$ . Wynik eksperymentalny  $R=1.2(2)$  jest w granicach błędu zgodny z powyższym szacowaniem.

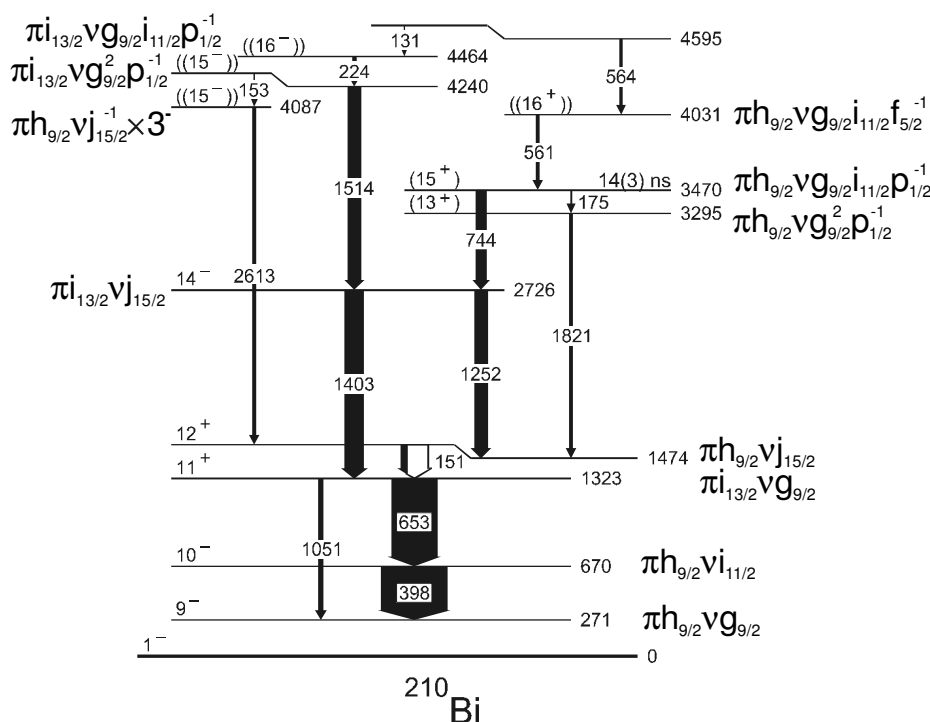
**TABELA 7.3.** Stany yrastowe i okołoyrastowe z  $J \leq 17$  w jądrze  $^{210}\text{Bi}$ . Wartości spinów i parzystości, główne konfiguracje oraz obliczone energie stanów zamieszczone są w trzech pierwszych kolumnach. Kolumna czwarta zawiera energie zidentyfikowanych poziomów jądrowych (błędy nie przekraczają 1 keV). W sytuacji, gdy dany stan jądrowy obserwowany był we wcześniejszych badaniach, w kolumnie piątej przedstawiona jest zmierzona wówczas energia oraz odnośnik do odpowiedniej pozycji literaturowej.

$J^\pi$	główna konfiguracja	energia obliczona [keV]	energia eksperym. [keV]	prace wcześniejsze
$9_1^-$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}$	272	271	271 keV [NDS210]
$10_1^-$	$\pi h_{9/2} \nu i_{11/2}$	670	670	670 keV [NDS210]
$11_1^+$	$\pi i_{13/2} \nu g_{9/2}$	1315	1323	1316(3) keV ( $\alpha, d$ ) [Dae77]
$12_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu j_{15/2}$	1469	1474	1469(3) keV ( $\alpha, d$ ) [Dae77]
$14_1^-$	$\pi i_{13/2} \nu j_{15/2}$	2733	2726	2733(5) keV ( $\alpha, d$ ) [Dae77]
$13_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} {}^2 p_{1/2}^{-1}$	3275	3295	
$14_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1}$	3516		
$15_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1}$	3542	3470	
$15_2^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} f_{5/2}^{-1}$	3988		
$16_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} f_{5/2}^{-1}$	4089	4031	
$15_1^-$	$(\pi h_{9/2} \nu j_{15/2}) \times 3^-$	4137	4087	
$15_2^-$	$\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} {}^2 p_{1/2}^{-1}$	4251	4240	
$17_1^+$	$\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} f_{5/2}^{-1}$	4366		
$16_1^-$	$\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1}$	4402	4464	

Obliczenia modelu powłokowego z zastosowaniem oddziaływań opisanych w rozdz. 7.2 (tabela 7.3) przewidują położenie diskutowanych stanów  $2p$  (dwie cząstki walencyjne: proton i neutron) przy energiach bardzo bliskich energiom eksperymentalnym. Sytuacja taka powinna mieć miejsce, gdyż, jak wspomniano w rozdz. 7.2, dwuciałowe elementy macierzowe oddziaływań zostały dobrane tak, aby zapewnić zgodność dla tych najprostszych konfiguracji.

Stan  $14^-$  przy 2726 keV jest stanem o najwyższym spinie możliwym do osiągnięcia w ramach konfiguracji  $2p$ : walencyjny proton – walencyjny neutron. Następne poziomy yrastowe mogą być

tworzone jedynie w wyniku wzbudzeń nukleonów rdzenia. Sytuacja ta znajduje swoje odzwierciedlenie w sekwencji stanów przewidywanych przez obliczenia, którą przedstawia tabela 7.3. Powyżej 2.7 MeV teoria umieszcza wzbudzenia o konfiguracjach  $3p-1h$ . W pierwszej kolejności są to  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}^2 p_{1/2}^{-1})13^+$  przy 3275 keV,  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1})14^+$  przy 3516 keV i  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1})15^+$  przy 3542 keV. Zidentyfikowane w eksperymencie poziomy 3295 i 3470 keV z pewnością należą do tej grupy (rys. 7.10). Izomeryczny stan 3470 keV, o czasie połowicznego zaniku 14 ns, rozpada się do poziomu 3295 keV poprzez przejście 175 keV oraz do stanu  $14^-$  poprzez kwant gamma o energii 744 keV. Scenariusz taki możliwy jest wyłącznie, jeżeli założy się, że poziomy 3470 keV i



**Rys. 7.10.** Częstkowy schemat rozpadu jądra  $^{210}\text{Bi}$  wraz z proponowanymi identyfikacjami spinowo-parzystości oraz głównymi konfiguracjami.

3295 keV odpowiadają wzbudzeniom  $15^+$  i  $13^+$ . (Stan  $14^+$  znajduje się prawdopodobnie bardzo blisko lub nawet powyżej wzbudzenia  $15^+$ , przez co nie jest obserwowany). Rozpad 175 keV powinien zatem posiadać multipolowość  $E2$ , a tym samym współczynnik całkowitej konwersji  $\alpha_{tot}(175 \text{ keV})=0.736$ . Wartość eksperymentalna  $\alpha_{tot} = 0.9_{-0.6}^{+0.9}$ , obciążona niestety znacznym błędem, jest zgodna z proponowaną identyfikacją. Również istnienie przejścia  $E1$  o energii 744 keV, łączącego izomer  $15^+$  ze stanem  $14^-$ , nie przeczy przyjętym przyporządkowaniom.

Zidentyfikowanie wzbudzeń  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}^2 p_{1/2}^{-1})13^+$  i  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1})15^+$  w  $^{210}\text{Bi}$  okazuje się niezwykle pomocne w rozwikłaniu zagadki układu stanów yrastowych w  $^{211}\text{Bi}$ . W jądrze  $^{211}\text{Bi}$  najwyższym znanym poziomem yrastowym jest stan  $25/2^-$  typu  $\pi h_{9/2} \nu g_{9/2}^2$ , ulokowany przy energii 1257(10) keV. Znajduje się on tuż powyżej izomeru  $21/2^-$  o  $T_{1/2}=70$  ns i energii 1227 keV. Obliczenia modelu powłokowego [Mai89, Lan01] przewidują, że w pobliżu (a być może wręcz poniżej) stanu  $25/2^-$  powinno znajdować się kolejne wzbudzenie yrastowe  $29/2^-$  wynikające ze sprzężenia  $(\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2})$ . Gdyby poziom  $29/2^-$  okazał się leżeć poniżej  $25/2^-$ , mielibyśmy prawdopodobnie do czynienia z długożyciowym izomerem rozpadającym się poprzez emisję cząstki  $\alpha$ . Jedyna informacja eksperymentalna dotycząca izomeryzmu dyskutowanych wzbudzeń pochodzi z pracy Pfütznera i

innych [Pfu98], gdzie stwierdzono w  $^{211}\text{Bi}$  obecność stanu lub stanów z wypadkowym czasem życia  $T_{1/2}=1.4(3)$   $\mu\text{s}$ . Prawdopodobnie obserwowany czas życia stowarzyszony jest albo z poziomem  $25/2^-$ , albo z nieznanym stanem  $29/2^-$ , albo wreszcie z nimi oboma. Lokalizacja wzbudzeń  $13^+$  i  $15^+$  w  $^{210}\text{Bi}$  daje unikalną możliwość „kalibracji” nieznanymi z eksperymentu oddziaływań  $\nu g_{9/2} i_{11/2}$ , od których między innymi zależy wzajemne położenie wzbudzeń  $25/2^-$  i  $29/2^-$  w  $^{211}\text{Bi}$ . Wszystko wskazuje na to, że obliczenia, biorące pod uwagę nowe dane o  $^{210}\text{Bi}$ , umieszczają stan  $29/2^-$  powyżej  $25/2^-$  w  $^{211}\text{Bi}$ .

Kolejnymi stanami yrastowymi o dodatniej parzystości przewidywanymi przez obliczenia są:  $16^+$  przy 4089 keV oraz  $17^+$  przy 4366 keV, posiadające głównie strukturę  $\pi h_{9/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} f_{5/2}^{-1}$ , czyli różniące się od  $15^+$  jedynie dziurą protonową  $f_{5/2}^{-1}$  zamiast  $p_{1/2}^{-1}$ . Stan zlokalizowany przy energii 4031 keV, rozpadający się poprzez emisję kwantu gamma 564 do poziomu  $15^+$ , jest bardzo dobrym kandydatem na wzbudzenie  $16^+$ .

Przewidywane przez teorię stany o ujemnej parzystości, leżące powyżej wzbudzenia  $J^\pi=14^-$ , to: stan  $15_1^-$  o strukturze  $\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} \times 3^-$  przy 4137 keV, stan  $15_2^-$  typu  $\pi i_{13/2} \nu g_{9/2}^2 p_{1/2}^{-1}$  przy 4251 keV oraz stan  $16^-$  z dominującą konfiguracją  $\pi i_{13/2} \nu g_{9/2} i_{11/2} p_{1/2}^{-1}$  przy 4402 keV. Poziomy zidentyfikowane przy 4240 keV oraz 4464 keV odpowiadają prawdopodobnie wzbudzeniom  $15_2^-$  i  $16^-$ . Połączone są one przejściem 224 keV a poziom 4240 keV rozpada się bezpośrednio do yrastowego stanu  $14^-$ . Także godna uwagi jest zgodność energii eksperymentalnych i teoretycznych:  $\Delta E=-11$  keV dla  $15_2^-$  oraz  $\Delta E=62$  keV dla  $16^-$ .

Poziom ulokowany przy energii 4087 keV i rozpadający się poprzez przejście 2613 keV do stanu  $(\pi h_{9/2} \nu j_{15/2}) 12^+$  może odpowiadać wzbudzeniu  $\pi h_{9/2} \nu j_{15/2} \times 3^-$  umieszczonemu przez obliczenia przy 4137 keV. Różnica między teorią a eksperymentem wynosi tutaj 50 keV, czyli znacznie mniej niż miało to miejsce w przypadku wzbudzeń oktopolowych w  $^{206}\text{Hg}$  i  $^{208}\text{Bi}$ . Obliczenie „przesunięcia” energii przejścia oktopolowego  $E3$  w tym przypadku (ze względu na maksymalne sprzężenie spinowe  $(\pi h_{9/2} \nu j_{15/2}) 12^+$ ) polega na prostym zsumowaniu „przesunięć” znanych dla protonu  $h_{9/2}$ ,  $\Delta E(\pi h_{9/2}) = +126$  keV oraz neutronu  $j_{15/2}$   $\Delta E(\nu j_{15/2}) = -196$  keV. Przewidywana energia wzbudzenia oktopolowego 2545 keV nie jest odległa od wartości eksperymentalnej 2613 keV.

Zaprezentowane wyniki eksperymentalne dotyczące wysokospinowych struktur yrastowych w  $^{206}\text{Hg}$ ,  $^{208}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Bi}$  dostarczyły unikalnej możliwości testowania obliczeń modelu powłokowego, uwzględniających sprzężenie wzbudzeń  $1p-1h$  rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  ze wzbudzeniami cząstek (dziur) walencyjnych. Wydaje się, że obliczenia poprawnie odtwarzają układ poziomów yrastowych w jądrach z okolicy  $^{208}\text{Pb}$  do energii wzbudzenia ok. 6 MeV. W szczególności dobrze przewidują skomplikowane (ze względu na złożoność funkcji falowej) stany, wynikające ze sprzężenia wzbudzenia oktopolowego  $3^-$  rdzenia z cząstkami (dziurami) walencyjnymi. Sukces obliczeń jest tym bardziej godny podkreślenia, że zostały one wykonane z zastosowaniem realistycznych elementów macierzowych uzyskanych z potencjału nukleon-nukleon.

## 8. KWADRUPOLOWA POLARYZACJA RDZENIA $^{208}\text{Pb}$

### 8.1. Ładunek efektywny dla dziury protonowej $h_{11/2}$ w $^{206}\text{Hg}$

Badanie struktury jąder posiadających dwie walencyjne cząstki (lub dziury) na wysokospinowym orbitalu  $j$ , stwarza unikalną możliwość wyznaczenia kwadrupolowej polaryzacji zamkniętego rdzenia wywołanej przez daną cząstkę (lub dziurę) znajdującą się na orbitalu  $j$  (zostało to pokazane w rozdziale 2.3). Pomiar sprowadza się do zbadania charakterystyki rozpadu stanu multipletu  $j^2$  o najwyższym spinie, a w szczególności do znalezienia prawdopodobieństwa przejścia  $E2 (j^2)J_{max} \rightarrow (j^2)J_{max}-2$ . Doskonałe warunki dla przeprowadzenia tego rodzaju badań oferują jądra leżące w pobliżu podwójnie magicznego nuklidu  $^{208}\text{Pb}$  posiadającego  $Z=82$  protonów oraz  $N=126$  neutronów. Istnieją tutaj cztery jądra z dwiema walencyjnymi cząstkami (dziurami), w których powinny występować wysokospinowe izomery  $j^2$ ; są to:  $^{206}\text{Hg}$  ze strukturą  $\pi h_{11/2}^{-2}$ ,  $^{206}\text{Pb}$  z dwiema dziurami neutronowymi  $\nu i_{13/2}^{-2}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  posiadający dwa neutrony  $\nu g_{9/2}^2$  oraz  $^{210}\text{Po}$  z multipletem  $\pi h_{9/2}^2$ . Wśród jąder tych nuklid  $^{206}\text{Hg}$  jest wyjątkiem - żadne stany wysokospinowego multipletu  $j^2$ , czyli  $\pi h_{11/2}^{-2}$ , nie były w nim wcześniej zidentyfikowane.

W podrozdziale 7.1.1 przedstawiony został opis identyfikacji nowych stanów yrastowych w  $^{206}\text{Hg}$  a w podrozdziale 7.3.1 interpretacja tych stanów w świetle modelu powłokowego. Wśród nowo odkrytych wzbudzeń są stany multipletu  $\pi h_{11/2}^{-2}$  o najwyższych spinach  $8^+$  i  $10^+$ . Stan  $10^+$ , umieszczony przy energii 3723 keV, jest stanem izomerycznym o czasie połowicznego zaniku  $T_{1/2}=92(8)$  ns rozpadającym się poprzez przejścia  $E2$  100 keV i  $E3$  1257 keV do wzbudzeń  $8^+$  i  $7^-$ . Biorąc pod uwagę stosunek intensywności przejść 100 keV i 1257 keV,  $I(100)/I(1257)=3.2(3)$  (wyznaczony na podstawie analizy natężenia kwantów gamma 1157 keV i 1257 keV – patrz podrozdział 7.1.1), oraz całkowity współczynnik konwersji  $\alpha_{tot}(E2,100 \text{ keV})=5.66$ , szybkość przejścia gamma  $E2$   $10^+ \rightarrow 8^+$  wynosi  $\lambda=8.6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Stany  $8^+$  i  $10^+$ , jak dyskutowano w podrozdziale 7.3.1, są czystymi stanami typu  $\pi h_{11/2}^{-2}$ . Korzystając ze wzoru 2.37 i podstawiając:  $\tau=1/\lambda$ ,  $E=0.1 \text{ MeV}$ ,  $J_i=10$ ,  $J_f=8$ ,  $j=11/2$ , obliczyć można wartość bezwzględną zredukowanego elementu tensora  $M(E2)$  dla dziury protonowej  $h_{11/2}^{-1}$ :  $\left| \left\langle h_{11/2}^{-1} \parallel M(E2) \parallel h_{11/2}^{-1} \right\rangle_{exp} \right| = 67(3) \text{ efm}^2$ . Zgodnie z modelem powłokowym  $M(E2)$  jest dodatnie dla dziury oraz ujemne dla cząstki, a więc:  $\left\langle h_{11/2}^{-1} \parallel M(E2) \parallel h_{11/2}^{-1} \right\rangle_{exp} = 67(3) \text{ efm}^2$ . Zredukowany element macierzowy  $M(E2)$  dla dziury protonowej na orbitalu  $h_{11/2}$ , przewidywany przez model powłokowy, wynosi:  $\left\langle h_{11/2}^{-1} \parallel M(E2) \parallel h_{11/2}^{-1} \right\rangle_{sp} = 42 \text{ efm}^2$  [Rin73]. Ponieważ, zgodnie z zależnością 2.34,  $M(E2)$  w stanie  $j$  jest proporcjonalny do momentu kwadrupolowego  $Q$  w tym stanie, łatwo jest znaleźć kwadrupolowy ładunek efektywny dla dziury  $\pi h_{11/2}^{-1}$ :

$$e_{eff} = \frac{Q_{exp}(h_{11/2}^{-1})}{Q_{sp}(h_{11/2}^{-1})} e = \frac{\left\langle h_{11/2}^{-1} \parallel M(E2) \parallel h_{11/2}^{-1} \right\rangle_{exp}}{\left\langle h_{11/2}^{-1} \parallel M(E2) \parallel h_{11/2}^{-1} \right\rangle_{sp}} e = 1.60(7)e,$$

co odpowiada kwadrupolowemu ładunkowi polaryzacyjnemu  $e_{pol}(\pi h_{11/2}^{-1})=0.60(7)e$ .

Moment kwadrupolowy  $Q_{exp}(\pi h_{11/2}^{-1})$  otrzymuje się z  $\left\langle h_{11/2}^{-1} \parallel M(E2) \parallel h_{11/2}^{-1} \right\rangle_{exp}$  na podstawie równania 2.34 – wynosi on:  $Q_{exp}(\pi h_{11/2}^{-1}) = 48(2) \text{ fm}^2$ . Dużo mniej dokładna wartość momentu kwa-

drupolowego dla dziury protonowej  $h_{11/2}^{-1}$ , otrzymana przez H. Maier'a i innych [Mai84] z późniejszymi poprawkami [Rej99] i wynosząca  $Q_{exp}(\pi h_{11/2}^{-1}) = 53(11) \text{ fm}^2$ , jest niesprzeczna z tym rezultatem.

Kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny dla protonowego orbitalu  $h_{11/2}$ , otrzymany w prezentowanej pracy, może być porównany przede wszystkim z ładunkiem polaryzacyjnym dla jedno-cząstkowego stanu protonowego  $h_{9/2}$ , znanym z badań multipletu  $\pi h_{9/2}^2$  w  $^{210}\text{Po}$  i wynoszącym  $e_{pol}(\pi h_{9/2}) = 0.60(2)e$ . W pierwszym przybliżeniu te dwa ładunki powinny być bliskie sobie, jako że mamy do czynienia z tym samym rdzeniem  $^{208}\text{Pb}$  oraz z podobnym rozkładem przestrzennym funkcji falowych stanów  $h_{11/2}$  i  $h_{9/2}$ . Obie wartości są rzeczywiście zgodne.

## 8.2. Systematyka ładunków polaryzacyjnych indukowanych przez nukleony na wysokospinowych orbitalach

Izomeryczne stany typu  $j^2$  w jądrach o dwóch walencyjnych cząstkach (dziurach), które, jak powiedziano (rozdz. 2.3), stanowią najczystsze źródło informacji o kwadrupolowym ładunku polaryzacyjnym indukowanym na rdzeniu poprzez cząstkę (dziurę) znajdującą się na wysokospinowym orbitalu  $j$ , znane są, oprócz nuklidów z pobliza  $^{208}\text{Pb}$ , także w jądrach z okolic podwójnie magicznych  $^{132}\text{Sn}$  i  $^{146}\text{Gd}$ . Są to:  $^{130}\text{Sn}$ , w którym występuje struktura  $\nu h_{11/2}^{-2}$ ,  $^{134}\text{Sn}$  z multipletem  $\nu f_{7/2}^2$ ,  $^{134}\text{Te}$  ze stanami typu  $\pi g_{7/2}^2$ , oraz  $^{148}\text{Dy}$ , w którym zidentyfikowano strukturę  $\pi h_{11/2}^2$ . Tabela 8.1 przedstawia wartości ładunków polaryzacyjnych dla orbitali  $j$  otrzymanych na podstawie analizy rozpadów izomerów  $j^2$  dla wyżej wspomnianych jąder.

Jądra  $^{206}\text{Hg}$  oraz  $^{148}\text{Dy}$  oferują możliwość porównania ładunków polaryzacyjnych dla tych samych orbitali protonowych  $h_{11/2}$  i różnych rdzeni:  $^{208}\text{Pb}$  i  $^{146}\text{Gd}$ . Wartości ładunków, wynoszące odpowiednio 0.60(7) i 0.52(5), są podobne, pomimo że w przypadku rdzenia  $^{146}\text{Gd}$  można by oczekiwać większej polaryzacji ze względu na łatwiejsze wzbudzenia się tego jądra w porównaniu z  $^{208}\text{Pb}$ . Także ładunki polaryzacyjne dla innych orbitali protonowych, tj. dla wspomnianego już  $\pi h_{9/2}$  w  $^{210}\text{Po}$  oraz dla  $\pi g_{7/2}$  w  $^{134}\text{Te}$  mają wartości w pobliżu 0.6e.

Wartości ładunków polaryzacyjnych dla wysokospinowych orbitali neutronowych  $\nu h_{11/2}$ ,  $\nu f_{7/2}$ ,  $\nu i_{13/2}$  i  $\nu g_{9/2}$ , z kolei, są wyższe niż dla stanów protonowych, niemniej jednak również one grupują się wokół jednej wartości, 0.9e, niezależnie od typu orbitalu i rdzenia.



**TABELA 8.1.** Systematyka ładunków polaryzacyjnych indukowanych przez walencyjną cząstkę (dziurę) znajdującą się na wysokospinowym orbitalu.

Jądro	Rdzeń	Orbital $j$	Ładunek polaryzacyjny $e_{\text{pol}}$	Referencja
$^{206}\text{Hg}$	$^{208}\text{Pb}$	$\pi h_{11/2}$	<b>0.60(7)</b>	prezentowana praca
$^{210}\text{Po}$	$^{208}\text{Pb}$	$\pi h_{9/2}$	0.60(2)	[Man88]
$^{148}\text{Dy}$	$^{146}\text{Gd}$	$\pi h_{11/2}$	0,52(5)	[Dal80]
$^{134}\text{Te}$	$^{132}\text{Sn}$	$\pi g_{7/2}$	0.60(5)	[Blo74, Omt95]
$^{210}\text{Pb}$	$^{208}\text{Pb}$	$\nu g_{9/2}$	0.88(5)	[Rej97]
$^{206}\text{Pb}$	$^{208}\text{Pb}$	$\nu i_{13/2}$	0.92(2)	[Blo93]
$^{134}\text{Sn}$	$^{132}\text{Sn}$	$\nu f_{7/2}$	1.0(1)	[Zha97]
$^{130}\text{Sn}$	$^{132}\text{Sn}$	$\nu h_{11/2}$	0.85(3)	[Fog81]

Obserwowana niezależność kwadrupolowego ładunku polaryzacyjnego od rdzenia i od orbitalu dla protonów i osobno dla neutronów, jest możliwa tylko wtedy, gdy indukowany w rdzeniu kwadrupolowy moment elektryczny jest proporcjonalny do kwadrupolowego momentu cząstki walencyjnej i to ze współczynnikiem proporcjonalności niezależnym ani od orbitalu ani od rdzenia (jedynie od tego, czy jest to proton, czy neutron). Można więc pokusić się o sformułowanie empirycznej reguły: *kwadrupolowy moment elektryczny indukowany na podwójnie zamkniętym rdzeniu przez walencyjny proton (neutron), znajdujący się na wysokospinowym orbitalu, jest proporcjonalny do kwadrupolowego momentu tego walencyjnego protonu (neutronu) ze współczynnikiem proporcjonalności niezależnym ani od typu orbitalu, ani od rdzenia.*

W rozdziale 2.3 przedstawione zostały rozważania teoretyczne dotyczące szacowania kwadrupolowego ładunku polaryzacyjnego, oparte na sprzężeniu ruchu cząstki walencyjnej z drganiami rdzenia o wysokiej częstotliwości. Obliczone na podstawie prostego modelu (formuła 2.42) kwadrupolowe ładunki polaryzacyjne dla orbitali protonowych w rozważanych jądrach  $^{134}\text{Te}$ ,  $^{148}\text{Dy}$ ,  $^{206}\text{Hg}$  i  $^{210}\text{Po}$ , mają wartości z zakresu  $0.06e - 0.12e$ . Dla orbitali neutronowych w jądrach  $^{130}\text{Sn}$ ,  $^{134}\text{Sn}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  wartości tak obliczonego ładunku polaryzacyjnego zawierają się w przedziale  $0.54e - 0.59e$ . W obu przypadkach, co prawda, wyniki odbiegają znacznie od danych eksperymentalnych, niemniej jednak zauważyć można, że obliczone ładunki polaryzacyjne dla protonów zgrupowane są wokół wartości  $0.1e$  a dla neutronów są także sobie bliskie – średnio wynoszą  $0.57e$ . Różnica pomiędzy wartościami średnimi dla protonów i neutronów,  $0.47e$ , może być porównana z odpowiednią różnicą wartości eksperymentalnych  $0.3e$ . Widać, że generalna prawidłowość indukowania wyższych ładunków polaryzacyjnych przez walencyjne neutrony w stosunku do protonów jest poprawnie odtwarzana przez rozważany model. Za różnicę tę odpowiedzialna jest przede wszystkim izowektorowa składowa drgań rdzenia wnosząca do ładunku polaryzacyjnego przyczynę  $e(0.32\tau_z - 0.32(N-Z)/A)$ .

Formuła 2.42, zakładająca sprzężenie ruchu cząstki walencyjnej z drganiami kwadrupolowymi rdzenia o wysokiej częstotliwości, nie bierze pod uwagę tego, że izoskalarne drgania kwadrupolowe  $\tau=0$  mogą występować w jądrach o zamkniętych powłokach przy energiach znacznie niższych od drgań o wysokiej częstotliwości. Jak wspomniano w rozdziale 2.3, istnienie takich wzbudzeń ma znaczący wkład do polaryzowalności. Wkłady do ładunku polaryzacyjnego pochodzące od wzbudzeń izoskalarnych  $\tau=0$  zamkniętych powłok, które opisuje pierwszy człon równania 2.41, można obliczyć znając eksperymentalne wartości zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  dla takich wzbudzeń. Obliczenia możliwe były w przypadku stabilnego rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ , w którym, oprócz drgań o wysokiej częstotliwości  $\tau=0$  o energii 10 MeV, uwzględniono znane kwadrupolowe wzbudzenie  $\tau=0$  o energii 4.07 MeV [Boh75]. Uzyskane w ten sposób cząstkowe ładunki polaryzacyjne, pochodzące od sprzężenia z drganiami  $\tau=0$ , wynoszą: dla protonów  $e_{pol}(p, \tau=0)=0.84e$ , dla neutronów  $e_{pol}(n, \tau=0)=0.65e$ . Wkład do ładunku polaryzacyjnego pochodzący od sprzężenia z drganiami izowektorowymi  $\tau=1$ , z kolei, szacuje się na podstawie drugiego członu formuły 2.41, odpowiadającego za wzbudzenia izowektorowe:  $e_{pol}(\tau=1)=e(0.32\tau_z-0.32(N-Z)/A)$ . Całkowity ładunek polaryzacyjny obliczony dla rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  przez zsumowanie poszczególnych wkładów wynosi: dla protonu  $e_{pol}(p)=0.45e$ , a dla neutronu  $e_{pol}(n)=0.9e$ . Ponieważ zarówno orbitale protonowe  $h_{9/2}$ ,  $h_{11/2}$ , jak i neutronowe  $i_{13/2}$ ,  $g_{9/2}$  są orbitalami dobrze związanymi względem rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ , obliczone wartości  $e_{pol}$  nie muszą być skalowane przy pomocy czynnika  $\langle r^2 \rangle / \langle j | r^2 | j \rangle$  (dyskusja w podrozdz. 2.3) – porównanie wyników eksperymentalnych można przeprowadzić bezpośrednio z wartościami  $e_{pol}(p)=0.45e$  i  $e_{pol}(n)=0.90e$ .

Zmierzony kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny dla neutronu na  $i_{13/2}$ ,  $e_{pol}(i_{13/2})=0.92(2)e$ , jak i dla neutronu  $g_{9/2}$ ,  $e_{pol}(g_{9/2})=0.88(5)e$ , pozostają w bardzo dobrej zgodności z oszacowaniem modelowym  $0.9e$ . W przypadku protonów  $h_{9/2}$  i  $h_{11/2}$  eksperymentalne wartości  $e_{pol}$ , odpowiednio wynoszące  $0.60(2)e$  i  $0.60(7)e$ , są tylko trochę wyższe od wartości obliczonej  $0.45e$ .

Warto zauważyć, że składowa izowektorowa, dana przez wyrażenie  $e_{pol}(\tau=1)=e(0.32\tau_z-0.32(N-Z)/A)$ , w przypadku rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  przyjmuje wartości: dla protonu ( $\tau_z=-1$ )  $e_{pol}(p, \tau=1)=-0.39e$ , dla neutronu ( $\tau_z=1$ )  $e_{pol}(n, \tau=1)=+0.25e$ . Wartości te znacząco wpływają na oszacowanie całkowitych ładunków polaryzacyjnych, a zatem dyskutowana wyżej zgodność wyników obliczeń i danych eksperymentalnych prowadzi do ważnego wniosku: udział składowej izowektorowej w kwadrupolowym ładunku polaryzacyjnym jest bardzo istotny. Istnienie znaczącego przyczynku do ładunku polaryzacyjnego, pochodzącego od składowej izowektorowej, stanowi jednocześnie przesłankę za istotną rolę składowej izowektorowej w potencjale jądrowym. Składowa ta jest odpowiedzialna m. in. za silniejsze oddziaływanie walencyjnego neutronu (w porównaniu z walencyjnym protonem) z protonami w powłokach zamkniętych.

Nie istnieją niestety dane eksperymentalne dotyczące prawdopodobieństw kwadrupolowych wzbudzeń izoskalarnych  $\tau=0$  dla niestabilnych jąder  $^{132}\text{Sn}$  i  $^{146}\text{Gd}$ , które pozwoliłyby przeprowadzić podobną analizę dla ładunków polaryzacyjnych indukowanych w tych rdzeniach. Dostępne są natomiast w pracy Sagawa *et al.* [Sag87] wyniki obliczeń funkcji nasilenia izoskalarnych i izowektorowych kwadrupolowych drgań wysokiej częstotliwości (gigantycznych rezonansów kwadrupolowych) z użyciem przybliżenia fazy przypadkowej (random phase approximation RPA) dla jąder  $^{144}\text{Sm}$  (dwa protony mniej niż  $^{146}\text{Gd}$ ) oraz  $^{132}\text{Sn}$ . Autorzy rozpatrują w tym artykule także sprzężenie wzbudzeń o wysokiej częstotliwości z ruchem cząstek walencyjnych, w celu obliczenia kwadrupolowego ładunku

polaryzacyjnego dla orbitali protonowych, m. in. dla stanów  $g_{7/2}$  oraz  $h_{11/2}$ . I tak, dla protonu  $g_{7/2}$  i rdzenia  $^{132}\text{Sn}$  otrzymują na izoskalarny wkład do ładunku polaryzacyjnego wartość:  $e_{pol}(\tau=0, \pi g_{7/2})=0.55e$ . Wkład izowektorowy nie został obliczony dla rdzenia  $^{132}\text{Sn}$ , można go jednak przybliżyć wartością  $e_{pol}(\tau=1, \pi g_{7/2})=-0.17e$  znalezioną dla  $^{144}\text{Sm}$ . Stąd całkowity ładunek polaryzacyjny  $e_{pol}(\pi g_{7/2})$  dla rdzenia  $^{132}\text{Sn}$  szacować można jako  $e_{pol}(\pi g_{7/2}) = e(0.55-0.17)=0.38e$ . Wartość ta nie jest odległa od wyniku eksperymentalnego  $0.60(5)e$ .

Dla protonu  $h_{11/2}$  i jądra  $^{144}\text{Sm}$  z zamkniętą powłoką neutronową  $N=82$ :  $e_{pol}(\tau=0, \pi h_{11/2})=0.63e$ ,  $e_{pol}(\tau=1, \pi h_{11/2})=-0.16e$ , a więc  $e_{pol}(\pi h_{11/2}) = (0.63-0.16)e=0.47e$ . Ponieważ funkcja nasilenia kwadrupolowego rezonansu gigantycznego musi mieć bardzo podobną strukturę w jądrach  $^{144}\text{Sm}$  i  $^{146}\text{Gd}$  różniących się jedynie dwoma protonami, obliczenia  $e_{pol}(\pi h_{11/2})$ , przeprowadzone dla  $^{146}\text{Gd}$ , dałyby bardzo podobny wynik jak dla  $^{144}\text{Sm}$ , czyli  $0.47e$ . Wartość ta, pozostaje nieznacznie niższa od wyniku eksperymentalnego  $0.52(5)e$ .

Podsumowując, obliczenia kwadrupolowego ładunku polaryzacyjnego, indukowanego w rdzeniach  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{146}\text{Gd}$  i  $^{208}\text{Pb}$  przez proton znajdujący się na wysokospinowych orbitalach odpowiednio  $g_{7/2}$ ,  $h_{11/2}$  oraz  $h_{9/2}$  lub  $h_{11/2}$ , przewidują wartości  $0.38e$ ,  $0.47e$  i  $0.45e$ , a więc dość sobie bliskie. Odtwarza to w przybliżeniu informacje eksperymentalne: zmierzone ładunki polaryzacyjne dla wymienionych orbitali i rdzeni są między sobą bardzo podobne i grupują się w pobliżu wartości  $0.6e$  (czyli wyższej o ok.  $0.15e$  od średniej teoretycznej). Porównanie teorii z eksperymentem w przypadku neutronowych ładunków polaryzacyjnych przeprowadzone zostało tylko dla rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ . W tym przypadku, wyznaczony eksperymentalnie kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny indukowany przez neutrony na orbitalach  $i_{13/2}$  oraz  $g_{9/2}$  wynosi ok.  $0.9e$ , co w pełni zgodne jest z teoretycznym oszacowaniem. Wyniki powyższe potwierdzają bardzo istotny wkład składowej izowektorowej do całkowitego kwadrupolowego ładunku polaryzacyjnego.

## 9. PODSUMOWANIE

W prezentowanej pracy przedstawiony został cykl badań z użyciem technik dyskretnej spektroskopii gamma, w których zlokalizowane zostały struktury yrastowe w wybranych jądrach znajdujących się w pobliżu  $^{48}\text{Ca}$  i  $^{208}\text{Pb}$ . Okolice podwójnie magicznych nuklidów  $^{48}\text{Ca}$  i  $^{208}\text{Pb}$  nie są dostępne w reakcjach fuzja-wyparowanie ze stabilnymi wiązkami – dotarcie do stanów wysokospinowych w tych bogatych w neutrony jądrach stało się możliwe dzięki nowej metodzie pomiarowej opracowanej przez grupę krakowską, polegającej na zastosowaniu ciężkojonowych reakcji głęboko nieelastycznego rozpraszania. Wykorzystane zostały zderzenia  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  oraz  $^{208}\text{Pb}+^{238}\text{U}$  przy energiach wiązki przewyższających barierę kulombowską o ok. 20%. Proces równoważenia się stosunku  $N/Z$  (liczba protonów/liczba neutronów), który zachodzi w układzie złożonym w momencie głęboko nieelastycznej kolizji, w przypadku reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  prowadził do produkcji jąder bardziej bogatych w neutrony niż  $^{48}\text{Ca}$ . Podobnie, procesy głęboko nieelastyczne, mające miejsce w zderzeniu  $^{208}\text{Pb}$  na  $^{238}\text{U}$ , użyte zostały do produkcji jąder bardziej neutrononadmiarowych niż samo jądro  $^{208}\text{Pb}$ . Ponieważ w ciężkojonowych reakcjach głęboko nieelastycznego rozpraszania całkowity przekrój czynny rozłożony jest na setki produktów, detekcja promieniowania gamma z poszczególnych fragmentów wymagała zastosowania bardzo czułego urządzenia detekcyjnego. Urządzeniem tym był wielolicznikowy układ detektorów germanowych w osłonach antykomptonowskich GAMMASPHERE.

Analiza danych koincydencyjnych gamma-gamma z reakcji  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  pozwoliła na identyfikację struktur yrastowych w nieznanach dotąd jądrach  $^{53}\text{Ti}$  i  $^{54}\text{Ti}$  oraz na poszerzenie wiedzy na temat wysokospinowych stanów w  $^{52}\text{Ti}$ . Zaobserwowany został między innymi wzrost energii pierwszego stanu wzbudzonego  $2^+$  w jądrze  $^{54}\text{Ti}$ , w stosunku do sąsiedniego izotopu parzystoparzystego  $^{52}\text{Ti}$ . Wynik ten świadczy o istnieniu zamknięcia neutronowej podpowłoki  $p_{3/2}$  przy  $N=32$  w jądrach bogatych w neutrony. Zamknięcie podpowłoki przy  $N=32$  w całej rozciągłości potwierdziła identyfikacja struktury yrastowej sięgającej spinu  $J=10$  w jądrze  $^{54}\text{Ti}$ . Układ poziomów charakteryzuje się tutaj dużą przerwą energetyczną pomiędzy wzbudzeniem protonowym  $6^+$  oraz stanami o wyższych spinach, wynikającymi z przeniesienia neutronu z orbitalu  $p_{3/2}$  do stanów jednocząstkowych  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . Bardzo podobny układ wzbudzeń yrastowych występuje w magicznym ( $N=28$ ) nuklidzie  $^{50}\text{Ti}$ .

Pojawienie się szczeliny energetycznej przy  $N=32$  można rozważać na gruncie ewolucji odległości energetycznych pomiędzy orbitalem neutronowym  $p_{3/2}$  oraz parą stanów  $p_{1/2}$ ,  $f_{5/2}$ , w miarę wzrostu izospinu. Układ stanów jednocząstkowych zależy m. in. od monopolowej części oddziaływania pomiędzy walencyjnymi nukleonami. Jednym z podstawowych składników tego oddziaływania jest oddziaływanie spin-izospin, które sprzęga protony znajdujące się w stanie  $j_>$  z neutronami na orbitalu  $j_<$ . W jądrach z  $N>28$  i  $Z\approx 28$  orbital protonowy  $f_{7/2}$  jest wypełniony, w związku z czym, na skutek oddziaływania  $\pi f_{7/2}-\nu f_{5/2}$ , neutronowy stan  $f_{5/2}$  jest położony blisko  $p_{3/2}$  – nie obserwuje się zamknięcia  $p_{3/2}$  przy  $N=32$ . W nuklidach z  $N>28$  i  $Z\approx 20$ , z kolei, oddziaływanie  $\pi f_{7/2}-\nu f_{5/2}$  zanika ze względu na małe obsadzenie protonowego stanu  $f_{7/2}$  – orbital  $\nu f_{5/2}$  przesuwają się powyżej  $p_{1/2}$ , sprzyjając powstaniu szczeliny energetycznej przy  $N=32$ . Potwierdzenie kluczowej roli członu spin-izospin w oddziaływaniu nukleon-nukleon jest także zgodne z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej, w świetle których człon  $V_{\sigma\tau}$  jest jednym z trzech (obok siły centralnej  $V(r)$  i siły tensorowej) wiodących składników potencjału oddziaływania  $n-n$ .

Stany wysokospinowe w  $^{52-54}\text{Ti}$  zostały zinterpretowane, biorąc pod uwagę zarówno zgodność ich energii, jak i zgodność charakteru ich rozpadu gamma z wynikami obliczeń modelu powłokowego przeprowadzonymi w pełnej przestrzeni konfiguracyjnej  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$ . Użyto empirycznych oddziaływań efektywnych GXPF1 i FPD6. Szczególnie interesujące z punktu widzenia układu orbitali  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  i  $f_{5/2}$  wydają się być stany o konfiguracjach zawierających neutrony na orbitalu  $f_{5/2}$ . Obliczenia typu GXPF1, które bardzo dobrze opisują położenie wzbudzeń  $2^+$  we wszystkich znanych parzystych izotopach badanego obszaru mapy nuklidów, zawyżają energie wysokospinowych stanów z udziałem neutronu  $f_{5/2}$ . Wyniki teoretyczne z zastosowaniem oddziaływań FPD6, z kolei, zaniżają energie tych wzbudzeń. Wydaje się, że przerwa energetyczna pomiędzy orbitalami neutronowymi  $f_{5/2}$  oraz  $p_{1/2}$  posiada wartość pośrednią w stosunku do wartości stosowanych w oddziaływaniach FPD6 i GXPF1. Wniosek ten stawia pod znakiem zapytania istnienie przewidywanego przez GXPF1 zamknięcia podpowłoki  $p_{1/2}$  przy  $N=34$  w jądrach bogatych w neutrony.

W jądrach  $^{206}\text{Hg}$ ,  $^{208}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Bi}$ , w których suma walencyjnych cząstek-dziur względem podwójnie zamkniętego  $^{208}\text{Pb}$  wynosi 2, zidentyfikowane zostały zarówno nowe stany yrastowe wynikające ze sprzężeń samych cząstek (dziur) walencyjnych, jak i struktury, w skład których wchodzi wzbudzenia rdzenia typu  $1p-1h$ . Stany yrastowe zawierające wzbudzenia rdzenia  $1p-1h$  okazały się dominować w obszarze energii 3 – 6 MeV. Teoretyczny opis tych struktur przy pomocy modelu powłokowego stał się możliwy dzięki dostępności dwuciałowych elementów macierzowych oddziaływań reszkowych pomiędzy orbitalami leżącymi poniżej i powyżej szczeliny energetycznej  $Z=82$  i  $N=126$ , otrzymanych z potencjału nukleon-nukleon w parametryzacji Hamady-Johnstona. Obliczenia bardzo dobrze odtworzyły energie stanów zawierających konfiguracje  $1p-1h$  i posiadających jednoznaczne eksperymentalne identyfikacje  $J^\pi$ . W przypadku wzbudzeń, dla których identyfikacja na podstawie materiału doświadczalnego nie była pewna, zgodność z przewidywaniami teoretycznymi stanowiła ważny element w przyporządkowywaniu spinu-parzystości.

Sukces obliczeń świadczy o skuteczności realistycznych oddziaływań efektywnych, uzyskanych na podstawie oddziaływania nukleon-nukleon, w przewidywaniu struktur zawierających wzbudzenia rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  typu  $1p-1h$ . Wydaje się, że te same oddziaływania będą mogły opisać jeszcze bardziej skomplikowane konfiguracje w okolicach  $^{208}\text{Pb}$ , np. sprzężenie wzbudzeń cząstek walencyjnych ze strukturami  $2p-2h$ . Potrzebne są jedynie nowe metody obliczeniowe, które pozwolą na przeprowadzenie obliczeń w tak szerokiej przestrzeni konfiguracyjnej.

Wśród nowo zidentyfikowanych stanów, odpowiadających sprzężeniom samych cząstek (dziur) walencyjnych, na szczególną uwagę zasługuje wzbudzenie izomeryczne  $10^+$  w jądrze  $^{206}\text{Hg}$  o czasie życia  $T_{1/2}=92(8)$  ns, wynikające z maksymalnego sprzężenia spinowego dwóch protonowych dziur  $h_{11/2}^{-2}$ . Scharakteryzowanie rozpadu tego stanu pozwoliło wyznaczyć kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny  $e_{pol}=0.60(7)e$  indukowany na rdzeniu  $^{208}\text{Pb}$  przez dziurę protonową  $h_{11/2}^{-1}$ . Wartość  $e_{pol}$  dla dziury protonowej  $h_{11/2}$  oraz rdzenia  $^{208}\text{Pb}$  okazała się być bliska wartościom ładunków polaryzacyjnych indukowanych przez protony  $h_{9/2}$  na rdzeniu  $^{208}\text{Pb}$  oraz przez protony  $h_{11/2}$  na rdzeniu  $^{146}\text{Gd}$ . Zaobserwowano nawet bardziej ogólną prawidłowość: kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny indukowany na podwójnie magicznym rdzeniu przez proton (cząstkę lub dziurę), znajdujący się na wysokospinowym orbitalu ( $g_{7/2}$ ,  $h_{9/2}$ ,  $h_{11/2}$ ), przyjmuje wartość bliską  $0.6e$  niezależnie od orbitalu i rdzenia. Podobną cechą charakteryzuje się kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny indukowany przez neutrony, z tym że jego wartość bliska jest  $0.9e$ . Na podstawie powyższych obserwacji sformułowana została empiryczna reguła mówiąca, że: kwadrupolowy moment elektryczny indukowany na podwójnie zamkniętym rdzeniu przez walencyjny proton (neutron), znajdujący się na wysokospinowym orbitalu, jest proporcjonalny do kwadrupolowego momentu tego walencyjnego protonu (neutronu) ze współczynnikiem proporcjonalności niezależnym ani od typu orbitalu, ani od rdzenia.

Kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny może być teoretycznie opisywany na gruncie sprzężenia ruchu cząstki walencyjnej z kwadrupolowymi drganiami rdzenia o wysokiej częstotliwości. Obliczenia  $e_{pol}$  indukowanego w rdzeniach  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{146}\text{Gd}$  i  $^{208}\text{Pb}$  przez proton znajdujący się na wysokospinowych orbitalach  $g_{7/2}$ ,  $h_{9/2}$ ,  $h_{11/2}$ , przewidyują wartości z przedziału  $0.38e$  -  $0.47e$ , a więc dość sobie bliskie. Odtwarza to w pewnym stopniu informacje doświadczalne – zmierzone wartości ładunków polaryzacyjnych dla wymienionych orbitali i rdzeni są bardzo podobne, ale ich średnia wartość jest o ok.  $0.15e$  wyższa od wartości obliczonej. Porównanie teorii z eksperymentem w przypadku neutronowych ładunków polaryzacyjnych przeprowadzono jedynie dla rdzenia  $^{208}\text{Pb}$ . W tym przypadku oszacowany na podstawie modelu teoretycznego kwadrupolowy ładunek polaryzacyjny, indukowany przez neutrony znajdujące się na orbitalach  $i_{13/2}$  oraz  $g_{9/2}$ , wynosi ok.  $0.9e$ , co w pełni zgodne jest z wartościami eksperymentalnymi.

Przy obliczaniu wartości ładunków polaryzacyjnych wymagane jest oszacowanie zarówno składowej izoskalarnej jak i składowej izowektorowej tych ładunków. Eksperymentalne informacje na temat składowej izowektorowej nie są dostępne, chociaż, według teoretycznych przewidywań, jej wkład do całkowitego ładunku stanowi ok. 50% (dla protonów jest to wartość ujemna a dla neutronów dodatnia). Zgodność pomiędzy wynikami obliczeń i danymi eksperymentalnymi dotyczącymi kwadrupolowego ładunku polaryzacyjnego potwierdza bardzo istotny wpływ składowej izowektorowej na wartość tego ładunku. Pośrednio świadczy to o znaczącej roli w potencjale jądrowym członu izowektorowego, który jest odpowiedzialny między innymi za to, że walencyjny neutron (dziura neutronowa) oddziałuje silniej z protonami wewnątrz powłok, niż czyni to walencyjny proton (dziura protonowa).

## Podziękowania

*Serdeczne podziękowania pragnę złożyć Panu Profesorowi Rafałowi Brodzie, który zainspirował mnie do zajęcia się spektroskopią gamma produktów reakcji głęboko nieelastycznych oraz wprowadził w arkana badań struktury jądra. Jestem mu głęboko wdzięczny za wszystkie fascynacje, których doświadczyliśmy wspólnie podczas rozwijania nowej metody pomiarowej, czy też podczas odkrywania nowych, często nieoczekiwanych zjawisk w strukturze jąder egzotycznych.*

*Dziękuję z całego serca współpracownikom i jednocześnie przyjaciołom, Wojtkowi Królasowi, Tomkowi Pawłatowi oraz Jackowi Wrześnińskiemu, z którymi dzieliliśmy zarówno radości jak i niewygody podczas przeprowadzonych eksperymentów na wiązkach akceleratorów. To dzięki ich kompetencjom, życzliwości oraz zaangażowaniu we wszystkie przedsięwzięcia eksperymentalne udało się osiągnąć wartościowe wyniki naukowe.*

*Jestem niezmiernie wdzięczny Panu Profesorowi Janowi Styczniewi, kierownikowi Zakładu Spektroskopii Jądrowej IFJ, za absolutnie niepowtarzalną atmosferę, którą stworzył w naszym zespole. Właśnie dzięki tej atmosferze powstało i powstaje wiele owocnych pomysłów badawczych.*

*Słowa podziękowań kieruję także w stronę Koleżanek i Kolegów z Pracowni Struktury Jądra, bez których nie tylko praca naukowa, ale i życie nie byłoby pełne wielu wspólnych wrażeń.*

*Praca fizyka jądrowego, eksperymentatora, to praca w międzynarodowych zespołach badawczych. Stwarza ona często niepowtarzalne możliwości czerpania z doświadczeń naukowych i życiowych współpracowników. W tym przypadku mistrzami byli dla mnie Profesor Patrick Daly i Profesor Zbigniew Grabowski z Purdue University, Dr Robert Janssens z Argonne National Laboratory, Dr Hugo Maier z Hahn-Meitner Institute w Berlinie oraz Profesor Santo Lunardi i Profesor Giuseppe Viesti z Uniwersytetu w Padwie.*

## Bibliografia

- [And84] B. D. Anderson, C. Lebo, A. R. Baldwin, T. Chittrakarn, R. Madey, J. W. Watson, C. C. Foster, *Phys. Rev. Lett.* 52, 1872 (1984).
- [Blo74] J. Blomqvist, S. Borg, A. Kerek, K.-G. Rensfelt and J. Sztarkier; *Phys. Scr.* 9, 321 (1974).
- [Blo93] J. Blomqvist, R. Liotta, L. O. Norlin, U. Rosengard, B. Fant, T. Weckstrom, H. C. Jain, T. Lonnroth, *Nucl. Phys. A554*, 45 (1993).
- [Boh69] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure*, tom I, Benjamin, Massachusetts, 1969.
- [Boh75] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure*, tom II, Benjamin, Massachusetts, 1975.
- [Brw76] B. A. Brown, D. B. Fossan, A. R. Poletti, E. K. Warburton, *Phys. Rev. C* 14, 1016 (1976).
- [Brw85] B. A. Brown, A. Etchegoyen, W. D. M. Rae, N. S. Goldwin, W. A. Richter, C. H. Zimmerman, W. E. Ormand, and J. S. Winfield, MSU-NSCL Report No. 524, 1985.
- [Brw00] B. A. Brown, *Phys. Rev. Lett.* 85, 5300 (2000).
- [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, J. Blomqvist, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1671 (1992).
- [Bro94] R. Broda, C. T. Zhang, P. Kleinheinz, R. Menegazzo, K.-H. Maier, H. Grawe, M. Schramm, R. Schubart, M. Lach, S. Hofmann, *Phys. Rev. C* 49, R575 (1994).
- [Bro95] R. Broda, B. Fornal, W. Krolas, T. Pawlat, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, R. Menegazzo, G. de Angelis, P. Bednarczyk, J. Rico, D. De Acuna, P. J. Daly, R. H. Mayer, M. Sferrazza, H. Grawe, K. H. Maier, R. Schubart, *Phys. Rev. Lett.* 74, 868 (1995).
- [Bro99] R. Broda, B. Fornal, P. J. Daly, C. T. Zhang, P. Bhattacharyya, Z. W. Grabowski, J. F. C. Cocks, P. A. Butler, P. T. Greenlees, G. D. Jones, P. M. Jones, R. Julin, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, J. Blomqvist, *Phys. Rev. C* 59, 3071 (1999).
- [Bru77] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans, *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy*, North-Holland, 1977.
- [Coc97] J. F. C. Cocks, P. A. Butler, K. J. Cann, P. T. Greenlees, G. D. Jones, S. Asztalos, P. Bhattacharyya, R. Broda, R. M. Clark, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, B. Fornal, P. M. Jones, R. Julin, T. Lauritsen, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, R. W. MacLeod, J. F. Smith, F. S. Stephens, C. T. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* 78, 2920 (1997).
- [Cra73] G. M. Crawley, E. Kashy, W. Lanford, H. G. Blosser, *Phys. Rev. C* 8, 2477 (1973).
- [Dae77] W. W. Daehnick, M. J. Spisak, R. M. DeVecchio, W. Oelert, *Phys. Rev. C* 15, 594 (1977).
- [Dae81] W. W. Daehnick, M. J. Spisak, J. R. Comfort, *Phys. Rev. C* 23, 1906 (1981).



- 
- [Dal80] P. J. Daly, P. Kleinheinz, R. Broda, S. Lunardi, H. Backe, J. Blomqvist, *Z. Phys. A* 298, 173 (1980).
- [Det79] C. Detraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapisch, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L. C. Carraz, F. Touchard, *Phys. Rev. C* 19, 164 (1979).
- [Ers62] J. R. Erskine, W. W. Buechner, H. A. Enge, *Phys. Rev.* 128, 720 (1962).
- [Fog81] B. Fogelberg, K. Heyde, J. Sau, *Nucl. Phys. A* 352, 157 (1981).
- [For94] B. Fornal, R. H. Mayer, I. G. Bearden, Ph. Benet, R. Broda, P. J. Daly, Z. W. Grabowski, I. Ahmad, M. P. Carpenter, P. B. Fernandez, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, E. F. Moore, M. Drigert, *Phys. Rev. C* 49, 2413 (1994).
- [For95] B. Fornal, R. Broda, W. Krolas, T. Pawlat, P. J. Daly, I. G. Bearden, Z. W. Grabowski, R. H. Mayer, D. Nisius, L. Richter, M. Sferrazza, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, P. Bednarczyk, H. Grawe, K. H. Maier, R. Schubart, *Acta Phys. Pol. B* 26, 357 (1995).
- [For97] B. Fornal, R. Broda, W. Krolas, T. Pawlat, J. Wrzesinski, D. Bazzacco, D. Fabris, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. Viesti, G. de Angelis, M. Cinausero, D. R. Napoli, Z. W. Grabowski, *Phys. Rev. C* 55, 762 (1997).
- [For98] B. Fornal, R. Broda, W. Krolas, T. Pawlat, J. Wrzesinski, P. J. Daly, P. Bhattacharyya, Z. W. Grabowski, C. T. Zhang, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. de Angelis, D. R. Napoli, *Eur. Phys. J. A* 1, 355 (1998).
- [For00] B. Fornal, R. Broda, W. Krolas, T. Pawlat, J. Wrzesinski, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. Viesti, G. de Angelis, M. Cinausero, D. Napoli, J. Gerl, E. Caurier, F. Nowacki, *Eur. Phys. J. A* 7, 147 (2000).
- [For01] B. Fornal, R. Broda, K. H. Maier, J. Wrzesinski, G. J. Lane, M. Cromaz, A. O. Macchiavelli, R. M. Clark, K. Vetter, A. P. Byrne, G. D. Dracoulis, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, I. Wiedenhoever, M. Rejmund, J. Blomqvist, *Phys. Rev. Lett.* 87, 212501 (2001).
- [For03] B. Fornal, R. Broda, K. H. Maier, P. J. Daly, P. Bhattacharyya, Z. W. Grabowski, W. Krolas, T. Pawlat, J. Wrzesinski, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, F. G. Kondev, T. Lauritsen, D. Seweryniak, I. Wiedenhoever, S. Lunardi, C. A. Ur, G. Viesti, M. Cinausero, N. Marginean, M. Rejmund, *Phys. Rev. C* 67, 034318 (2003).
- [Fre84] H. Freiesleben and J. V. Kratz, *Phys. Rep.* 106, 1 (1984).
- [Gro75] J. B. McGrory and T. T. S. Kuo, *Nucl. Phys. A* 247, 283 (1975).
- [Grz98] R. Grzywacz, R. Beraud, C. Borcea, A. Emsallem, M. Glogowski, H. Grawe, D. Guillemaud-Mueller, M. Hjorth-Jensen, M. Houry, M. Lewitowicz, A. C. Mueller, A. Nowak, A. Plochocki, M. Pfitzner, K. Rykaczewski, M. G. Saint-Laurent, J. E. Sauvestre, M. Schaefer, O. Sorlin, J. Szerypo, W. Trinder, S. Viteritti, J. Winfield, *Phys. Rev. Lett.* 81, 766 (1998).
- [Ham62] T. Hamada, I. D. Johnston, *Nucl. Phys.* 34, 382 (1962).
- [Hax49] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, *Phys. Rev.* 75, 1766 (1949).
- [Hey94] K. L. G. Heyde, *The Nuclear Shell Model*, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [Hjo95] M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo, E. Osnes, *Phys. Rep.* 261, 125 (1995).

- 
- [Hon95] M. Honma, T. Mizusaki, T. Otsuka, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1284 (1995); 77, 3315 (1996).
- [Hon02] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown, T. Mizusaki, *Phys. Rev. C* 65, 061301 (2002).
- [Huc85] A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miede, C. Richard-Serre, G. Walter, A. Poves, H. L. Ravn, G. Marguier, *Phys. Rev. C* 31, 2226 (1985).
- [Jan02] R. V. F. Janssens, B. Fornal, P. F. Mantica, B. A. Brown, R. Broda, P. Bhattacharyya, M. P. Carpenter, M. Cinausero, P. J. Daly, A. D. Davies, T. Glasmacher, Z. W. Grabowski, D. E. Groh, M. Honma, F. G. Kondev, W. Krolas, T. Lauritsen, S. N. Lid-dick, S. Lunardi, N. Marginean, T. Mizusaki, D. J. Morrissey, A. C. Morton, W. F. Mueller, T. Otsuka, T. Pawlat, D. Seweryniak, H. Schatz, A. Stolz, S. L. Tabor, C. A. Ur, G. Viesti, I. Wiedenhoever, J. Wrzesinski, *Phys. Lett. B* 546, 55 (2002).
- [Kap97] D. B. Kaplan, A. V. Manohar, *Phys. Rev. C* 56, 76 (1997).
- [Klo93] G. Klotz, P. Baumann, M. Bounajma, A. Huck, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, C. Richard-Serre, A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Rev. C* 47, 2502 (1993).
- [Kro96] W. Krolas, R. Broda, B. Fornal, T. Pawlat, H. Grawe, J. Heese, K. H. Maier, M. Schramm, R. Schubart, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, *Acta Phys. Pol. B* 27, 493 (1996).
- [Kro03] W. Krolas, R. Broda, B. Fornal, T. Pawlat, H. Grawe, K. H. Maier, M. Schramm, R. Schubart, *Nucl. Phys. A* 724, 289 (2003).
- [Kuo66] T. T. S. Kuo and G. E. Brown, *Nucl. Phys.* 85, 40 (1966).
- [Kuo71] T. T. S. Kuo and G. H. Herling, U.S. Naval Research Laboratory Report No. 2258, 1971 (unpublished).
- [Lan01] G. J. Lane, R. Broda, B. Fornal, A. P. Byrne, G. D. Dracoulis, J. Blomqvist, R. M. Clark, M. Cromaz, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, R. V. F. Janssens, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, K. H. Maier, M. Rejmund, F. S. Stephens, C. E. Svensson, K. Vetter, D. Ward, I. Wiedenhover, J. Wrzesinski, *Nucl. Phys. A* 682, 71c (2001).
- [Lee90] I. Y. Lee, *Nucl. Phys. A* 520, 641c (1990).
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, *Phys. Rep.* 149, 1 (1987).
- [Mai84] K. H. Maier, M. Menningen, L. E. Ussery, T. W. Nail, R. K. Sheline, J. A. Becker, D. J. Decman, R. G. Lanier, L. G. Mann, W. Stoeffl, G. L. Struble, *Phys. Rev. C* 30, 1702 (1984).
- [Mai89] K. H. Maier, A. Aprahamian, J. A. Becker, D. J. Decman, E. A. Henry, R. G. Lanier, L. G. Mann, R. A. Meyer, K. Sale, N. Roy, W. Stoffl, G. L. Struble, J. Blomqvist, *Z. Phys. A* 332, 263 (1989).
- [Man88] L. G. Mann, K. H. Maier, A. Aprahamian, J. A. Becker, D. J. Decman, E. A. Henry, R. A. Meyer, N. Roy, W. Stoffl, G. L. Struble, *Phys. Rev. C* 38, 74 (1988).
- [May49] M. Goepfert 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).
- [Mot71] H. T. Motz, E. T. Journey, E. B. Shera, R. K. Sheline, *Phys. Rev. Lett.* 26, 854 (1971).

- 
- [NDS206] E. Browne, Nuclear Data Sheets 88, 29 (1999).
- [NDS210] E. Browne, Nuclear Data Sheets 65, 209 (1992).
- [NDS52] Huo Junde, Nuclear Data Sheets 90, 1 (2000).
- [Omt95] J. P. Omtvedt, H. Mach, B. Fogelberg, D. Jerrestam, M. Hellstrom, L. Spanier, K. I. Erokhina, V. I. Isakov, Phys. Rev. Lett. 75, 3090 (1995).
- [Ots98] T. Otsuka, M. Honma, T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. 81, 1588 (1998).
- [Ots01] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. A. Brown, M. Honma, and T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. 87, 082502 (2001).
- [Paw94] T. Pawlat, R. Broda, W. Krolas, A. Maj, M. Zieblinski, H. Grawe, R. Schubart, K. H. Maier, J. Heese, H. Kluge, M. Schramm, Nucl. Phys. A574, 623 (1994).
- [Pfu98] M. Pfützner, P. Armbruster, T. Baumann, J. Benlliure, M. Bernas, W. N. Catford, D. Cortina-Gil, J. M. Daugas, H. Geissel, M. Gorska, H. Grawe, R. Grzywacz, M. Hellstrom, N. Iwasa, Z. Janas, A. R. Junghans, M. Karny, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, A. C. Mueller, F. de Oliveira, P. H. Regan, M. Rejmund, K. Rykaczewski, K. Summerer, Phys. Lett. B 444, 32 (1998).
- [Pfu02] M. Pfützner, P. H. Regan, P. M. Walker, M. Caamano, J. Gerl, M. Hellstrom, P. Mayet, K. -H. Schmidt, Zs. Podolyak, M. N. Mineva, A. Aprahamian, J. Benlliure, A. M. Bruce, P. A. Butler, D. Cortina Gil, D. M. Cullen, J. Doring, T. Enqvist, C. Fox, J. Garces Narro, H. Geissel, W. Gelletly, J. Giovinazzo, M. Gorska, H. Grawe, R. Grzywacz, A. Kleinbohl, W. Korten, M. Lewitowicz, R. Lucas, H. Mach, C. D. O'Leary, F. De Oliveira, C. J. Pearson, F. Rejmund, M. Rejmund, M. Sawicka, H. Schaffner, Ch. Schlegel, K. Schmidt, Ch. Theisen, F. Vives, D. D. Warner, C. Wheldon, H. J. Wollersheim, S. Wooding, Phys. Rev. C 65, 064604 (2002).
- [Pol86] S. J. Poletti, G. D. Dracoulis, A. R. Poletti, A. P. Byrne, and A. E. Stuchberry, Nucl. Phys. A448, 189 (1986).
- [Pri01] J. I. Prisciandaro, P. F. Mantica, B. A. Brown, D. W. Anthony, M. W. Cooper, A. Garcia, D. E. Groh, A. Komives, W. Kumarasiri, P. A. Lofy, A. M. Oros-Peusquens, S. L. Tabor, M. Wiedeking, Phys. Lett. B 510, 17 (2001).
- [Pro73] D. Proetel, F. Riess, E. Grosse, R. Ley, M. R. Maier, P. von Brentano, Phys. Rev. C 7, 2137 (1973).
- [Rej97] M. Rejmund, K. H. Maier, R. Broda, M. Lach, J. Wrzesinski, J. Agramunt, J. Blomqvist, A. Gadea, J. Gerl, M. Gorska, H. Grawe, M. Kaspar, I. Kozhoukharov, I. Peter, H. Schaffner, R. Schubart, Ch. Schlegel, G. Stengel, S. Wan, H. J. Wollersheim, Z. Phys. A 359, 243 (1997).
- [Rej98] M. Rejmund, K. H. Maier, R. Broda, B. Fornal, M. Lach, J. Wrzesinski, J. Blomqvist, A. Gadea, J. Gerl, M. Gorska, H. Grawe, M. Kaspar, H. Schaffner, C. Schlegel, R. Schubart, H. J. Wollersheim, Eur. Phys. J. A 1, 261 (1998).
- [Rej98T] M. Rejmund, Ph.D. Thesis, Institute of Experimental Physics, Warsaw University, 1998.
- [Rej99] M. Rejmund, M. Schramm, K. H. Maier, Phys. Rev. C 59, 2520 (1999).
- [Rej00] M. Rejmund, K. H. Maier, R. Broda, B. Fornal, M. Lach, J. Wrzesinski, J. Blomqvist, A. Gadea, J. Gerl, M. Gorska, H. Grawe, M. Kaspar, H. Schaffner, Ch. Schlegel, R. Schubart, H. J. Wollersheim, Eur. Phys. J. A 8, 161 (2000).

- 
- [Ric91] W. A. Richter, M. G. Van Der Merwe, R. E. Julies, B. A. Brown, Nucl. Phys. A523, 325 (1991).
- [Rin73] P. Ring, R. Bauer, and J. Speht, Nucl. Phys. A206, 97 (1973).
- [Rud79] G. Rudolf, A. Gobbi, H. Stelzer, U. Lynen, A. Olmi, H. Sann, R. G. Stokstad, D. Pelte, Nucl. Phys. A330, 243 (1979).
- [Ryd90] L. Rydström, J. Blomqvist, R. J. Liotta, and C. Pomar, Nucl. Phys. A512, 217 (1990).
- [Sag87] H. Sagawa, O. Scholten, B. A. Brown, B. H. Wildenthal, Nucl. Phys. A462, 1 (1987).
- [Saw03] M. Sawicka, R. Grzywacz, I. Matea, H. Grawe, M. Pfützner, J. M. Daugas, M. Lewitowicz, D. L. Balabanski, F. Becker, G. Belier, C. Bingham, C. Borcea, E. Bouchez, A. Buta, M. La Commara, E. Dragulescu, G. de France, G. Georgiev, J. Giovinazzo, M. Gorska, F. Hammache, M. Hass, M. Hellstrom, F. Ibrahim, Z. Janas, H. Mach, P. Mayet, V. Meot, F. Negoita, G. Neyens, F. de Oliveira Santos, R. D. Page, O. Perru, Zs. Podolyak, O. Roig, K. P. Rykaczewski, M. G. Saint-Laurent, J. E. Sauvestre, O. Sorlin, M. Stanoiu, I. Stefan, C. Stodel, Ch. Theisen, D. Verney, J. Zylicz, Phys. Rev. C 68, 044304 (2003).
- [Sch84] W. U. Schroeder and J. R. Huizenga, „*Damped Nuclear Reactions*” w „*Treaties of Heavy Ion Science*, tom 2., ed. D. A. Bromley, Plenum Press, New York, 1984.
- [Spi84] M. J. Spisak, W. W. Daehnick, Phys. Rev. C 29, 2088 (1984).
- [Tro93] W. Troeger, T. Butz, P. Blaha, K. Schwarz, Hyperfine Interact. 80, 1109 (1993).
- [War90] E. K. Warburton, J. A. Becker, B. A. Brown, Phys. Rev. C 41, 1147 (1990).
- [War91] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C 43, 602 (1991).
- [Wil73] J. Wilczyński, Phys. Lett. B 47, 484 (1973).
- [Wir84] R. B. Wiringa, R. A. Smith, T. L. Ainsworth, Phys. Rev. C 29, 1207 (1984).
- [Wir95] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla, Phys. Rev. C 51, 38 (1995).
- [Wrz01] J. Wrzesinski, K. H. Maier, R. Broda, B. Fornal, W. Krolas, T. Pawlat, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. de Angelis, A. Gadea, J. Gerl, M. Rejmund, Eur. Phys. J. A 10, 259 (2001).
- [Zha97] C. T. Zhang, P. Bhattacharyya, P. J. Daly, R. Broda, Z. W. Grabowski, D. Nisius, I. Ahmad, M. P. Carpenter, T. Lauritsen, L. R. Morss, W. Urban, J. L. Durell, W. R. Phillips, M. J. Leddy, A. G. Smith, B. J. Varley, N. Schulz, E. Lubkiewicz, M. Bentaleb, J. Blomqvist, Z. Phys. A 358, 9 (1997).
- [Zha00] C. T. Zhang, P. Bhattacharyya, P. J. Daly, Z. W. Grabowski, R. Broda, B. Fornal, J. Blomqvist, Phys. Rev. C 62, 057305 (2000).