

Uniwersytet Warszawski
Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów
Instytut Fizyki Doświadczalnej

Katarzyna Wrzosek - Lipska

**Badanie struktury
elektromagnetycznej
niskospinowych stanów
wzbudzonych jądra ^{100}Mo metodą
wzbudzeń kulombowskich**

praca doktorska
wykonana pod kierunkiem
dra hab. Ludwika Pieńkowskiego

Warszawa, listopad 2010

Podziękowania

Pragnę wyrazić swą wdzięczność wszystkim tym, którzy przyczynili się do powstania niniejszej pracy.

W pierwszej kolejności pragnę podziękować Ś. P. Tomaszowi Czosnyce, memu pierwszemu nauczycielowi w zakresie tematyki wzbudzeń kulombowskich, za jego wszechstronne zaangażowanie i opiekę nad moimi pracami w trakcie studiów magisterskich i doktoranckich, a także za nieocenioną wręcz pomoc i życzliwość okazywaną mi podczas moich pierwszych doświadczeń w użytkowaniu programu GOSIA.

Dziękuję Dyrektorowi Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego, za umożliwienie mi przeprowadzenia szeregu pomiarów z użyciem wiązek dostarczanych przez cyklotron U200P oraz stworzenie mi dogodnych warunków do przygotowywania rozprawy doktorskiej.

Dziękuję memu promotorowi, Ludwikowi Pieńkowskiemu, za okazywane mi wsparcie.

Ogromne podziękowania kieruję do moich kolegów i koleżanek z warszawskiej grupy wzbudzeń kulombowskich.

Przede wszystkim bardzo dziękuję Julianowi Srebrnemu, który wspierał mnie i doradzał na każdym etapie powstawania niniejszej rozprawy. Jego wnikliwe uwagi dotyczące analizy danych, wspólnie prowadzone dyskusje podczas spotkań roboczych, inspirowanie do podejmowania kolejnych działań posuwających pracę do przodu są nie do przecenienia. Dziękuję także za pomoc w nawiązaniu kontaktu z grupą fizyków z Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie oraz z Zakładu Reakcji Jądrowych Instytutu Problemów Jądrowych.

Wiele podziękowań kieruję również do Pawła Napiorkowskiego, za ogromne zaangażowanie w trakcie przygotowywania i przeprowadzania eksperymentu, za cenne rady dotyczące połączenia oraz uruchomienia układu OSIRIS-II i komory rozproszeń, za pomoc w rozstrzygnięciu niepewności jakie pojawiały się w trakcie analizy danych przy pomocy programu GOSIA i że zawsze znajdował na to wszystko czas mimo natłoku zajęć i obowiązków.

Niniejsza rozprawa w jej ostatecznym kształcie nie powstałaby bez pomocy Magdy Zielińskiej, która jako pierwsza, wiele lat temu, zainteresowała mnie tematyką badań z wykorzystaniem metody wzbudzeń kulombowskich. Szczególnie dziękuję jej za wsparcie jakiego mi udzielała w końcowych, chyba najcięższych etapach tworzenia tej pracy, za rady merytoryczne, za korekty językowe, za szereg wspólnych rozmów, podczas których dzieliła się ze mną bogatym doświadczeniem przyczyniając się wielokrotnie do

wyjaśnienia wątpliwości na jakie napotykałam się w trakcie pracy, za nieustanne dawanie otuchy w sytuacjach kryzysowych.

Wyrazy podziękowania należą się także Jędrzejowi Iwanickiemu, którego pomoc w dostosowaniu oprogramowania Jego autorstwa do analizy surowych danych pochodzących z eksperymentu jak i nauka posługiwania się tym jednym z podstawowych moich narzędzi są ogromne.

Serdecznie dziękuję Kasi Hadyńskiej-Klęk, która dołączyła do naszej grupy trzy lata temu, za wspólną pracę nad detektorami cząstek i komorą rozproszeń oraz za jej entuzjazm w realizowaniu nowych zadań podczas przygotowywania eksperymentu.

Słowa podziękowania kieruję także do Leszka Próchniaka za wykonanie obliczeń teoretycznych metodą uogólnionego hamiltonianu Bohra dotyczących struktury elektromagnetycznej jądra ^{100}Mo , za wiele owocnych i pomocnych dyskusji związanych z interpretacją wyników tych obliczeń.

Dziękuję Jankowi Mierzejewskiemu za pomoc w zrozumieniu logiki schematu elektroniki układu OSIRIS-II.

Szczerze „dziękuję” kieruję do Agnieszki Trzcńskiej, Marcina Palacza i Grzesia Jaworskiego za pomoc w pracach edytorskich oraz za okazywane mi zawsze wsparcie i życzliwość.

Szczególnie chciałabym podziękować wszystkim pracownikom technicznym ŚLCJ UW za duże zaangażowanie w przebiegu przeprowadzanych eksperymentów.

Serdeczne podziękowania należą się także moim bliskim: memu Mężowi Łukaszowi, Rodzicom, Rodzeństwu i Przyjaciółom za ich szczerze zainteresowanie postępami pracy, nieustanne podtrzymywanie na duchu, cierpliwość i wyrozumiałość gdy praca pochłaniała także tą część czasu, która im się należała.

Dziękuję Fundacji Nauki Polskiej za przyznanie mi stypendium konferencyjnego, które umożliwiło mi udział oraz zaprezentowanie wyników tej pracy podczas międzynarodowej konferencji w Zakopanem we wrześniu 2010 roku.

Spis treści

Streszczenie	5
Wstęp	7
1 Teoretyczny opis wzbudzenia kulombowskiego	13
1.1 Metoda wzbudzeń kulombowskich	13
1.2 Opis procesu wzbudzenia w przybliżeniu półklasycznym	14
1.3 Deekscytacja stanów wzbudzonych	18
2 Kwadrupolowe reguły sum	21
2.1 Idea rachunku	21
2.2 Złożenie operatorów E2	22
2.3 Zastosowanie reguł sum do jądra ^{100}Mo	23
3 Dotychczasowe informacje o jądrze ^{100}Mo	25
3.1 Schemat rozpadu jądra ^{100}Mo	27
3.2 Inne znane informacje o jądrze ^{100}Mo	29
4 Układ eksperymentalny	37
4.1 Warszawski cyklotron	37
4.2 Układ pomiarowy: OSIRIS-II i komora rozproszeń	38
4.3 Elektronika układu OSIRIS-II	44
4.3.1 Widmo czasu koincydencji cząstka - γ	47
5 Badanie składu tarczy	51
5.1 Ilościowe wyznaczenie składu tarczy na podstawie analizy przekrojów czynnych	51
5.2 Metoda wstecznego rozpraszania jonów (RBS)	52
5.3 Wyniki pomiarów oraz ich interpretacja	54

6	Analiza koincydencyjnych danych doświadczalnych	59
6.1	Kinematyka rozproszenia - efekty związane z zastosowaniem grubej tarczy	59
6.2	Redukcja tła poprzez oszacowanie wpływu koincydencji przypadkowych	61
6.2.1	Korekta opóźnień występujących na szybkich traktach diod PiN	62
6.2.2	Wpływ warunków sortowania na widma promieniowania γ . .	64
6.3	Podział danych eksperymentalnych	68
6.4	Kalibracja wydajnościowa widm γ	72
7	Wyznaczenie zestawu elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{100}Mo	75
7.1	Program GOSIA	75
7.1.1	Opis procesu minimalizacji	75
7.1.2	Własności stanów jądrowych opisane przez zredukowane elementy macierzowe	77
7.1.3	Całkowanie po energiach i kątach rozproszenia pocisku	80
7.2	Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{100}Mo .	81
8	Koegzystencja kształtu w jądrze ^{100}Mo	89
9	Parametry deformacji kwadrupolowej w jądrze ^{100}Mo - porównanie z przewidywaniami modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra	93
9.1	Wpływ poszczególnych elementów macierzowych E2 na parametry deformacji	100
	Podsumowanie	108
	Dodatki	113
A	Pomiar czasu koincydencji cząstka - γ	113
A.1	Czasowa zdolność rozdzielcza detektorów germanowych	119
B	Grubości warstw utlenionego molibdenu w tarczy ^{100}Mo	121
C	Wyniki analizy widm koincydencyjnych γ-γ	123
D	Liczby zliczeń zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo	127

E Wyznaczenie energii wiązki jonów ^{32}S	129
Bibliografia	131

Streszczenie

W pracy przedstawiono wyniki analizy danych z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo wiązką jonów ^{32}S dostarczoną przez cyklotron Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW. Pomiarów wykonano przy użyciu spektrometru promieniowania γ OSIRIS-II współpracującego z układem detektorów cząstek. Wyznaczono bogaty zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych. Na ich podstawie określono parametry deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo w stanie podstawowym 0_1^+ oraz w stanie wzbudzonym 0_2^+ . Parametry deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo wyznaczono w sposób niezależny od modeli struktury jądra atomowego, przy użyciu nieważonych energetycznie reguł sum. Praca prezentuje metodę doświadczalną wzbudzeń kulombowskich, sposób analizy danych, uzyskane wyniki oraz ich dyskusję przeprowadzoną w porównaniu do przewidywań modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra.

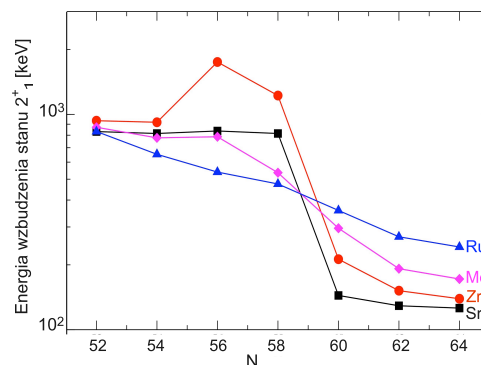
Abstract

Results of the Coulomb excitation experiment of the heaviest stable ^{100}Mo isotope are presented. The measurements were performed with the ^{32}S beam delivered by the Warsaw cyclotron at the Heavy Ion Laboratory of the University of Warsaw. The data were collected using the multi-detector γ -ray spectrometer OSIRIS-II integrated with the particle detector array. A rich set of reduced matrix elements of electromagnetic transitions has been determined. Shape parameters of the ^{100}Mo nucleus in the ground state and in the low-lying excited 0^+ state were extracted in a model-independent way using the non-energy-weighted quadrupole sum rules formalism. The main aspects of the Coulomb excitation experimental technique and related data analysis are described. The experimental results are discussed in comparison with the general Bohr Hamiltonian model predictions.

Wstęp

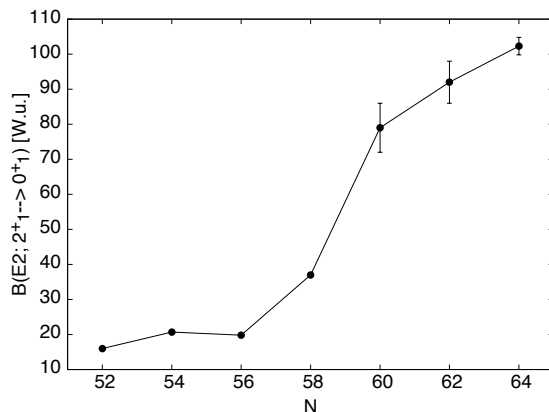
Struktura jąder atomowych z obszaru przejściowego (o całkowitej liczbie nukleonów $A \sim 100$) jest trudna do opisu na gruncie istniejących modeli teoretycznych. Szczególne zainteresowanie budzą jądra o liczbie protonów $Z \sim 40$. Dla neutronowo nadmiarowych izotopów $^{96,98}\text{Sr}$ ($Z = 38$) i $^{98,100}\text{Zr}$ ($Z = 40$), wraz ze wzrostem liczby neutronów widoczny jest bardzo gwałtowny spadek wartości energii wzbudzenia pierwszego stanu wzbudzonego 2_1^+ (rysunek 1). Dodatkowo, na podstawie pomiaru natężenia przejścia elektromagnetycznego E0 stwierdzono, że w izotopach tych przy zwiększaniu liczby neutronów z $N = 58$ do $N = 60$ następuje nagle zmiana kształtu stanu podstawowego [Woo99]. W izotopach molibdenu i rutenu zmiana energii stanu 2_1^+ dla $N = 58$ i 60 jest mniej gwałtowna, a zmierzone wartości natężenia przejść E0 mogą wskazywać na występowanie zjawiska koegzystencji kształtu.

Do prawidłowego opisu oraz zrozumienia własności jąder z obszaru przejściowego (takich jak np. mierzone wartości natężenia przejść E0, promienie jądrowe) niezbędna jest znajomość odstępstwa od symetrii osiowej tych jąder nie tylko w stanie podstawowym, ale także w nisko leżących stanach wzbudzonych [Rod10].



Rysunek 1: Energia stanu 2_1^+ w funkcji liczby neutronów w izotopach strontu (kolor czarny), cyrkonu (kolor czerwony), molibdenu (kolor fioletowy) i rutenu (kolor niebieski).

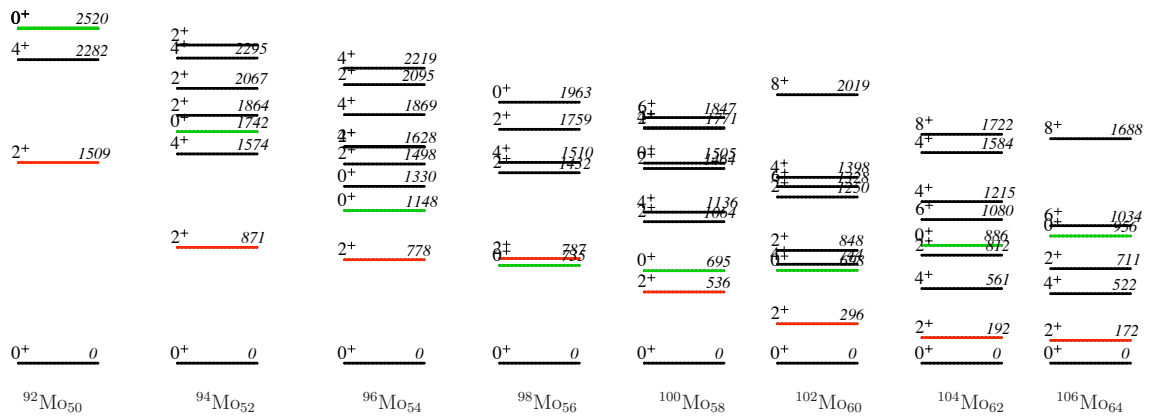
Izotopy molibdenu o liczbie neutronów $N \sim 50$ mają kształt sferyczny, a energie ich nisko leżących stanów wzbudzonych są prawidłowo odtwarzane przez model powłokowy [Sin92]. Wraz ze wzrostem liczby neutronów od $N = 54$ do $N = 64$ wpływ ruchów kolektywnych nukleonów na strukturę elektromagnetyczną izotopów molibdenu staje się coraz silniejszy. Na rysunku 2 przedstawiono zmianę wartości zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ w funkcji liczby neutronów N w parzysto-parzystych izotopach molibdenu. Widoczny jest nagły wzrost wartości $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ między $N = 56$ i $N = 60$, co wskazuje na zmianę struktury tych jąder wraz ze wzrostem liczby neutronów — w stanie podstawowym kształt zmienia się od bliskiego sferycznemu do zdeformowanego. Struktura najcięższych stabilnych parzysto-parzystych izotopów $^{96,98,100}\text{Mo}$ determinowana jest więc zarówno przez wzbudzenia jednocząstkowe, jak i ruchy kolektywne nukleonów, czego efektem jest wiele interesujących właściwości tych jąder opisanych poniżej.



Rysunek 2: Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ w funkcji liczby neutronów dla parzysto-parzystych izotopów molibdenu [Sin08]. Widoczny jest wyraźny wzrost wartości $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ między $N = 56$ i $N = 60$.

W całej tablicy nuklidów można wskazać tylko kilka jąder, dla których pierwszy stan wzbudzony ma spin i parzystość 0^+ . Znane są tylko cztery takie przypadki, dla których pierwszy stan wzbudzony 0^+ ma energię nie przekraczającą 2 MeV i jest położony blisko stanu 2_1^+ . Izotop ^{98}Mo jest jednym z nich. Taką cechę przejawiają także jądra ^{72}Ge i $^{90,96}\text{Zr}$. Nisko leżący stan wzbudzony 0^+ (o energii zbliżonej do energii stanu 2_1^+) został również zaobserwowany w izotopie ^{100}Mo . Położenie pierwszych wzbudzonych stanów o spinie i parzystości 0^+ i 2^+ w szeregu parzysto-parzystych izotopów molibdenu zostało przedstawione na rysunku 3. Istnienie nisko umiejscowio-

ných stanów wzbudzonych 0^+ , zaobserwowanych w jądrach z obszaru przejściowego, wciąż trafiają na trudności interpretacyjne. Istnieją przewidywania wskazujące, iż oddziaływanie typu *pairing* pomiędzy protonami a neutronami (dotychczas uważane za istotne jedynie dla jąder atomowych o równej liczbie protonów i neutronów [Sat01]) może na tyle istotnie modyfikować strukturę jądra, że jego uwzględnienie pozwoli na odtworzenie energii nisko leżących stanów 0^+ w $^{96,98}\text{Mo}$ [Zaj03], [Zaj04]



Rysunek 3: Schemat nisko leżących stanów wzbudzonych w szeregu parzysto-parzystych izotopów molibdenu. Kolorem czerwonym zaznaczono stany wzbudzone o spinie i parzystości 0^+ , kolorem zielonym – stany 2^+ .

Obserwacja stanów 0^+ o niedużej energii wzbudzenia, porównywalnej do stanu 2^+ , jest pierwszym sygnałem wskazującym, że kształt jądra atomowego może być wyraźnie inny w obu stanach 0^+ (podstawowym i pierwszym wzbudzonym) leżących blisko siebie pod względem energii — jest to tzw. zjawisko koegzystencji kształtu. Do potwierdzenia tego efektu niezbędny jest jednak bezpośredni pomiar deformacji jądra.

Dla parzysto-parzystych izotopów molibdenu znane są wartości elementu macierowego przejścia E0 między stanami $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ [Woo99]. Wartość natężenia przejścia E0 ($\rho^2(E0)$) dla izotopu ^{100}Mo wynosi 0.042(6), natomiast dla izotopu ^{102}Mo osiąga wartość 0.12(5) i jest to jedno z najsilniejszych znanych przejść E0. Nagły wzrost natężenia przejścia E0, taki jaki jest obserwowany przy przejściu z $N = 58$ do $N = 60$, jest rzadko spotykany i zmierzony został także tylko we wspomnianych wcześniej izotopach Sr i Zr. Zjawisko to tłumaczone jest gwałtowną zmianą struktury stanu podstawowego wraz ze wzrostem liczby neutronów, a wartość natężenia przejścia E0 zależy od stop-

nia zmieszania [Hey88] funkcji falowych współistniejących [Mac90a], [Mac90b] stanów 0^+ . Funkcje falowe tych stanów są kombinacją liniową dwóch niez mieszanych ortonormalnych stanów silnie różniących się deformacją. Dodatkowo autorzy pracy [Mac90b] twierdzą, iż do określenia stopnia zmieszania funkcji falowych stanów 0^+ istotna jest znajomość nie tylko wielkości deformacji, ale też jej typu — odstępstwa od kształtu osiowosymetrycznego. Istniejące dane dotyczące ^{100}Mo i ^{102}Mo są niewystarczające do pełnego zrozumienia zaobserwowanej nagłej zmiany natężenia przejścia E0. Informacja o całkowitej deformacji kwadrupolowej stanu podstawowego jest stosunkowo nietrudna do uzyskania poprzez pomiary czasów życia wzbudzonych stanów jądrowych. Parametr opisujący trójosiowość jądra w stanie nie tylko podstawowym, ale przede wszystkim w stanach wzbudzonych stanowi dość unikalną informację, a jego wyznaczenie wymaga zdecydowanie bardziej precyzyjnych danych doświadczalnych.

Zastosowana w niniejszej pracy metoda wzbudzeń kulombowskich pozwala na precyzyjny pomiar zredukowanych elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych pomiędzy stanami jądrowymi wraz z ich względnymi znakami. Co więcej, metoda ta dostarcza informacji o elektrycznych momentach kwadrupolowych oraz ich znakach. Dysponując zestawem zredukowanych elementów macierzowych opisujących strukturę elektromagnetyczną badanego jądra możliwe jest, poprzez zastosowanie techniki nieważonych energetycznie reguł sum, określenie kształtu jądra atomowego (rozkładu ładunku) indywidualnie dla każdego stanu wzbudzonego. Warto tu podkreślić, iż metoda wzbudzeń kulombowskich jest jedyną techniką eksperymentalną umożliwiającą niezależny od modeli jądrowych pomiar parametru trójosiowości jądra atomowego i stanowi tym samym najlepsze narzędzie do badań nad ewolucją i koegzystencją kształtu. Najważniejsze aspekty dotyczące matematycznego opisu wzbudzenia kulombowskiego opisano w rozdziale 1 pracy, natomiast metoda wyznaczania kwadrupolowych parametrów kształtu jąder atomowych poprzez formalizm kwadrupolowych reguł sum przedstawiona została w rozdziale 2.

W ostatnich latach w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW prowadzone były badania izotopów $^{96,98}\text{Mo}$, z wykorzystaniem metody wzbudzeń kulombowskich, które wykazały występowanie w tych jądrach zjawiska koegzystencji kształtu [Zie05]. Niniejsza praca stanowi rozwinięcie tego projektu o najcięższy stabilny izotop molibdenu — ^{100}Mo . W świetle, przedstawionego w rozdziale 3 niniejszej pracy, stanu badań oraz dotychczas uzyskanych wyników dotyczących izotopu ^{100}Mo celowym było przeprowadzenie dalszych prac eksperymentalnych i uzupełnienie istniejących wyników doświadczalnych o nowe, dokładniejsze dane, które potwierdziłyby występowanie koegzystencji kształtu w tym jądrze. Przedstawiona rozprawa miała na celu zbadanie własności elektromagnetycznych izotopu ^{100}Mo poprzez wyznaczenie zestawu zredukowanych elementów macierzowych kwadrupolowego operatora elektrycz-

nego dla niskospinowych stanów wzbudzonych w tym jądrze. Rozwinięcie wcześniejszych badań, dotyczących jąder $^{96,98}\text{Mo}$, o najcięższy stabilny izotop ^{100}Mo , miało na celu systematyczną analizę ewolucji kształtu stabilnych, parzystych izotopów molibdenu w nisko leżących stanach 0^+ .

Dane pomiarowe, stanowiące podstawę rozprawy, zebrane zostały w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW przy użyciu wielodetektorowego spektrometru OSIRIS-II służącego do detekcji promieniowania γ oraz układu detektorów cząstek – diod PiN. Połączenie tych dwóch systemów detekcyjnych i przystosowanie ich do rejestracji danych z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich opisane zostało w rozdziale 4 oraz w Dodatku A. Dla badań nad koegzystencją kształtu najcięższego stabilnego izotopu ^{100}Mo , konieczne było wyznaczenie intensywności przejścia $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ związanego z emisją kwantu γ o energii 159 keV. W celu rejestracji tego przejścia z możliwie jak największą wydajnością, szczególną uwagę poświęcono optymalizacji czasowej zdolności rozdzielczej widma czasu koincydencji cząstka- γ w zakresie niskich energii kwantów γ . Aspektowi temu poświęcono rozdział 4.3.1.

W rozdziale 5 przedstawiono metodę oraz wyniki badania składu tarczy użytej w pomiarach opisanych w niniejszej pracy. Precyzyjne ustalenie składu tarczy było niezbędne do przeprowadzenia poprawnej analizy danych zebranych w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo .

Jak już wcześniej wspomniano, eksperymenty wzbudzeń kulombowskich dostarczają m.in. informacji o momentach kwadrupolowych stanów wzbudzonych jądra atomowego. Dokładność wyznaczenia tych wielkości wiąże się z przyjętym sposobem analizy surowych danych pochodzących bezpośrednio z eksperymentu. Istotna przy tym jest jak najlepsza redukcja zdarzeń przypadkowych, jak również podział danych ze względu na geometrię użytego układu detekcyjnego. Zastosowane i wypracowane techniki analizy surowych danych oraz wpływ ich podziału na dokładność wyznaczenia momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ przedstawiono w rozdziale 6 pracy.

Wyniki analizy danych doświadczalnych przedstawiono w rozdziale 7. Uzyskane wyniki doświadczalne, poza bogatym zestawem elementów macierzowych przejść E1, E2, E3 i M1 i wyznaczonymi momentami kwadrupolowymi w stanach wzbudzonych 2^+ i 4_1^+ , pozwoliły na określenie parametrów kształtu jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ . Wyznaczony został nie tylko parametr związany z odstępstwem od kształtu sferycznego, ale także parametr opisujący odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego. Po raz pierwszy uzyskano informację o kwadrupolowych parametrach deformacji jądra ^{100}Mo w stanie nie tylko podstawowym, ale także wzbudzonym 0^+ . Otrzymane wyniki potwierdziły występowanie zjawiska koegzystencji kształtu w tym jądrze. Aspektom tym poświęcono rozdział 8.

Dyskusja uzyskanych eksperymentalnie wyników przeprowadzona została w po-

równaniu do przewidywań modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra i przedstawiona w rozdziale 9 pracy.

Wyniki otrzymane w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich dostarczają istotnych informacji pozwalających na weryfikację istniejących modeli kolektywnych struktury jądra atomowego. Rezultaty niniejszej pracy dotyczące m.in. parametru nieosio-wości jądra ^{100}Mo zarówno w stanie podstawowym jak i wzbudzonym 0^+ , mogą pomóc w lepszym opisie teoretycznym jąder z obszaru przejściowego [Rod10] przyczyniając się do wyjaśnienia pochodzenia tak wyjątkowo nisko leżących stanów 0^+ .

Rozdział 1

Teoretyczny opis wzbudzenia kulombowskiego

1.1 Metoda wzbudzeń kulombowskich

Wzbudzeniem kulombowskim jądra atomowego nazywamy proces, w wyniku którego zderzające się obiekty – jon wiązki i jądro tarczy – oddziałują ze sobą za pośrednictwem pola elektromagnetycznego. W ogólności na proces nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów wpływają dwa typy oddziaływań:

1. długozasięgowe siły kulombowskie
2. krótkozasięgowe, silne oddziaływanie jądrowe

Przy odpowiednio dużej separacji powierzchni zderzających się obiektów wpływ sił jądrowych jest zanedbywalny. W eksperymentach wzbudzeń kulombowskich stany jądrowe populowane są w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego jądra tarczy z jądrem pocisku. Przyjęto, iż jądro tarczy i jądro pocisku oddziałują czysto elektromagnetycznie, gdy odległość najmniejszego zbliżenia d_{min} między środkami oddziałujących obiektów jest większa niż:

$$d_{min} = 1.25 \cdot (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 5.0 \quad [\text{fm}] \quad (1.1)$$

przy czym A_p i A_t są liczbami masowymi odpowiednio pocisku i tarczy.

Powyższe wyrażenie nosi nazwę *kryterium Cline'a* [Cli69]. Odległość d_{min} we wzorze 1.1 została dobrana empirycznie w taki sposób, by założenie o zanedbywalności wpływu sił jądrowych było prawdziwe dla możliwie szerokiego zakresu liczb masowych oraz atomowych partnerów zderzenia.

Konsekwencją wyrażenia 1.1 jest warunek na *energię bezpieczną* E_b jądra pocisku, tj. taką, przy której zderzające się obiekty nie zbliżą się na odległość mniejszą aniżeli wartość d_{min} . Wartość energii jądra pocisku w układzie laboratoryjnym jest funkcją kąta rozproszenia w układzie środka masy:

$$E_b(\theta_{CM}) = 0.72 \cdot \frac{Z_p Z_t}{d} \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \left[1 + \frac{1}{\sin(\frac{\theta_{CM}}{2})} \right] \quad [\text{MeV}] \quad (1.2)$$

Dla zadanego układu dwóch oddziaływujących ze sobą obiektów najsilniejsze ograniczenie na wartość energii bezpiecznej ma miejsce dla rozproszenia wstecznego ($\theta_{CM} = 180^\circ$) i wynosi:

$$E_d(180^\circ) = 1.44 \cdot \frac{Z_p Z_t}{d} \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \quad [\text{MeV}] \quad (1.3)$$

1.2 Opis procesu wzbudzenia w przybliżeniu półklasycznym

Ścisłe kwantowy próba opis rozpraszania jądra na potencjale kulombowskim jest dość skomplikowany. Ze względu na długi zasięg oddziaływania elektromagnetycznego w obliczeniach należałoby uwzględnić rozkład na wiele fal parcjalnych. Dlatego też stosuje się tzw. przybliżenie półklasyczne [Ald75]. Zakłada się, iż jądra poruszają się po klasycznych trajektoriach, lecz do opisu oddziaływania stosuje się mechanikę kwantową. Klasyczne podejście można stosować, gdy długość fali de Broglie'a λ nadchodzącej cząstki jest dużo mniejsza niż odległość największego zbliżenia w zderzeniu czołowym:

$$\lambda \ll d \quad (1.4)$$

Konsekwencją powyższego wyrażenia jest warunek na *parametr Sommerfelda* η :

$$\eta = \frac{d}{2\lambda} = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v} \gg 1 \quad (1.5)$$

przy czym: v jest prędkością pocisku w układzie środka masy. Równoważną postacią wzoru 1.5 jest:

$$\eta = 0.157 \cdot Z_p Z_t \cdot \left(\frac{A_p}{E_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

gdzie: Z_t - liczba atomowa jądra tarczy Z_p , A_p , E_p - odpowiednio liczba atomowa, masowa oraz energia pocisku wyrażona w MeV.

Typowe wartości η we wzbudzeniach kulombowskich ciężkimi jonami są rzędu: 10 - 10^2 . W eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S wartość parametru Sommerfelda wynosiła 69.

Stosowanie opisu półklasycznego możliwe jest dzięki spełnieniu następujących wymogów:

1. Wymóg małego przekazu energii.

W klasycznym opisie trajektorii nie można jednoznacznie stwierdzić, w którym punkcie toru lotu jądra pocisku nastąpił przekaz energii do wzbudzonego jądra tarczy. Nie jest możliwe tym samym wykonanie dokładnej korekty toru lotu jądra pocisku związanej z przekazem tej energii. Stąd też jednym z warunków stosowania przybliżenia półklasycznego jest wymóg, by energia wzbudzenia jądra tarczy była mała w porównaniu z energią pocisku. Dla wiązek ciężkich jonów założenie to jest zazwyczaj spełnione. W przypadku eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S energia wiązki wynosiła 76 MeV, podczas gdy energia wzbudzenia izotopu ^{100}Mo nie przekraczała 2 MeV. Mimo to efekt zaburzenia trajektorii jest brany pod uwagę. W celu uwzględnienia wpływu przekazu energii na tor lotu jonu pocisku stosuje się tzw. symetryzację trajektorii, polegającą na uśrednieniu parametrów trajektorii niezaburzonej oraz zaburzonej poprzez przekaz energii.

2. Rozdzielenie w czasie procesu wzbudzenia i rozładowania.

Procesy wzbudzenia i deekscytacji wzbudzonego kulombowsko stanu są rozdzielone w czasie. Średnie czasy życia poziomów jądrowych są kilka rzędów wielkości większe, aniżeli efektywny czas zderzenia jonów (10^{-19}s - 10^{-20}s). Średnie czasy życia stanów wzbudzonych w jądrze ^{100}Mo były rzędu 10^{-12}s .

3. Przybliżenie monopol-multipol.

Potencjał oddziaływania jąder można rozwinąć na szereg multipolowy. W praktyce w opisie wzbudzenia kulombowskiego uwzględnia się jedną jego składową: oddziaływanie monopol-multipol. Oddziaływanie monopol-monopol odpowiedzialne za kinematykę zderzenia i opisujące trajektorię rozpraszanych pocisków. Człon multipol-multipol jest zanedbywalny jako mały w porównaniu z poprzednimi. W eksperymencie powyższe przybliżenie realizuje się przez dobór odpowiedniego pocisku, słabo wzbudzanego w procesie kulombowskim (np. używa się wiązek ciężkich jonów jąder magicznych).

Zależne od czasu równanie Schrödingera opisujące proces wzbudzenia kulombowskiego jądra tarczy ma postać:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(\vec{r}, t)\rangle = (\hat{H}^0 + \hat{V}(\vec{r}(t))) |\Psi(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.7)$$

gdzie \hat{H}^0 jest wewnętrznym hamiltonianem jądra tarczy, a potencjał $\hat{V}(\vec{r}(t))$ opisuje oddziaływanie monopolu jądra powodującego wzbudzenie z multipolem badanego jądra.

Rozwiązanie równania 1.7 stanowi kombinacja liniowa funkcji własnych hamiltonianu \hat{H}^0 :

$$|\Psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n a_n(t) \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.8)$$

gdzie $a_n(t)$ są współczynnikami zależnymi od czasu powyższego rozwinięcia na funkcje falowe swobodnego jądra $|\phi_n(\vec{r}, t)\rangle$; E_n to energia stanu $|\phi_n(\vec{r}, t)\rangle$.

Wstawiając postać rozwiązania 1.8 do równania 1.7 otrzymujemy:

$$i\hbar \sum_n \frac{da_n}{dt} \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n a_n(t) \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) \hat{V}(\vec{r}(t)) |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.9)$$

Dalej korzystając z ortonormalności funkcji własnych hamiltonianu równanie (1.9) upraszcza się:

$$\frac{d}{dt} a_k(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_n a_n(t) \langle \phi_k(\vec{r}, t) | \hat{V}(\vec{r}(t)) | \phi_n(\vec{r}, t) \rangle \exp\left(\frac{-i(E_n - E_k)t}{\hbar}\right) \quad (1.10)$$

Potencjał $\hat{V}(\vec{r}(t))$ można rozwinąć w szereg multipolowy, który składa się z iloczynów operatorów momentu multipolowego $\hat{M}(T\lambda, -\mu)$ i funkcji zderzenia $S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t)$:

$$\hat{V}(\vec{r}(t)) = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{4\pi Z_p e}{2\lambda + 1} (-1)^\mu S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t) \cdot \hat{M}(T\lambda, -\mu) \quad (1.11)$$

Indeks T oznacza rodzaj przejścia (elektryczne lub magnetyczne). Funkcja zderzenia dla przejść magnetycznych przyjmuje postać:

$$S_{\lambda\mu}^M(\vec{r}, t) = \frac{1}{\lambda c} \cdot \frac{\frac{d\vec{r}(t)}{dt} (\vec{r} \times \nabla)}{r(t)^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\vartheta(t), \varphi(t)) \quad (1.12)$$

natomiast dla przejść elektrycznych:

$$S_{\lambda\mu}^E(\vec{r}, t) = \frac{Y_{\lambda\mu}(\vartheta(t), \varphi(t))}{r(t)^{\lambda+1}} \quad (1.13)$$

Operatory momentów multipolowych zdefiniowane są jako:

$$\hat{M}(E\lambda, \mu) = \int \rho(\vec{r}) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi) d^3\vec{r} \quad (1.14)$$

$$\hat{M}(M\lambda, \mu) = \frac{-i}{c(\lambda + 1)} \int j(\vec{r}) r^\lambda \hat{L} Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi) d^3\vec{r} \quad (1.15)$$

We wzorach 1.11 - 1.15 przyjęto oznaczenia:

- $Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi)$ – harmonika sferyczna,
- $\rho(\vec{r})$ – rozkład gęstości ładunku w jądrze,
- $j(\vec{r})$ – rozkład gęstości prądu w jądrze,
- λ – multipolowość operatora $\hat{M}(T\lambda, -\mu)$,
- μ – rzut spinu operatora $\hat{M}(T\lambda, -\mu)$ na oś kwantyzacji
- \hat{L} – operator momentu pędu.

Zgodnie z twierdzeniem Wignera-Eckharta elementy macierzowe operatora $\hat{M}(T\lambda, \mu)$ można wyrazić poprzez zredukowane elementy macierzowe:

$$\langle I_k, m_k | \hat{M}(T\lambda, \mu) | I_n, m_n \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_n + 1}} (I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k) \langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle \quad (1.16)$$

gdzie:

- I_k, m_k - spin stanu $|I_k, m_k\rangle$ i jego rzut na oś kwantyzacji
- $(I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k)$ - współczynnik Clebscha-Gordana

Wstawiając postać potencjału podaną wzorem 1.11 do równania 1.10 na współczynniki $a_k(t)$ oraz korzystając z twierdzenia 1.16 otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} a_k(t) &= \frac{i}{\hbar} \frac{4\pi Z_p e}{\sqrt{2I_n + 1}} \sum_n a_n(t) \exp\left(\frac{-i(E_n - E_k)t}{\hbar}\right) \times \\ &\times \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{(-1)^\mu}{2\lambda + 1} (I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k) S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t) \langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle \end{aligned} \quad (1.17)$$

Powyższy układ sprzężonych równań różniczkowych wiąże zredukowane elementy macierzowe z amplitudami wzbudzeń $a_k(t)$. Zakłada się, iż przed reakcją jądro znajduje się w stanie podstawowym. Warunkiem początkowym dla równania 1.17 jest $a_k(t = -\infty) = \delta_{k0}$ (indeks 0 oznacza stan podstawowy). W stanie końcowym, w chwili $t = \infty$ amplitudy $a_k(t = \infty)$ określają prawdopodobieństwo wzbudzenia P_k stanu $|k\rangle$ oraz przekrój czynny na wzbudzenie stanu $|k\rangle$:

$$P_k = |a_k(t = \infty)|^2 \quad (1.18)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_k = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \cdot P_k \quad (1.19)$$

gdzie $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ oznacza przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda.

Rozwiązanie układu sprzężonych równań różniczkowych określonych wzorem 1.17 dla danego zestawu elementów macierzowych $\langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle$ pozwala wyznaczyć populacje stanów jądrowych w wyniku wzbudzenia kulombowskiego.

1.3 Deekscytacja stanów wzbudzonych

W zredukowanym elemencie macierzowym $\langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle$ zawarta jest informacja o wpływie struktury jądra na prawdopodobieństwo przejścia γ .

Prawdopodobieństwo rozpadu stanu wzbudzonego drogą emisji kwantu γ zależy zarówno od multipolowości $T\lambda$ oraz energii E_γ przejścia. Określone jest ono jako:

$$P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda((2\lambda+1)!!)^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \cdot B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.20)$$

Z kolei zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ wyraża się bezpośrednio przez zredukowany element macierzowy:

$$B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i+1} |\langle I_f | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle|^2 \quad (1.21)$$

Widać, iż zarówno proces wzbudzenia jak i deekscytacji stanów jądrowych opisuje ten sam zestaw elementów macierzowych.

Rozwiązując układ równań dany wzorem 1.17 można wyznaczyć amplitudy wzbudzenia, a co za tym idzie prawdopodobieństwa obsadzenia poziomów. Bezpośrednią daną mierzoną w eksperymencie jest intensywność przejścia γ . Promieniowanie γ nie jest emitowane w sposób izotropowy ze wzbudzonego jądra atomowego. W celu opisanego rozkładów kątowych promieniowania γ istotna jest nie tylko multipolowość przejścia, ale także znajomość polaryzacji jądra po procesie wzbudzenia. Polaryzację opisuje się tzw. tensorem polaryzacji:

$$\rho_{k\kappa}(I) = \sqrt{2I+1} \sum_{m,m'} (-1)^{I-m'} \begin{pmatrix} I & k & I \\ -m' & \kappa & m \end{pmatrix} a_{Im'}^* a_{Im} \quad (1.22)$$

gdzie $\kappa = -k, -k+1, \dots, k$; I oznacza spin stanu wzbudzonego, natomiast a_{Im} – amplitudę wzbudzenia podstanu o spinie I i rzucie spinu m na oś kwantyzacji. Czynniki $\begin{pmatrix} I & k & I \\ -m' & \kappa & m \end{pmatrix}$ to symbol 3j Wignera.

Ze wzoru 1.22 daje się wyprowadzić wyrażenie opisujące rozkład kątowy promieniowania γ pochodzącego z deekscytacji tak spolaryzowanego jądra:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \sigma_R(\vartheta_p) \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \sum_{\kappa, k \text{ parzyste}} \rho_{k\kappa}^*(I_i) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda\lambda' I_i I_f) Y_{k\kappa}(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma) \quad (1.23)$$

gdzie:

$\sigma_R(\vartheta_p)$ – różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda,

$\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma$ – kąty emisji kwantu γ ,

$F_k(\lambda\lambda' I_i I_f)$ – współczynniki korelacji $\gamma-\gamma$ (zdefiniowane w [Fra65]),

$\gamma(I_i)$ – stała rozpadu uwzględniająca wszystkie multipolowości i stany końcowe:

$$\gamma(I_i) = \sum_{\lambda, f} |\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)|^2 \quad (1.24)$$

δ_λ - amplitudy przejścia elektromagnetycznego między stanem I_i a I_f o multipolowości λ :

$$\delta_\lambda = i^{n(\lambda)} \sqrt{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)} \quad (1.25)$$

przy czym $n(\lambda) = \lambda$ dla przejść elektrycznych, natomiast dla przejść magnetycznych $n(\lambda) = \lambda + 1$.

Powyższe równania wypisane zostały w układzie, w którym wyznaczono amplitudy wzbudzenia (oś Z skierowana jest wzdłuż symetralnej trajektorii, oś Y zawiera się w płaszczyźnie reakcji). Rozkłady kątowe mierzone są natomiast w nieruchomym układzie laboratoryjnym. Aby móc porównać mierzone intensywności przejść gamma należy wykonać transformację powyższych wielkości do układu laboratoryjnego (oś Z zgodna z kierunkiem osi wiązki, oś X zawarta w płaszczyźnie reakcji).

Dodatkowo na rozmycie rozkładów kątowych mogą mieć wpływ takie czynniki, jak:

1. efekt jądrowej deorientacji:

Mówiąc o wzbudzeniu jądra tarczy należy pamiętać, iż wzbudzeniu podlega jądro badanego atomu, jak i jego powłoki elektronowe. Efekt deorientacji występuje w silnie zjonizowanych wybitych z tarczy atomach i związany jest z oddziaływaniem momentu magnetycznego jądra z kaskadą elektronów. Czas obsadzania

najniższych powłok przez elektrony jest rzędu 10^{-12} s, co jest porównywalne z czasami życia stanów jądrowych. Efekt deorientacji wpływa zatem na depolaryzację jądrowych stanów wzbudzonych, co przejawia się rozmyciem rozkładów kątowych promieniowania γ . Rozmycie to zależy m.in. od czasów życia poziomów jądrowych. Zjawisko to uwzględnia się poprzez wprowadzenie czynników G_k ([Bre77]) modyfikujących polaryzację jądra.

Efekt deorientacji jest pomijalny w przypadku wyhamowania jonu w materiale tarczy (użycie w eksperymencie grubych tarcz).

2. kierunki emisji kwantu γ i rozproszenia partnerów reakcji nie są określone w sposób ścisły (jak wskazywałyby powyższe wzory) ale z dokładnością do rozmiarów detektorów. We wzorze 1.26 człony Q_k uwzględniają aparaturowe rozmycie rozkładu kąтового związane z rozmiarami detektora promieniowania γ . Metoda wyznaczenia współczynników Q_k podana jest w pracy [Kra72].

Uwzględniając wszystkie powyższe efekty otrzymujemy następujące wyrażenie na rozkład kątowy promieniowania γ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} &= \sigma_R(\theta_p) \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \times \\ &\times \sum_{\kappa, k \text{ parzyste}} \rho'_{k\kappa}(I_i, \theta_p) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda\lambda' I_i I_f) G_k Q_k Y_{k\kappa}(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma) \end{aligned} \quad (1.26)$$

Program GOSIA [Czo83], podstawowe narzędzie do analizy danych z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich, wykorzystuje przedstawiony w tym rozdziale formalizm. Program ten pozwala na dopasowanie zestawu zredukowanych elementów macierzowych do zaobserwowanych w doświadczeniu intensywności przejść promieniowania γ . Procedura wyznaczania elementów macierzowych została dokładnie opisana w rozdziale 7.1.1 niniejszej pracy.

Rozdział 2

Kwadrupolowe reguły sum

2.1 Idea rachunku

Metoda kwadrupolowych reguł sum pozwala, w sposób niezależny od modeli jądrowych, wyznaczyć parametry deformacji kwadrupolowej jądra atomowego w danym stanie wzbudzonym wyrażając je przez zredukowane elementy macierzowe przejść E2.

Operator elektryczny przejścia kwadrupolowego jest tensorem sferycznym rzędu drugiego. Podstawą rachunku kwadrupolowych reguł sum jest fakt, iż możliwe jest takie złożenie operatorów przejść E2, które w efekcie tworzy tensor rzędu zerowego, będący skalarem, a zatem niezależnym od układu odniesienia. Otrzymany w ten sposób niezmiennik można wyrazić z jednej strony przez określone eksperymentalnie (w układzie laboratoryjnym) elementy macierzowe przejść E2, z drugiej zaś przez parametry kształtu jądra wyrażone w jego układzie wewnętrznym.

W układzie związanym z osiami głównymi jądra atomowego współczynniki rozwinięcia na harmoniki sferyczne operatora przejścia E2 można wyrazić za pomocą dwóch parametrów: Q i δ :

$$\begin{aligned} E(2, 0) &= Q \cos \delta, \\ E(2, 1) &= E(2, -1) = 0, \\ E(2, 2) &= E(2, -2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot Q \sin \delta. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Zazwyczaj kształty jąder atomowych opisywane są przez parametry Bohra β i γ związane z rozkładem masy w jądrze atomowym. Parametry Q i δ są analogami tych wielkości, ale opisują rozkład ładunku w jądrze. Parametr Q jest miarą całkowitej

deformacji – odstępstwa od kształtu sferycznego, natomiast parametr δ mówi o odstępstwie od kształtu osiowosymetrycznego.

2.2 Złożenie operatorów E2

Korzystając z parametryzacji określonej wzorem 2.1 można policzyć wartość złożenia operatorów E2 tworzących tensor zerowego rzędu.

Poniżej podano przykład złożenia dwóch i trzech operatorów do tensora zerowego rzędu:

$$[E2 \times E2]^0 = \frac{Q^2}{\sqrt{5}} \quad (2.2)$$

$$\{[E2 \times E2]^2 \times E2\}^0 = \sqrt{\frac{2}{35}} Q^3 \cos 3\delta \quad (2.3)$$

Z drugiej strony, korzystając z twierdzenia o rozkładzie na stany pośrednie, można wyrazić element macierzowy złożenia operatorów E2 poprzez zredukowane elementy macierzowe przejść E2:

$$\langle f || [E2 \times E2]^J || i \rangle = \frac{(-1)^{I_i+I_f}}{\sqrt{(2I_f+1)}} \sum_t \langle f || E2 || t \rangle \langle t || E2 || i \rangle \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & J \\ I_f & I_i & I_t \end{matrix} \right\}, \quad (2.4)$$

gdzie $\left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & J \\ I_f & I_i & I_t \end{matrix} \right\}$ jest współczynnikiem 6-j Wignera.

Równanie 2.4 może być stosowane rekurencyjnie do złożenia wyższych rzędów. W przypadku złożenia drugiego i trzeciego rzędu, łącząc wzory 2.2 i 2.3 ze wzorem 2.4 uzyskujemy:

$$\frac{1}{\sqrt{5}} \langle Q^2 \rangle = \langle i | [E2 \times E2]^0 | i \rangle = \frac{1}{\sqrt{(2I_i+1)}} \sum_t \langle i || E2 || t \rangle \langle t || E2 || i \rangle \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_f & I_t \end{matrix} \right\} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2}{35}} \langle Q^3 \cos 3\delta \rangle &= \langle i | \{ [E2 \times E2]^2 \times E2 \}^0 | i \rangle = \\ &= \mp \frac{1}{(2I_i+1)} \sum_{t,u} \langle i || E2 || u \rangle \langle u || E2 || t \rangle \langle t || E2 || i \rangle \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 2 \\ I_i & I_t & I_u \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (2.6)$$

przy czym znak "-" we wzorze 2.6 stosuje się dla układów o całkowitym spinie, znak "+" dla układów o spinie połówkowym.

Możliwe jest konstruowanie niezmienników wyższego rzędu ze złożień większej liczby operatorów. W odróżnieniu od niezmienników drugiego i trzeciego rzędu, niezmienniki wyższych rzędów mogą być konstruowane w różny sposób. Złożenie czterech operatorów E2 do tensora zerowego rzędu może przebiegać na trzy sposoby różniące się rzędem J tensora pośredniego (przy czym J może przybierać wartości 0, 2, 4).

$$\{[E2 \times E2]^0 \times [E2 \times E2]^0\}^0 = \frac{1}{5}Q^4 \quad (2.7)$$

$$\{[E2 \times E2]^2 \times [E2 \times E2]^2\}^0 = \frac{1}{7\sqrt{5}}Q^4 \quad (2.8)$$

$$\{[E2 \times E2]^4 \times [E2 \times E2]^4\}^0 = \frac{6}{35}Q^4 \quad (2.9)$$

Elementy macierzowe powyższych złożień można wyrazić za pomocą zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 w następujący sposób:

$$\begin{aligned} & \langle i | \{ [E2 \times E2]^J \times [E2 \times E2]^J \}^0 | i \rangle = \quad (2.10) \\ & = \frac{\sqrt{2J+1}}{(2I_i+1)} \sum_{r,t,u} \langle i || E2 || r \rangle \langle r || E2 || t \rangle \langle t || E2 || u \rangle \langle u || E2 || i \rangle \times \\ & \quad \times \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & J \\ I_i & I_r & I_t \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & J \\ I_i & I_r & I_u \end{matrix} \right\} (-1)^{I_i-I_r} \end{aligned}$$

Jak widać na podstawie wzoru 2.10, konstruowanie niezmienników ze złożenia większej liczby operatorów wymaga znajomości większego zestawu elementów macierzowych aniżeli w przypadku niezmienników drugiego i trzeciego rzędu. Jeśli tylko dokładność uzyskanych elementów macierzowych pozwala na wyznaczenie z zadowalającą dokładnością niezmiennika wyższego rzędu, wówczas poprzez porównanie wartości Q i δ otrzymanych z różnych niezmienników możliwe jest zweryfikowanie, czy otrzymany eksperymentalnie zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 nie jest wewnątrznie sprzeczny.

2.3 Zastosowanie reguł sum do jądra ¹⁰⁰Mo

Z punktu widzenia przedstawionej w poprzednim rozdziale idei rachunku, na której oparta jest metoda kwadrupolowych reguł sum, liczba operatorów E2 tworzących

niezmiennik może być dowolna. Ograniczenia związane są z liczbą oraz dokładnością wyznaczonych eksperymentalnie zredukowanych elementów macierzowych przejść E2.

Celem niniejszej pracy jest wyznaczenie parametrów deformacji kwadrupolowej Q i δ jądra ^{100}Mo w nisko leżących stanach 0^+ . Jak widać ze wzoru 2.5, do wyliczenia wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ danego stanu $|i\rangle$ niezbędna jest znajomość wszystkich zredukowanych elementów macierzowych E2 łączących ten stan $|i\rangle$ z każdym stanem, który może być osiągnięty przez pojedyncze przejście E2. W przypadku badania deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ wystarczy znajomość zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 do wszystkich obserwowanych w eksperymencie stanów wzbudzonych 2^+ . We wzorze 2.5 elementy macierzowe występują zawsze w drugiej potęgze, zatem do określenia parametru deformacji Q danego stanu nie jest potrzebna znajomość względnych znaków elementów macierzowych.

O ile wyznaczenie parametru deformacji Q oparte jest na znajomości bezwzględnych wartości zredukowanych elementów macierzowych przejść E2, które otrzymane mogą być np. z pomiarów czasu życia stanów jądrowych, o tyle wyznaczenie parametru deformacji nieosiowej $\cos(3\delta)$ wymaga uzyskania dodatkowych informacji zarówno o diagonalnych elementach macierzowych, jak i względnych znakach elementów macierzowych (zgodnie ze wzorem 2.6). Takich informacji dostarcza tylko metoda wzbudzeń kulombowskich.

Do określenia deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo w stanie wzbudzonym 0_2^+ szczególnie istotnym, poza znajomością elementów diagonalnych wzbudzonych stanów 2^+ , było także wyznaczenie przejściowego elementu macierzowego $\langle 0_2^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$. W tym celu kluczowym było prawidłowe wyznaczenie intensywności przejścia $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ związanego z rejestracją kwantu γ o energii 159 keV. Wymagało to odpowiedniego zoptymalizowania układu doświadczalnego, tak by z możliwie jak największą wydajnością rejestrować kwanty γ o niskich energiach (opisane w rozdziale 4.3.1).

Analiza dotycząca wyznaczania parametrów deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo w oparciu o metodę reguł sum przeprowadzona została w rozdziale 9 pracy.

Rozdział 3

Dotychczasowe informacje o jądrze ^{100}Mo

Badania struktury jądra ^{100}Mo prowadzone są od lat siedemdziesiątych. Schemat rozpadu jądra ^{100}Mo w obszarze energii stanów dostępnej do badań metodą wzbudzeń kulombowskich (czyli do około 3 MeV) jest w chwili obecnej dobrze znany. Dobra znajomość schematu rozpadu badanego jądra jest w przypadku analizy eksperymentów z zakresu wzbudzeń kulombowskich niezmiernie istotna. Prawdopodobieństwo deekscytacji kwantu γ ze stanu wzbudzonego (wzór 1.20) zależy bezpośrednio od energii emitowanego kwantu oraz od multipolowości przejścia. Multipolowość przejścia jest definiowana przez spiny oraz parzystości stanów początkowego i końcowego. Znajomość danych spektroskopowych (takich jak: czasy życia, współczynniki zmieszania E2/M1, współczynniki rozgałęzień) pozwala na nałożenie dodatkowych więzów na wyznaczone elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych. Szerzej zostało to omówione w rozdziale 7 pracy. Zestawione w tabelach 3.1-3.7 dane dotyczące jądra ^{100}Mo uzyskano badając promieniowanie γ pochodzące z deekscytacji stanów wzbudzonych ^{100}Mo populowanych w następujących procesach:

1. rozpadu β sąsiedniego jądra ^{100}Nb ([Suh01], [Men87], [Kaf76]);
2. reakcji elastycznego i nieelastycznego rozpraszania na jądrze ^{100}Mo lekkich cząstek:
 - a) neutronów ([Mol83], [Smi75], [Ell74]),
 - b) protonów i deutronów ([Pig92], [Pig90],[Fre87]),
 - c) cząstek α ([Ryc88], [Bur75], [Mat72]),
 - d) fotonów [Mor73];

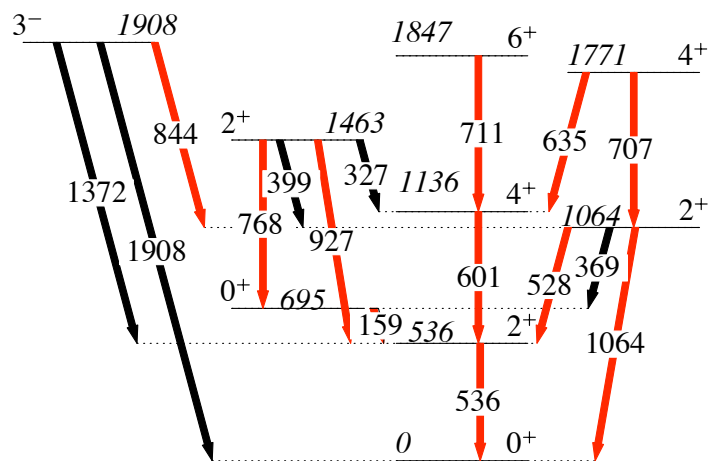
3. reakcji jądrowych wywołanych lekkimi cząstkami trytu ([Fly81], [Est87]) lub deuteronu [Ber84] prowadzących do powstania poprzez jądro złożone izotopu ^{100}Mo w stanach wzbudzonych;
4. reakcji jądrowych z użyciem wiązek ciężkich jonów: ^{136}Xe [Reg03], ^{86}Kr [Reg97], ^{30}Si [Lal07], ^{18}O [Boh75], ^{58}Ni [Mun85], ^7Li [Hoo86], w wyniku których populowane były również stany wzbudzone o wysokich spinach w jądrze ^{100}Mo .
5. wzbudzenia kulombowskie ([Mun85], [Bar72], [Par76], [Naq77]).

Eksperymenty wymienione w punktach 1-4 stanowiły podstawę konstrukcji schematu poziomów jądra ^{100}Mo przedstawionego w rozdziale 3.1 niniejszej pracy. Dodatkowo z prac tych uzyskano informację o stosunkach rozgałęzień przejść γ oraz o współczynnikach zmieszania $\delta(E2/M1)$. Prace dotyczące wzbudzeń kulombowskich zawierają dane o zredukowanych prawdopodobieństwach przejść promieniowania γ i zostały opisane w rozdziale 3.2. Czasy życia poziomów wzbudzonych jądra ^{100}Mo zaczerpnięte zostały m.in. z prac [Mun85] i [Boh75].

3.1 Schemat rozpadu jądra ^{100}Mo

Rysunek 3.1 ilustruje schemat rozpadu jądra ^{100}Mo . Ograniczono się do stanów jądrowych populowanych w eksperymencie opisanym w tej pracy. Położenie, spiny i parzystości przedstawionych poziomów zostały przypisane w latach siedemdziesiątych na podstawie pomiarów promieniowania γ ze stanów wzbudzonych jądra ^{100}Mo w wyniku rozpadu β jądra sąsiedniego ^{100}Nb i potwierdzone przez kolejne eksperymenty z udziałem lekkich cząstek t , d , p , n , α , oraz ciężkich jonów. Kolorem czerwonym oznaczono przejścia obserwowane w eksperymencie opisanym w niniejszej pracy. Nie przedstawiono stanów leżących znacznie powyżej wzbudzanych w omawianym eksperymencie, jako że nie mają one wpływu na przebieg wzbudzenia.

W tabeli 3.1 zestawiono znane informacje o nisko leżących stanach jądra ^{100}Mo wykorzystane w dalszej analizie.



Rysunek 3.1: Schemat nisko leżących stanów wzbudzonych jądra ^{100}Mo . Przejścia oznaczone czerwonymi strzałkami zostały zarejestrowane w eksperymencie opisywanym w niniejszej pracy. Energie stanów jądrowych oraz energie przejść γ zostały podane w keV.

Tabela 3.1: Zestawienie informacji o stanach wzbudzonych o energiach poniżej 3 MeV w jądrze ^{100}Mo . Informacje pochodzą z bazy danych [Sin08]. Pogrubioną czcionką wyróżniono stany populowane w opisywanym w niniejszej pracy eksperymencie oraz obserwowane energie przejść γ .

energia stanu [keV]	spin i parzystość stanu	energie emitowanych kwantów γ [keV]
0	0_1^+	
536	2_1^+	536
695	0_2^+	159
1064	2_2^+	369
		528
		1064
1136	4_1^+	601
1463	2_3^+	327
		399
		768
		927
1771	4_2^+	635
		707
1847	6_1^+	711
1908	3_1^-	844
		1372
		1908

3.2 Inne znane informacje o jądrze ^{100}Mo

Eksperymenty wzbudzeń kulombowskich dostarczają informacji o względnych intensywnościach przejść γ . Znajomość innych danych spektroskopowych związanych z elementami macierzowymi przejść elektromagnetycznych, takich jak: czasy życia, współczynniki zmieszania E2/M1, współczynniki rozgałęzień, pomaga wyznaczyć zestaw elementów macierzowych najlepiej odtwarzający obserwowane w eksperymencie przejścia γ , a jednocześnie zmniejsza możliwość otrzymania niefizycznych rozwiązań. Dane spektroskopowe można traktować jako dodatkowe punkty doświadczalne, do których dopasowywany jest zestaw zredukowanych elementów macierzowych.

Wartości współczynników zmieszania E2/M1 uzyskano we wcześniejszych eksperymentach między innymi poprzez analizę promieniowania γ pochodzącego z rozpadu β jądra ^{100}Nb [Men87] oraz z reakcji jądrowych z wiązkami neutronów [Mol83] i fotonów [Mor73]. Wartości współczynników rozgałęzień dla przejść w jądrze ^{100}Mo zostały wyznaczone na podstawie analizy promieniowania γ emitowanego z rozpadu β , reakcji jądrowych, jak i wzbudzeń kulombowskich. Zestawione w tabelach 3.2 i 3.3 współczynniki rozgałęzień oraz współczynniki zmieszania E2/M1 stanowią średnią ważoną wyników z dotychczasowych eksperymentów i zostały wykorzystane w analizie przedstawionej w niniejszej pracy.

Tabela 3.2: Wartości współczynników rozgałęzień dla jądra ^{100}Mo podawane przez bazę danych [Sin08].

rodzaj przejścia	energia przejścia [keV]	współczynnik rozgałęzienia
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1064 / 528	0.38 ± 0.01
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	369 / 528	0.017 ± 0.002
$2_3^+ \rightarrow 4_1^+ / 2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	327 / 768	0.035 ± 0.015
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+ / 2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	399 / 768	0.058 ± 0.011
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+ / 2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	927 / 768	0.73 ± 0.01
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+ / 4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	707 / 635	0.55 ± 0.03
$3_1^- \rightarrow 0_1^+ / 3_1^- \rightarrow 2_2^+$	1908 / 844	0.045 ± 0.01
$3_1^- \rightarrow 2_1^+ / 3_1^- \rightarrow 2_2^+$	1372 / 844	0.46 ± 0.04

Dla jądra ^{100}Mo znane są wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść, sprzęgających najniżej leżące stany jądrowe, które wyznaczone zostały w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego [Bar72]. Metodyka opisanego w pracy [Bar72] eksperymentu, jak i analiza uzyskanych wyników, różnią się zdecydowanie od współ-

Tabela 3.3: Wartości współczynników zmieszania dla jądra ^{100}Mo podawane przez bazę danych [Sin08].

rodzaj przejścia	współczynnik zmieszania δ (E2/M1)
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	4.4 ± 1.5
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.27 ± 0.02

czesnej. W eksperymencie opisanym w pracy [Bar72] gruba tarcza ^{100}Mo bombardowana była wiązką jonów ^{16}O (użyto kilku energii z zakresu od 35 MeV do 44.8 MeV) oraz cząstkami α o energii 7.2 MeV. koincydencji z rozproszonymi jonami wiązki. Intensywności przejść γ przeliczano następnie na przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie danego stanu, do czego niezbędna jest znajomość bezwzględnej wydajności detektora germanowego, prądu wiązki, czasu martwego ADC i innych czynników, które mogą wpływać na mierzoną intensywność. Z przekrojów czynnych wyznaczano wartości B(E2). Autorzy pracy podają, iż przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie danego stanu jest sumą trzech czynników: przekroju czynnego na bezpośrednie, jednostopniowe wzbudzenie danego stanu, przekroju czynnego na wzbudzenie wielostopniowe oraz członu interferencyjnego (wzór 3.1). Znak członu interferencyjnego odgrywa szczególnie istotną rolę przy wzbudzeniu stanu 2_2^+ , jako że populacja tego stanu możliwa jest zarówno na drodze jednostopniowego, jak i dwustopniowego wzbudzenia. Znak członu interferencyjnego nie był znany. Autorzy szacują niepewność wyznaczenia wartości B(E2) dla przejść ze stanu 2_2^+ związaną z nieznaną znaku członu interferencyjnego na poziomie 0.3%, co wydaje się być zaskakująco małe. W przeprowadzonej analizie danych pominięto wpływ momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ na populację tego stanu. Dodatkowo, jak zostało to opisane w rozdziale 6.3 niniejszej pracy, uwzględnienie momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ jest niezbędne do prawidłowego odtworzenia populacji stanu 0_2^+ , która jest możliwa jedynie na drodze trójstopniowego wzbudzenia: $(0_1^+ \rightarrow 2_1^+) \otimes (2_1^+ \rightarrow 2_1^+) \otimes (2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$. Co więcej, energia wiązki jonów ^{16}O , użytej w eksperymencie opisanym w pracy [Bar72], wynosiła 44.8 MeV i przekraczała wartość energii bezpiecznej (wzór 1.2) która dla układu $^{16}\text{O} + ^{100}\text{Mo}$ dla maksymalnego kąta rozproszenia $\theta_{LAB} = 180^\circ$ jest równa 40 MeV. Tym samym nie można przyjąć założenia przyjętego przez autorów pracy [Bar72], iż proces wzbudzenia jest opisany wyłącznie poprzez czyste oddziaływanie elektromagnetyczne, a wpływ sił jądrowych jest zaniedbywalny.

Opisana w pracy [Bar72] procedura eksperymentalna wydaje się być bardzo wymagająca, a przyjęte założenia spowodowały, iż zdecydowano nie włączać do obecnej

analizy jako dodatkowych danych zredukowanych prawdopodobieństw przejść wyznaczonych w tej pracy. Wyniki pracy [Bar72] przedstawione zostały w tabeli 3.4. Należy mieć na uwadze, iż podawane przez autorów pracy [Bar72] wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść nie uwzględniają wpływu sił jądrowych na populację obserwowanych stanów wzbudzonych.

Tabela 3.4: Zestawienie wartości B(E2) i B(E3) opublikowanych w pracy [Bar72].

$I_i \rightarrow I_f$	B(E λ ; $I_i \rightarrow I_f$) [e ² b ^{λ}]	multipolowość przejścia λ
$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.526(26)	2
$2_1^+ \rightarrow 0_2^+$	0.038(6)	2
$2_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.178(21)	2
$0_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.113(8)	2
$2_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.351(30)	2
$0_1^+ \rightarrow 3^-$	0.132(17)	3

Dla jądra ¹⁰⁰Mo znane są również wartości zredukowanych elementów macierzowych przejść E2, E3, E1. Eksperyment, w wyniku którego wyznaczono wartości elementów macierzowych przeprowadzony został w 1985 roku w Laboratorium Fizyki Jądrowej w Oxfordzie [Mun85]. Zastosowano wiązki ¹⁶O oraz ³²S o energiach odpowiednio równych 42 i 89 MeV. Użyto tarczy ¹⁰⁰Mo o grubości 690 ± 20 μg/cm². Zestaw elementów macierzowych wyznaczony został w oparciu o zebrane pomiary koincydencyjne cząstka - γ oraz na podstawie zmierzonych w oddzielnym eksperymencie czasów życia (zastosowano metodę czasu przelotu jąder odrzutu). Opisany w pracy [Mun85] sposób analizy danych pochodzących z eksperymentu kulombowskiego był uproszczony w porównaniu do obecnie stosowanych metod. Dla zadanego zestawu elementów macierzowych wyznaczano populację danego stanu, którą następnie przeliczano na intensywności przejść promieniowania γ uwzględniając przy tym: współczynniki konwersji wewnętrznej, wpływ zasilania z wyżej położonych stanów, zjawisko deorientacji, skończone rozmiary detektora germanowego i detektora gazowego rejestrującego rozproszone jony wiązki oraz wpływ hamowania wiązki w tarczy. Tak wyliczone intensywności porównywano z obserwowanymi w eksperymencie. Do obliczeń użyto programu Winthera i de Boera [Win66], za pomocą którego, w przeciwieństwie do współcześnie używanego kodu GOSIA [Gos], nie było możliwe przeprowadzenie procesu minimalizacji (opisanej w rozdziale 7.1.1 niniejszej pracy). W eksperymencie, w którym populowane są stany jądrowe na drodze wielostopniowego wzbudzenia ku-

lombowskiego, jednoznaczne wyznaczenie zestawu elementów macierzowych najlepiej odtwarzających rejestrowane intensywności przejść γ , przy użyciu technik analizy opisanych w [Mun85], jest, jak przyznają sami autorzy tej pracy, bardzo trudne i w zasadzie niemożliwe. W ogólności dany stan jądrowy może być populowany poprzez różne drogi wzbudzenia, w różnym stopniu angażując poszczególne elementy macierzowe. Na podstawie przeprowadzonej w pracy [Mun85] analizy nie było możliwe określenie z zadowalającą dokładnością wielkości niektórych elementów macierzowych, m.in. elementów diagonalnych stanów 2_2^+ oraz 2_3^+ , szczególnie istotnych z punktu widzenia wyznaczanych w niniejszej pracy parametrów kształtu jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ .

Opublikowane w pracy [Mun85] znaki wszystkich niediagonalnych elementów macierzowych zostały podane w oparciu o przewidywania modelu IBM-2 [Sam82].

Czasy życia obserwowanych stanów wzbudzonych w jądrze ^{100}Mo , z zakresu od 1 do 20 ps, były bezpośrednio wyznaczone w wyniku pomiarów opisanych m.in. we wspomnianej wcześniej pracy [Mun85] oraz w pracy [Boh75]. Wartości czasów życia, podane w tabeli 3.5, pochodzą z eksperymentów, w których wykorzystano metody bazujące na obserwacji zjawiska przesunięcia dopplerowskiego energii kwantu γ emitowanego przez jądro odrzutu (RDM z ang. *recoil-distance method*).

W eksperymencie opisanym w pracy [Boh75] tarcza ^{100}Mo o grubości $700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bombardowana była wiązką jonów ^{18}O o energii 52 MeV. Wybijane jądra ^{100}Mo hamowały w tarczy ^{208}Pb (tzw. *stopper*) o grubości $25 \mu\text{m}$. Rejestrowano promieniowanie γ emitowane w zakres kątów $\theta_{LAB} = 4^\circ - 20^\circ$ (względem kierunku padania wiązki) w koincydencji z rozproszonymi wstecz jonami wiązki dla różnych ustawień odległości pomiędzy tarczą a stopperem: od $6 \mu\text{m}$ do 8 mm.

W pracy [Mun85] wiązka jonów ^{58}Ni o energii 185 MeV bombardowała tarczę molibdenową o grubości $500 \pm 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Wybijane jądra ^{100}Mo hamowały w tarczy ze złota o grubości $30 \text{mg}/\text{cm}^2$. Promieniowanie γ emitowane przez jądra spowalniane w grubej tarczy rejestrowane było przez detektor Ge(Li) ustawiony pod kątem 0° względem kierunku padającej wiązki. Podczas eksperymentu zmieniano wzajemną odległość układu tarcza – stopper w zakresie od około 0 do $120 \mu\text{m}$, co pozwoliło na mierzenie czasów życia w przedziale od 1 ps do 20 ps.

Czas życia stanu 0_2^+ zaczerpnięty został z pracy [Mac90a]. Autorzy pracy zastosowali metodę koincydencji opóźnionych β - γ - γ , która pozwoliła na uzyskanie informacji o czasowych rozkładach koincydencyjnych, a na tej podstawie na wyznaczenie czasu życia poziomu wzbudzonego 0_2^+ . Do pomiarów szybkich koincydencji β - γ użyto cienkiego plastikowego scyntylatora NE111A (do detekcji cząstek β) oraz kryształu BaF_2 (do detekcji promieniowania γ). Przejścia γ emitowane ze wzbudzonych stanów w jądrze ^{100}Mo rejestrowane było przez detektor germanowy.

Czas życia stanu 0_2^+ znany jest także z innych prac, w których do jego określenia

zastosowano zarówno bezpośrednie metody pomiarowe: wspomnianą wcześniej metodę koincydencji opóźnionych [And72], [Ohm89], [Est87] i metodę RDDS [Boh75], jak i pośrednie metody - wzbudzenie kulombowskie [Bar72]. Wartości czasów życia stanu 0_2^+ zestawiono w tabeli 3.5. Można zauważyć, iż wielkości uzyskane w pracach [Est87] oraz [Bar72] zdecydowanie odbiegają od pozostałych. Wskazuje to, jak twierdzą autorzy pracy [Mac90a], na propagację pewnego systematycznego błędu. Dodatkowo czasowa zdolność rozdzielcza układu pomiarowego użytego w eksperymencie [Est87] była o rząd wielkości gorsza, aniżeli układu, jakim posługiwano się w eksperymencie [Mac90a] (czasowa zdolność rozdzielcza dla koincydencji β - γ wynosiła od 220 ps dla energii kwantu γ równej 0.2 MeV do 100 ps dla energii kwantu γ równej 1.3 MeV). Gorsza czasowa zdolność rozdzielcza układu pomiarowego wpływa również na wynik uzyskany w pracy [And72]. W przypadku czasu życia stanu 0_2^+ podawanego w pracy [Bar72] autorzy nie uwzględnili niezerowej wartości elementu macierzowego $\langle 0_1^+ || E0 || 0_2^+ \rangle$, a w przeliczaniu uzyskanej wartości $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ na czas życia nie wzięto pod uwagę współczynnika konwersji wewnętrznej ($\alpha_{tot} = 0.221(6)$ dla przejścia typu E2 o energii 159 keV). Czas życia stanu 0_2^+ wyznaczony w pracy [Boh75], mimo iż jest zgodny z wartością podawaną w pracy [Mac90a], obarczony jest bardzo dużą niepewnością na poziomie 30%.

Czasy życia pochodzące z prac [Mun85] oraz [Mac90a] włączono do analizy danych jako dodatkowe, niezależne punkty pomiarowe. Czas życia wzbudzonego stanu jądrowego wyraża się przez zredukowane prawdopodobieństwo przejścia elektromagnetycznego (wzór 7.2), a zatem też, zgodnie ze wzorami 1.20 i 1.21, przez zredukowany element macierzowy tego przejścia. Dlatego też elementy macierzowe uzyskane w pracy [Mun85] nie były uwzględnione w obecnej analizie jako dodatkowe dane, natomiast porównano je potem (rozdział 7.2) z wartościami uzyskanymi w tej pracy.

W tabeli 3.5 zestawiono znane wartości czasów życia uzyskane w wyniku pomiarów bezpośrednich oraz przeliczonych z wartości $B(E2)$, otrzymanych metodą wzbudzeń kulombowskich [Bar72].

Tabela 3.5: Czasy połowicznego rozpadu stanów wzbudzonych w jądrze ^{100}Mo . Pogrubioną czcionką zaznaczono wartości, które zostały włączone jako dodatkowa dana eksperymentalna do dalszej analizy danych przedstawionej w tej pracy.

stan	czas połowicznego ropadu $T_{1/2}$ [ps]	Metoda pomiarowa
2_1^+	13.6 ± 0.7	RDM [Boh75]
	12.2 ± 0.6	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
0_2^+	1580 ± 40	Opóźnione koincydencje [Mac90a]
	1650 ± 40	Opóźnione koincydencje [Ohm89]
	1700 ± 200	Opóźnione koincydencje [And72]
	3000 ± 100	Opóźnione koincydencje [Est87]
	1460 ± 500	RDM [Boh75]
	2900 ± 500	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
2_2^+	6.45 ± 0.58	RDM [Mun85]
	7.1 ± 1.2	RDM [Boh75]
	5.5 ± 0.7	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
4_1^+	3.83 ± 0.34	RDM [Mun85]
	3.8 ± 0.5	RDM [Boh75]
	3.7 ± 0.3	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
2_3^+	2.93 ± 0.68	RDM [Mun85]
4_2^+	2.45 ± 0.41	RDM [Mun85]
6_1^+	1.20 ± 0.17	RDM [Mun85]
3_1^-	12.0 ± 3.0	RDM [Mun85]
	20.0 ± 5.0	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]

Dla jądra ^{100}Mo znany jest także stosunek rozgałęzienia:

$$\frac{I(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{I(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$$

definiowany jako intensywność przejścia typu E0 z emisją elektronów konwersji wewnętrznej unormowana do intensywności przejścia typu E2 (rozpad γ). Wartości tego stosunku rozgałęzień, wyznaczone w różnych pomiarach, zestawione zostały w tabeli 3.6.

Tabela 3.6: Wartości stosunków rozgałęzień $I(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) / I(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$.

$I(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) / I(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	praca
0.110(8)	[And72]
0.127(8) ^a	[Rei77]
0.086(4) ^b	[Est87]

^a przeliczono z wielkości $I_K(E0)/I_K(E2) = 0.759(45)$ podanej w pracy [Rei77]

^b przeliczono z wielkości $I_K(E0)/I_{tot} = 0.0712(36)$ podanej w pracy [Est87]

Na podstawie dostępnych publikacji trudno było w sposób jednoznaczny ocenić, który z prezentowanych w tabeli 3.6 wyników jest najbardziej wiarygodny, zatem do dalszej analizy zdecydowano się użyć średniej ważonej stosunków rozgałęzień $I(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) / I(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ przedstawionych w tabeli 3.6 i równej 0.098(3). Program GOSIA nie pozwala na bezpośrednie wprowadzenie tego typu danej, dlatego zastosowano metodę pośrednią. Do znanego schematu rozpadu jądra ^{100}Mo włączono dodatkowy stan o stosunkowo niskiej energii wzbudzenia, 300 keV, oraz spinie i parzystości 1^+ . Wzbudzenie poziomu 0_2^+ poprzez stan pośredni 1^+ jest bardzo mało prawdopodobne, gdyż mogłoby ono być realizowane jedynie przez przejście typu M1. Wzbudzenie za pośrednictwem przejść typu M1 jest znacznie słabsze w porównaniu do przejść typu E2 [Sre93]. Z kolei rozpad stanu 0_2^+ do stanu 1^+ jest możliwy jedynie poprzez przejście typu M1. Element macierzowy M1 związany z przejściem $0_2^+ \rightarrow 1^+$ został włączony do analizy i dobrany tak, by odtworzyć wartość współczynnika rozgałęzienia $I(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) / I(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$. Wprowadzenie dodatkowego stanu 1^+ w żaden sposób nie wpływa na proces wzbudzenia pozostałych poziomów, a pozwala na uwzględnienie innej drogi rozpadu stanu 0_2^+ niż przez przejście $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

Dla jądra ^{100}Mo znany jest spektroskopowy moment kwadrupolowy pierwszego stanu wzbudzonego. Spektroskopowy moment kwadrupolowy związany jest z diagonalnym elementem macierzowym przejścia E2. W tabeli 3.7 zestawiono wartości momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ pochodzące z dwóch prac: [Par76] oraz [Naq77]. W obu przypadkach do wyznaczenia wartości momentu kwadrupolowego wykorzystano efekt reorientacji [Boe68]. W pracy [Par76] jądra ^{100}Mo wzbudzane były kulombowsko wiązkami ^4He i ^{16}O . Mierzono prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 2_1^+ określone poprzez stosunek przekroju czynnego na rozpraszanie nieelastyczne i elastyczne dla różnych kątów rozproszenia, a następnie, przy zadanym zestawie elementów macierzowych [Bar72], z dopasowania do otrzymanych w eksperymencie wartości, wyznaczano spektroskopowy moment kwadrupolowy.

W pracy [Naq77] promieniowanie γ pochodzące z rozpadu stanu 2_1^+ w jądrze ^{100}Mo rejestrowane było przez detektor NaI(Tl) w koincydencji z rozproszonymi wstecz jonami wiązki: ^4He i ^{16}O . Mierzone prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 2_1^+ definiowano poprzez stosunek intensywności przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ rejestrowanego w koincydencji z jonami ^4He do intensywności przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ rejestrowanego w koincydencji z jonami ^{16}O . Intensywności przejść normowane były do liczby rozproszonych jonów wiązki. Następnie dla zadanego zestawu elementów macierzowych [Bar72] dopasowywano element diagonalny stanu 2_1^+ tak, by odtworzyć mierzony stosunek intensywności. Uzyskany unormowany stosunek intensywności wynosił 0.1255(14). Zaprezentowana w pracy [Naq77] metoda określenia momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ budzi pewne wątpliwości co do jednoznaczności uzyskanego wyniku i została przeanalizowana w rozdziale 7.2 niniejszej pracy.

W przypadku pomiarów opisanych zarówno w pracach [Par76], jak i [Naq77], prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 2_1^+ zależy od znaku członu interferencyjnego, który wyraża się przez iloczyn trzech elementów macierzowych:

$$P_3 = \langle 2_2^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle \langle 2_2^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle \quad (3.1)$$

Autorzy prac [Par76] oraz [Naq77] podają dwie możliwe wartości momentu kwadrupolowego, zależne od znaku członu P_3 . Znaki członów interferencyjnych wraz z wyliczonymi przy tym założeniu wartościami momentu kwadrupolowego Q_{2+} zestawione zostały w tabeli 3.7.

Tabela 3.7: Zestawienie wartości momentów kwadrupolowych.

Praca	Moment kwadrupolowy [eb]	Założony znak P_3
[Par76]	-0.42 (9)	+
	-0.10 (9)	-
[Naq77]	-0.39 (8)	+
	-0.13 (8)	-

Nie istnieją prace, w których wyznaczono by kwadrupolowe parametry kształtu jądra ^{100}Mo w stanach 0_1^+ oraz 0_2^+ , m.in. ze względu na brak kluczowych do tego celu danych – zarówno znaków elementów macierzowych, jak i momentów kwadrupolowych stanów 2_2^+ i 2_3^+ . Wielkości te zostały wyznaczone po raz pierwszy w niniejszej pracy.

Rozdział 4

Układ eksperymentalny

4.1 Warszawski cyklotron

Dane analizowane w niniejszej pracy pochodzą z eksperymentów przeprowadzonych w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego. Laboratorium dysponuje cyklotronem U200P dotychczas dostarczającym tylko wiązek jonów pierwiastków gazowych oraz pierwiastków posiadających związki w postaci gazowej, zaczynając od boru, a kończąc na argonie. Maksymalne dostępne wartości energii wiązki sięgają do 10 MeV na nukleon. W czerwcu 2010 roku zainstalowane zostało nowe źródło jonów, dzięki któremu możliwe będzie uzyskanie wiązek jonów cięższych pierwiastków takich jak: Ca, Ni, Kr, Ag. Dokładny opis działania warszawskiego akceleratora kołowego znajduje się w pracy [Cho03].

Energię cząstek przyspieszanych w cyklotronie wyznacza się stosując formułę:

$$\frac{E}{A} = K \cdot \left(\frac{Q}{A}\right)^2$$

przy czym:

E - energia kinetyczna jonu [MeV];

A - liczba masowa [amu];

Q - ładunek przyspieszanego jonu;

K - charakterystyczna stała cyklotronowa, która w przypadku cyklotronu w ŚLCJ UW zawiera się w przedziale: $120 \leq K \leq 160$ w zależności od promienia wyprowadzenia wiązki (dla cyklotronu U-200P dla maksymalnej wartości promienia wyprowadzenia $R_{max} = 85$ cm, K wynosi 160).

Siła wzbudzenia kulombowskiego badanego jądra tarczy ^{100}Mo zależy m.in. od

liczby atomowej jądra pocisku. Najcięższą dostępną wiązką była wiązka jonów ^{40}Ar . Uzyskiwane jednak intensywności wiązki jonów ^{40}Ar były znacząco mniejsze, aniżeli intensywności wiązki jonów ^{32}S . Różnica liczb atomowych pierwiastków argonu ($Z = 18$) i siarki ($Z = 16$) jest niewielka, a z punktu widzenia prawdopodobieństwa wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo zaniedbywalna. W eksperymencie, na którym oparta jest niniejsza praca doktorska, postanowiono użyć bardziej intensywnej, a jednocześnie możliwie najcięższej dostępnej wiązki jonów ^{32}S o stanie ładunkowym 5^+ . Podczas pomiarów wykonanych w ŚLCJ UW energię jonów o zadanym stosunku Q/A określano wstępnie na podstawie położenia strippera - cienkiej folii węglowej o grubości $4\mu\text{m}$ służącej do wyprowadzenia wiązki z cyklotronu. W przypadku gdy wiązka jonów wyprowadzana jest z głębszych orbit cyklotronu, uzyskana energia skaluje się z promieniem orbity R jak $(\frac{R}{R_{max}})^2$.

4.2 Układ pomiarowy: OSIRIS-II i komora rozproszeń

Pierwsze pomiary wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo wiązkami ^{20}Ne oraz ^{40}Ar zostały przeprowadzone w 2005 roku w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW, przy użyciu układu CUDAC [Iwa01], a ich analiza stanowiła przedmiot pracy magisterskiej autorki niniejszej rozprawy [Wrz05]. Analiza zebranych danych pozwoliła na wyznaczenie miary odstępstwa jądra ^{100}Mo od kształtu sferycznego w stanie podstawowym 0_1^+ oraz wzbudzonym 0_2^+ . Zebrane dane były jednak niewystarczające, głównie ze względu na wydajność użytego układu, do określenia odstępstwa od kształtu osiowosymetrycznego jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ . Informacja dotycząca nieosiowości jądra w zadanych stanach wzbudzonych jest kluczową do badania zjawiska *koegzystencji kształtu* oraz próby interpretacji charakteru nisko leżących stanów wzbudzonych 0^+ .

Do przeprowadzenia eksperymentu, mającego na celu wyznaczenie trójosiowości jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ , koniecznym okazało się wykorzystanie bardziej wydajnego układu detekcyjnego. W tym celu po raz pierwszy użyto w pomiarach wzbudzeń kulombowskich realizowanych w ŚLCJ UW wielodetektorowego spektrometru OSIRIS-II w konfiguracji z nową komorą rozproszeń. Komora ta umożliwia pokrycie detektorami cząstek naładowanych szerokiego zakresu wstecznych kątów rozproszenia pocisku. W eksperymencie zastosowano wiązkę jonów ^{32}S o energii 76 ± 1 MeV (patrz Dodatek E niniejszej pracy), a promieniowanie γ emitowane przez wzbudzone jądro ^{100}Mo mierzone było w koincydencji z rozproszonymi kulombowsko jonami pocisku.

Użyto tarczy ^{100}Mo o grubości 44 mg/cm².

Rozproszone jony ^{32}S rejestrowane były przez detektory krzemowe (diody PiN) umieszczone wewnątrz komory rozproszeń. Komora ta zbudowana została w Ludwig-Maximilian University w Monachium we współpracy z warszawską grupą wzbudzeń kulombowskich na potrzeby wspólnych pomiarów na układzie detekcyjnym NORD-BALL w laboratorium NBI TAL w Risø (Dania) [Nap95], [Wue03]. Komora rozproszeń jest sferą o średnicy 10 cm, w której docelowo można umieścić 110 diod PiN o powierzchni czynnej 0.5cm x 0.5cm w odległości 4.5 cm od tarczy. Zakres kątowy, jaki mogą pokryć diody PiN wewnątrz komory rozproszeń, wynosi od 112° do 167° względem kierunku padania wiązki. Jony wiązki rozproszone pod kątami wstecznymi powodują najsilniejsze wzbudzenie jądra tarczy. Kierunek lotu jądra pocisku jest określony przez położenie diody.

W przeprowadzonym eksperymencie użyto 44 detektorów krzemowych PiN. Położenie każdej z diod PiN jest opisane w układzie sferycznym poprzez kąty θ i ϕ . Kąt θ podany jest względem osi padania wiązki. Kąt ϕ zdefiniowany został poprzez płaszczyznę pionową XY i skierowany był od osi Y do osi Z, zgodnie z podanym na rysunku 4.2 układem współrzędnych. W opisanym w niniejszej pracy eksperymencie diody PiN, umieszczone wewnątrz komory, pokrywały zakres kątów θ od 112° do 152° .

Do rejestracji promieniowania gamma użyto wielodetektorowego spektrometru OSIRIS-II [Osi]¹. Spektrometr składał się z 12 detektorów germanowych o wysokiej czystości (*High Purity Germanium*, HPGe) umieszczonych w osłonach antykomptonowskich (detektory scyntylicyjne BGO). Całość zamontowana była na stalowej ramie, umożliwiającej zmianę kąta θ , pod którym umieszczone były detektory.

Kryształy detektorów HPGe osłonięte były kolimatorem w kształcie ściętego stożka o wysokości 7.5 cm i wewnętrznym otworze o średnicy 1.5 cm. Uwzględniając geometrię kolimatora oraz rozmiary komory rozproszeń odległość czynnej części kryształu germanu od tarczy wynosiła 14 cm, a detektory rejestrowały kwanty γ emitowane w stożek o kącie rozwarcia 6° .

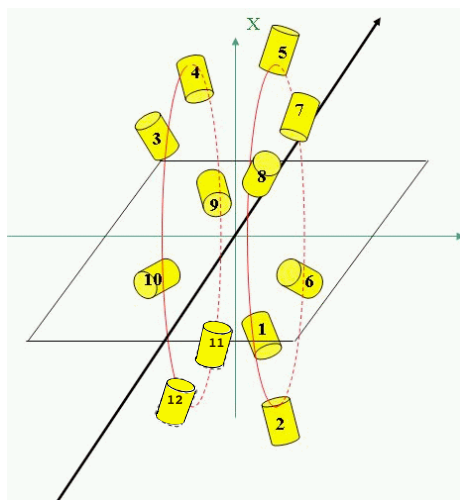
Układy detekcyjne użyte w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S przedstawione zostały na rysunkach 4.1 i 4.2.

Współrzędne położenia zdefiniowane w układzie laboratoryjnym: wartości kątów θ i ϕ , pod którymi ustawione były detektory cząstek i promieniowania γ zamieszczone są w tabelach 4.1 i 4.2.

¹W 2009 roku układ OSIRIS-II został zastąpiony wielodetektorowym i wielokonfiguracyjnym układem pomiarowym EAGLE (central **E**uropean **A**rray for **G**amma **L**evels **E**valuations). Układ EAGLE [Eag] jest obecnie wyposażony w 12 detektorów HPGe z osłonami antykomptonowskimi. Od lipca 2011 do czerwca 2013 aparatura zostanie uzupełniona o 20 detektorów Phase-I HPGe o wydajności 70% udostępnionych przez konsorcjum GAMMAPOOL [Gam].

Tabela 4.1: Kąty określające położenie detektorów germanowych w układzie współrzędnych sferycznych. Numery detektorów Ge odpowiadają numerom zamieszczonym na schematycznym rysunku spektrometru OSIRIS-II (rysunek 4.1).

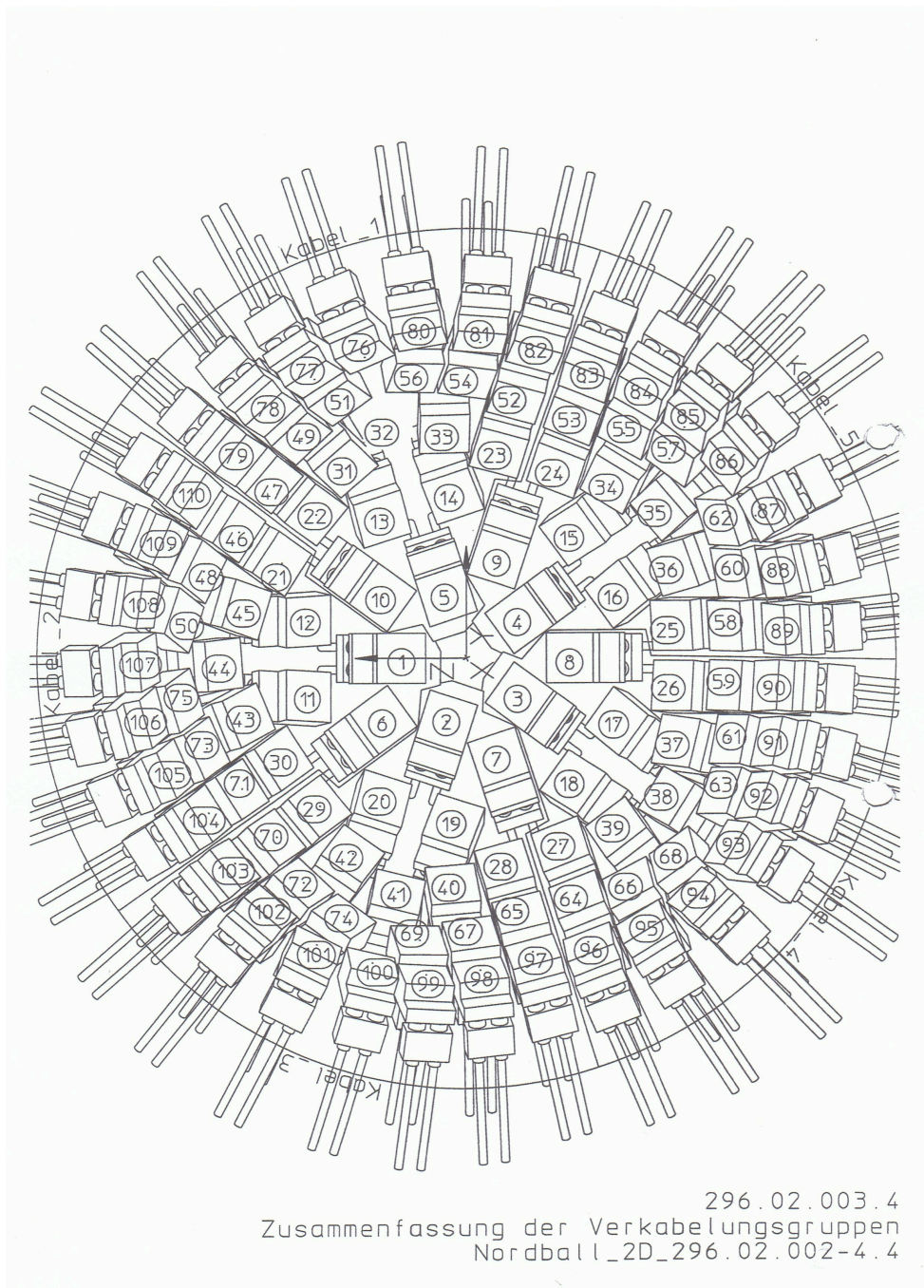
detektor promieniowania γ	θ	ϕ
Ge 1	142°	137°
Ge 2	90°	155°
Ge 3	117°	332°
Ge 4	63°	332°
Ge 5	87°	25°
Ge 6	38°	137°
Ge 7	38°	43°
Ge 8	142°	43°
Ge 9	25°	270°
Ge 10	155°	270°
Ge 11	63°	208°
Ge 12	117°	208°



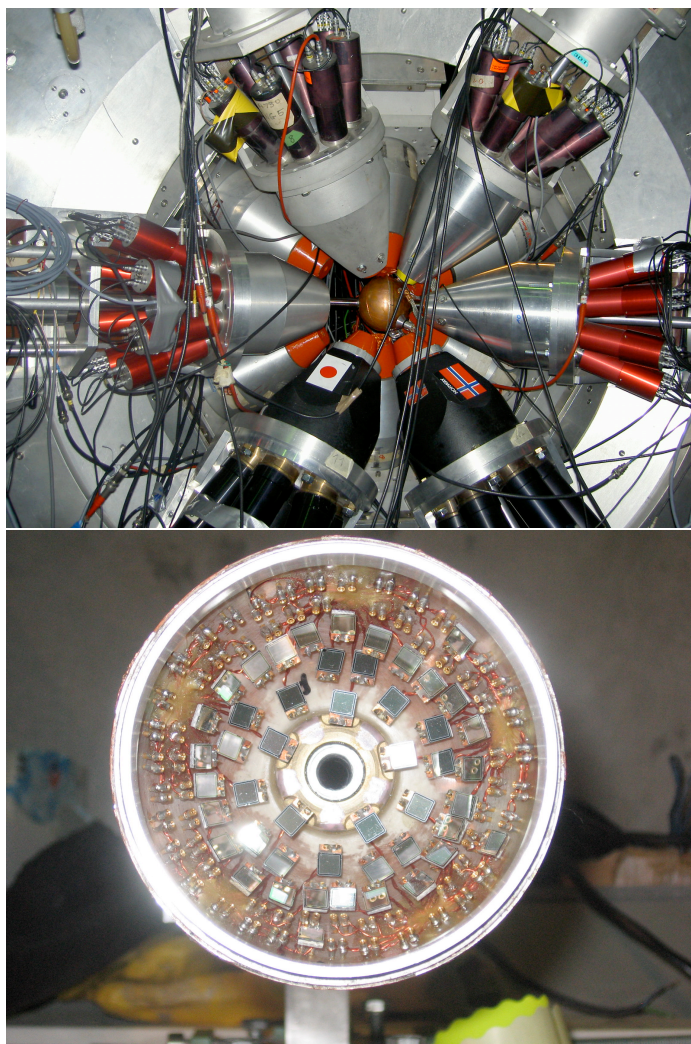
Rysunek 4.1: Geometria detektorów HPGe w spektrometrze OSIRIS-II. Czarna strzałka wskazuje kierunek wiązki. Numery detektorów germanowych podane w tabeli 4.1 odpowiadają numeracji przedstawionej na rysunku.

Tabela 4.2: Kąty określające położenie diod PiN w układzie sferycznym. Numery zestawione w kolumnie pierwszej tabeli odpowiadają numerom gniazd znajdujących się wewnątrz komory (rysunek 4.2), w których umieszczone były poszczególne diody PiN.

nr. detektora	θ	ϕ
77,100,86	112.3°	28.5°, 162.6°, 306.6°
88	113.1°	285.4°
89,103	116.0°	275.2°, 131.2°
79,90,83	119.0°	48.6°, 264.6°, 336.6°
56,75,68,62,63	123.9°	10.3°, 98.3°, 226.3°, 298.3°, 242.3°
55,72,60,49,67,54,73	126.9°	324.8°, 143.7°, 287.7°, 36.8°, 180.8°, 359.7°, 108.8°
47,58,52,70,64	130.7°	47.8°, 276.9°, 348.9°, 132.9°, 204.9°
41,38,35,32	135.0°	163.4°, 235.3°, 307.4°, 19.4°
42	138.9°	149.4°
34,31,40	139.0°	320.4°, 32.4°, 176.4°
25,24,23,22	142.8°	278.8°, 334.3°, 350.8°, 46.3°
20,19,14,16,15	151.7°	175.2°, 179.3°, 4.8°, 292.8°, 319.2°



Rysunek 4.2: Schematyczny rysunek komory rozproszeń. Podane w tabeli 4.2 numery gniazd, w których umieszczone były diody PiN, odpowiadają numeracji przedstawionej na rysunku.



Rysunek 4.3: *Rysunek górny:* Wielodetektorowy spektrometr promieniowania γ OSIRIS-II wraz z zainstalowaną komorą rozproszeń. *Rysunek dolny:* Otwarta komora rozproszeń wraz z przykładowym rozmieszczeniem wewnątrz diod PiN. Możliwe jest zainstalowanie 110 detektorów.

4.3 Elektronika układu OSIRIS-II

Elektronika układu OSIRIS-II [Mie05], dedykowana do pomiarów koincydencyjnych γ - γ o dowolnej krotności oraz do pomiarów czasu zarejestrowania kwantu γ względem przychodzącego jonu wiązki, została zmodyfikowana tak, by umożliwić prawidłową selekcję zdarzeń związanych ze wzbudzeniami kulombowskimi. W tym celu należało zmienić filozofię pomiaru czasu koincydencji, tak by mierzony był czas pomiędzy rejestracją promieniowania γ przez detektor germanowy a detekcją rozproszonego kulombowsko jonu wiązki przez diodę PiN. W konsekwencji zmieniona została także logika generowania sygnału uruchamiającego system rejestracji zdarzenia (tzw. sygnał *triggera*).

W niniejszym rozdziale opisany został ogólny schemat działania elektroniki, zmodyfikowanej tak, by współdziałały ze sobą dwa układy detekcyjne: spektrometr promieniowania γ OSIRIS-II i komora rozprożeń z detektorami cząstek. W Dodatku A zamieszczony został bardziej szczegółowy schemat elektroniki wraz z dokładnym opisem sposobu generowania sygnału triggera i pomiaru czasu koincydencji zdarzeń: rozproszony kulombowsko jon wiązki - kwant γ .

Wstępnie wzmocnione sygnały z detektorów PiN były przekazywane do wzmacniaczy spektroskopowych oraz układów szybkich wzmacniaczy (CAEN, N568LC) i dyskryminatorów (CAEN, C808). Z sumy logicznej sygnałów z dyskryminatorów formowana była bramka o długości 200 ns odpowiadająca zarejestrowaniu rozproszonego jonu. Jeśli w czasie trwania tej bramki pojawił się sygnał pochodzący z detektora germanowego, wówczas na podstawie stwierdzenia koincydencji obu tych sygnałów generowana była bramka, tzw. *trigger* cząstka - γ . Pojawienie się bramki triggera powoduje m.in. uruchomienie pomiaru czasu koincydencji cząstka - γ (Dodatek A).

Numer detektora, który w danym zdarzeniu zarejestrował rozproszony jon, identyfikowany był na podstawie odczytu z rejestru binarnego (tzw. *PIN BIT pattern*). W dalszej analizie danych odrzucano zdarzenia, w których sygnał przyszedł z więcej niż jednego detektora PiN. Identyfikacja dokładnie jednego detektora, który w danym zdarzeniu zarejestrował jon, pozwalała na jednoznaczne odtworzenie kinematyki rozproszenia.

Sygnały z przedwzmacniaczy detektorów germanowych były także rozdzielane i podawane na wzmacniacze szybkie i dyskryminatory oraz na wzmacniacze spektroskopowe. Sygnały energetyczne, uformowane we wzmacniaczach spektroskopowych, podawane były do przetworników ADC. Sygnały z dyskryminatorów impulsów pochodzących z detektorów germanowych wykorzystywane były do badania koincydencji z sygnałami pochodzącymi z detektorów BGO (osłony antykomptonowskie). Impulsy z detektorów germanowych, które zarejestrowano w antykoincydencji z osłonami,

były użyte do wygenerowania bramki triggera cząstka - γ .

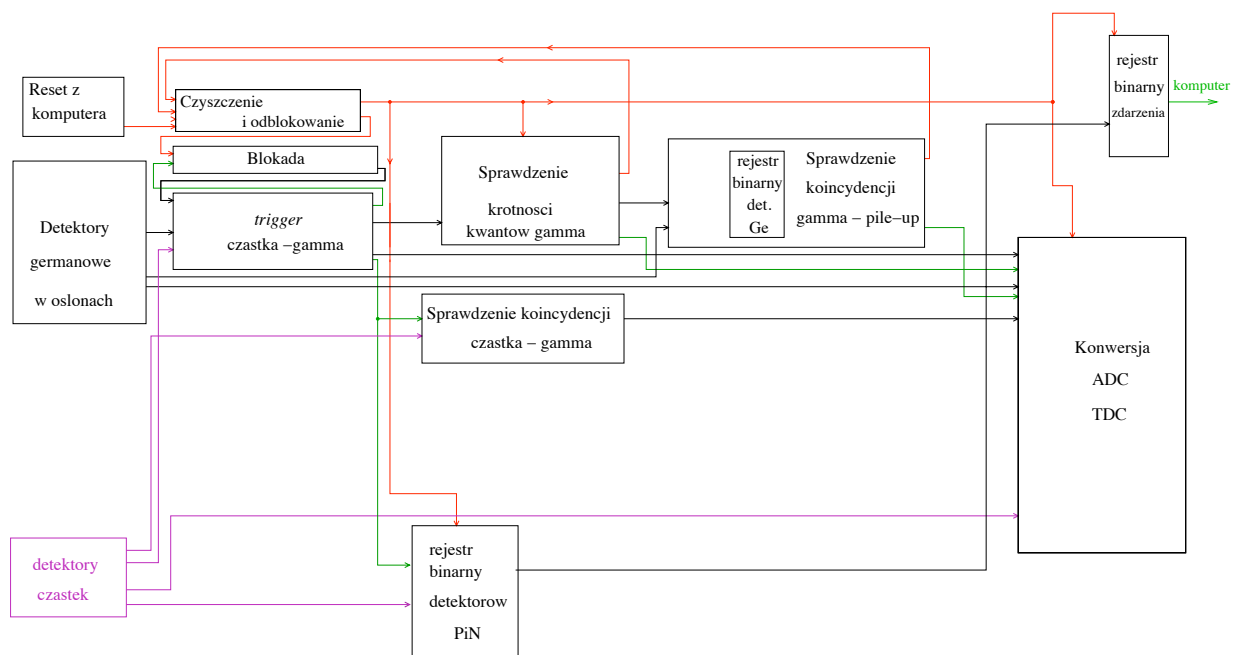
Sygnal triggera cząstka - γ uruchamiał blokadę, uniemożliwiającą omyłkowe zaakceptowanie następnej koincydencji cząstka - γ (co skutkowałoby zmieszczeniem impulsów z dwóch zdarzeń nie mających ze sobą nic wspólnego). Blokada była aktywna do czasu zakończenia konwersji w przetwornikach ADC.

Bramka triggera cząstka - γ wyzwałała dalszą obróbkę zdarzenia: sprawdzenie krotności detektorów germanowych, które zadziałały w antykoincydencji z osłonami antykomptonowskimi. W przypadku, gdy bez osłony zadziałała mniejsza, niż żądana liczba detektorów germanowych, układ zostawał zresetowany i był gotowy do przyjęcia kolejnego zdarzenia. W eksperymentach wzbudzeń kulombowskich wymagane jest, by zadziałał co najmniej jeden detektor germanowy w koincydencji z rejestracją rozproszonego jonu wiązki, i zdecydowana większość inkrementowanych zdarzeń związana była z rejestracją dokładnie jednego kwantu gamma. W przypadku, gdy wystarczająca liczba detektorów germanowych zadziałała w antykoincydencji z osłonami BGO, wysyłany był sygnał do przetwornika ADC i rozpoczynała się konwersja danych, po czym następowało drugie sprawdzenie koincydencji związane z możliwością wystąpienia zjawiska przekrywania się sygnałów (z ang. *pile-up*²) w kryształach detektora. Stwierdzenie występowania takiej koincydencji powodowało zresetowanie układu i przygotowanie go do przyjęcia kolejnego zdarzenia. Numer detektora germanowego, który zadziałał w antykoincydencji z osłoną BGO oraz bez wystąpienia *pile-up*'u był kodowany w rejestrze binarnym (tzw. *Ge BIT pattern*).

Zaakceptowane zdarzenie było zapisywane w pamięci komputera, a po zakończeniu konwersji danych komputer wysyłał sygnał resetu i odblokowania układu. Tym samym układ był gotowy do przyjęcia kolejnego zdarzenia.

Rysunek 4.3 przedstawia blokowy schemat logiki elektroniki układu OSIRIS-II w połączeniu z układem detekcji rozproszonych jonów. Fioletowym kolorem oznaczono tę część elektroniki, która związana jest z włączeniem w układ spektrometru OSIRIS-II układu detektorów cząstek. Zielonym kolorem oznaczone są połączenia związane z uruchomieniem odpowiednich bloków elektroniki przez sygnał triggera cząstka - γ . Czerwonym kolorem oznaczono połączenia związane z resetem układu.

²*pile-up* to nałożenie dwóch impulsów w czasie krótszym niż szerokość każdego z nich, w wyniku czego generowany jest sygnał o amplitudzie będącej maksymalnie sumą dwóch pojedynczych nałożonych impulsów.



Rysunek 4.4: Schemat blokowy elektroniki układu spektrometru promieniowania gamma OSIRIS-II w połączeniu z układem detektorów cząstek. Szczegółowy schemat elektroniki powyższego układu przedstawiony jest w Dodatku A. Fioletowym kolorem oznaczono tę część elektroniki, która związana jest z włączeniem w układ spektrometru OSIRIS-II układu detektorów cząstek. Zielonym kolorem oznaczone są połączenia związane z uruchomieniem odpowiednich bloków elektroniki przez sygnał triggera cząstka - γ . Czerwonym kolorem oznaczono połączenia związane z resetem układu.

4.3.1 Widmo czasu koincydencji cząstka - γ

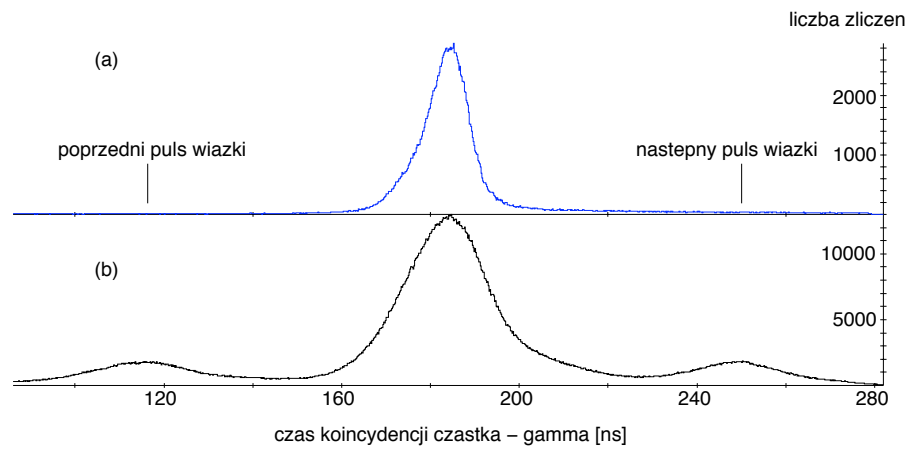
Niezwykle istotną informacją z punktu widzenia dalszej analizy danych (opisanej w rozdziale 6.2) jest pomiar czasu pomiędzy momentem detekcji promieniowania γ i momentem, w którym zarejestrowany został rozproszony jon wiązki ^{32}S . Na rysunku 4.5 (b) pokazane zostało przykładowe widmo czasu koincydencji cząstka - γ zebrane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S przez jeden z detektorów HPGe spektrometru OSIRIS-II. Środkowe maksimum związane jest z detekcją zdarzeń pochodzących z prawdziwych koincydencji cząstka - γ , czyli takich zdarzeń, kiedy w zadanym przedziale czasu zarejestrowany przez detektor krzemowy rozproszony jon pocisku wzbudził uprzednio jądro tarczy powodując tym samym emisję kwantu γ zarejestrowanego przez detektor germanowy. Widoczne w strukturze widma czasowego maksima boczne powstają w wyniku zajścia zdarzeń nieskorelowanych ze sobą, tzw. koincydencji przypadkowych. Jedną z głównych przyczyn występowania takich zdarzeń jest detekcja kwantu γ pochodzącego ze wzbudzenia jądra tarczy jonem z poprzedniego lub następnego pulsu wiązki. Inne możliwe źródła powstawania koincydencji przypadkowych zostały opisane w rozdziale 6.2 pracy. Odległość maksimów bocznych od centralnego wynosi 60 – 70 ns, co odpowiada czasowi pomiędzy kolejnymi pulsami wiązki z warszawskiego cyklotronu. W dalszej analizie danych zdarzenia związane z koincydencjami przypadkowymi są odrzucane. Więcej informacji o strukturze widm czasowych znajduje się w Dodatku A pracy.

Główny wkład do szerokości połówkowej piku czasu koincydencji cząstka - γ pochodzi od czasu zbierania ładunku w kryształach germanu po trafieniu weń kwantu γ . Czas ten jest tym dłuższy, im niższa jest energia rejestrowanego promieniowania γ . Detekcja niskoenergetycznych kwantów γ (poniżej 200 keV) może w szczególności spowodować na tyle silne rozmycie struktury widma czasu, iż bardzo utrudnione będzie wydzielenie z widma czasu koincydencji zaistniałych zdarzeń przypadkowych. Prawidłowa ilościowa ocena zdarzeń przypadkowych jest niezwykle istotna dla określenia ich wkładu do rejestrowanych intensywności przejść promieniowania γ .

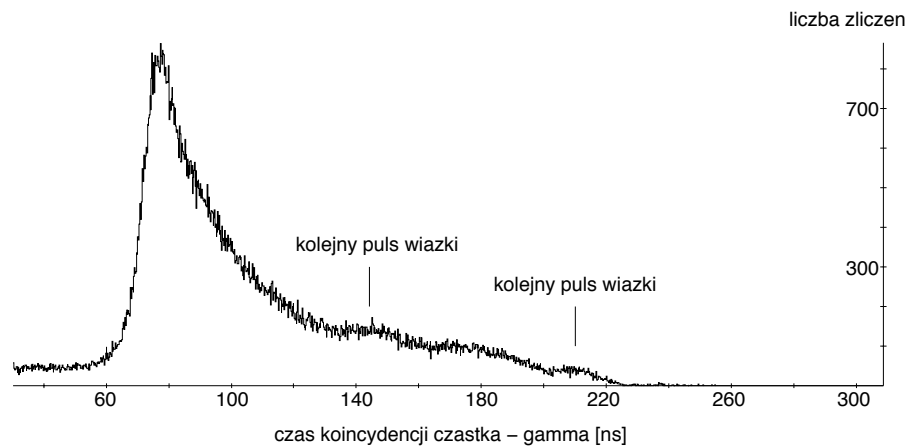
Jednym z kluczowych przejść γ z punktu widzenia opisu struktury elektromagnetycznej jądra ^{100}Mo w nisko leżących stanach 0^+ , jest przejście $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ związane z emisją kwantu γ o energii 159 keV. Jest to jednocześnie przejście o najniższej rejestrowanej w eksperymencie $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ energii. W celu określenia intensywności linii $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$, związanej z prawdziwymi koincydencjami cząstka - γ , niezwykle istotnym okazało się zoptymalizowanie czasowej zdolności rozdzielczej widma czasu koincydencji w zakresie niskich energii kwantów γ – od 150 do 200 keV. W tym celu przygotowano specjalny układ pomiarowy, który umożliwił weryfikację oraz poprawę zdolności rozdzielczej widm czasowych bez konieczności pracy na wiązce ciężkich jonów. Szybki detektor scyntylicyjny BaF_2 , symulujący działający na wiązce ciężkich

jonów detektor cząstek - diodę PiN, pracował w koincydencji z detektorami germanowymi spektrometru OSIRIS-II. Mierzono promieniowanie γ emitowane przez źródło ^{60}Co , rejestrowane w trybie koincydencji $\gamma - \gamma$, oraz czas tej koincydencji. Układ koincydencyjny $\text{BaF}_2 - \text{Ge}$ służył do testowania i poprawy ustawień elektroniki traktu szybkiego, co w istotny sposób wpłynęło na jakość rejestrowanych w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego ^{100}Mo widm czasowych.

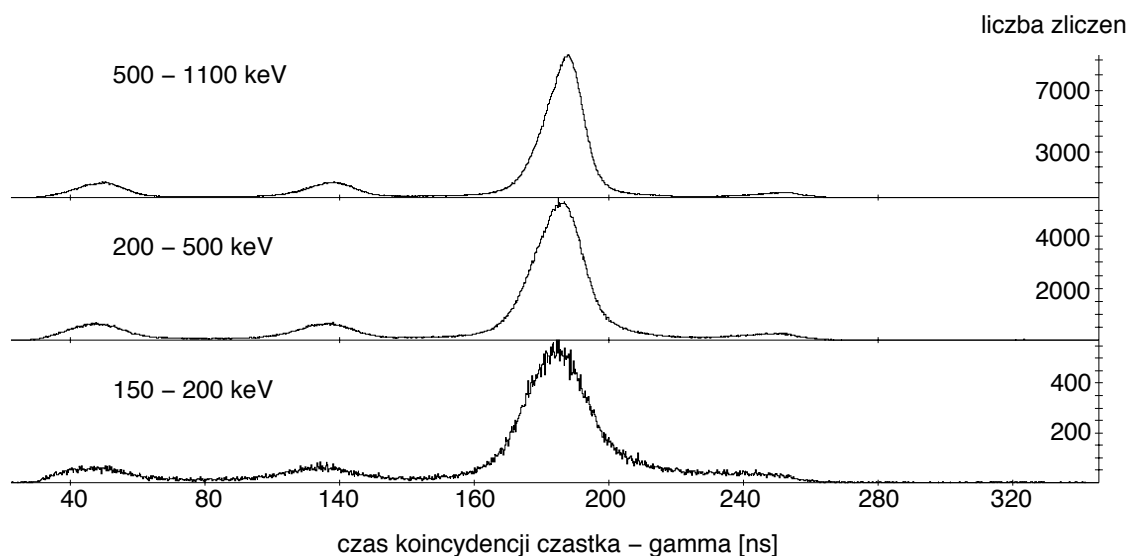
Zgodnie z opisem zawartym w Dodatku A.1 niniejszej pracy, w użytych podczas eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{100}Mo dyskryminatorach CFD (ORTEC, CCF8000) traktu germanowego opóźnienie zostało tak dobrane, by zminimalizować efekty związane ze zmiennością amplitud oraz czasem narastania sygnałów wejściowych. W konsekwencji starano się uzyskać widmo czasu o jak najlepszej czasowej zdolności rozdzielczej – takiej, by możliwa była obserwacja zdarzeń związanych z rejestracją kwantów γ i jonów ^{32}S pochodzących z różnych pulsów wiązki. Opóźnienie (t_d) zmieniane było w zakresie 10 – 50 ns, z krokiem co 10 ns. Najlepsze parametry widma czasu uzyskano dla opóźnienia równego 20 ns. Rysunek 4.5 przedstawia widmo czasu koincydencji $\gamma - \gamma$ zebrane na układzie $\text{BaF}_2 - \text{Ge}$ z użyciem źródła ^{60}Co z opóźnieniem 20 ns ustawionym na dyskryminatorze, oraz odpowiadające temu opóźnieniu widmo czasu koincydencji cząstka - γ zebrane na układzie dioda PiN - Ge podczas eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S . W widmie czasu wyraźnie widoczne są boczne maksima związane z przypadkową koincydencją kwantu γ i jonu wiązki pochodzących z różnych pulsów wiązki. Układ eksperymentalny został również tak zoptymalizowany ze względu na dobrane opóźnienie, aby było możliwe jednoznaczne czasowe rozróżnienie zdarzeń przypadkowych i prawdziwych, jeśli zostanie zarejestrowany niskoenergetyczny kwant γ związany z przejściem $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ w ^{100}Mo . Rysunek 4.7 przedstawia widma czasu koincydencji rozproszonego jonu ^{32}S i kwantu γ o energii odpowiadającej trzem zakresom: 150 - 200 keV, 200 - 500 keV oraz 500 - 1100 keV. Na rysunku widać, iż szerokość połówkowa środkowego maksimum maleje wraz ze wzrostem energii rejestrowanego promieniowania γ . Dla porównania zamieszczono również widmo czasu koincydencji cząstka - γ zebrane z ustawionym na dyskryminatorze opóźnieniem wynoszącym 50 ns (rysunek 4.6). Dla takiego opóźnienia pik czasu koincydencji cząstka - γ jest na tyle rozmyty, iż niewidoczne są maksima boczne, a tym samym nie jest możliwa wiarygodna ocena wkładu zdarzeń pochodzących z koincydencji przypadkowych do rejestrowanego promieniowania γ .



Rysunek 4.5: (a) Widmo czasu koincydencji $\gamma - \gamma$ zebrane na układzie BaF₂ - Ge z użyciem źródła ⁶⁰Co. Opóźnienie ustawione na dyskryminatorze CFD wynosi 20 ns. (b) Widmo czasu koincydencji cząstka - γ zebrane na układzie dioda PiN - Ge podczas eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ¹⁰⁰Mo jonami ³²S. Opóźnienie na dyskryminatorze CFD wynosi 20 ns.



Rysunek 4.6: Widmo czasu koincydencji cząstka - γ zebrane na układzie dioda PiN - Ge z użyciem wiązki jonów ³²S podczas pomiaru testującego działanie układu OSIRIS-II w połączeniu z komorą rozproszeń. Opóźnienie na dyskryminatorze wynosi 50 ns.



Rysunek 4.7: Widma czasu koincydencji rozproszonego jonu ^{32}S i kwantu γ rejestrowanego w różnych zakresach energii: 150 – 200 keV, 200 – 500 keV, oraz 500 – 1100 keV. Szerokość połówkowa maksimum środkowego maleje wraz ze wzrostem energii promieniowania γ . Związane jest to z czasem, w jakim zbierany jest ładunek w kryształach germanu po trafieniu weń kwantu γ : czas ten jest tym dłuższy, im niższa jest energia rejestrowanego promieniowania γ . Widma zebrane zostały przy opóźnieniu na dyskryminatorze równym 20 ns. Opóźnienie zostało tak dobrane, aby widoczna była wyraźna struktura widma czasu, m.in. maksima boczne związane z rejestracją zdarzeń przypadkowych wywołanych niskoenergetycznymi kwantami γ .

Rozdział 5

Badanie składu tarczy

W eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S promieniowanie γ , pochodzące z deekscytacji wzbudzanych kulombowsko stanów jądrowych w ^{100}Mo , rejestrowane było zarówno z narzuceniem warunku koincydencji czasowej z rozproszonym jonem wiązki, jak i bez tego warunku.

W widmie promieniowania γ zebranych bez warunku koincydencji czasowej z rozproszonymi jonami ^{32}S zaobserwowano dużą liczbę linii nieznanego pochodzenia, niezwiązanych ze wzbudzeniem kulombowskim jądra ^{100}Mo . Przeprowadzona analiza danych pochodzących z koincydencji $\gamma - \gamma$ [Had08] wykazała, iż źródłem tych linii jest deekscytacja stanów jądrowych nuklidów będących produktami reakcji: $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ oraz $^{32}\text{S} + ^{16}\text{O}$. Naturalnym tym samym stało się pytanie o grubości warstw węgla ^{12}C oraz warstwy utlenionej w tarczy, a co za tym idzie wpływu tych wielkości na wartość energii wiązki jonów ^{32}S , przy której dochodzi do procesu wzbudzenia kulombowskiego jąder ^{100}Mo .

5.1 Ilościowe wyznaczenie składu tarczy na podstawie analizy przekrojów czynnych

Zebrane w eksperymencie $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ dane bez narzuconego warunku koincydencji czasowej z rozproszonymi jonami ^{32}S pozwoliły na ilościowe określenie składu tarczy ^{100}Mo . W widmach bez warunku koincydencji z rozproszonymi jonami ^{32}S były widoczne liczne linie promieniowania γ pochodzące z reakcji: $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ i $^{32}\text{S} + ^{16}\text{O}$. Dla każdej z tych reakcji porównano przekrój czynny na wybrany kanał reakcji odpowiadający obserwowanym eksperymentalnie intensywnościom przejść γ z wartością wyliczoną przy użyciu kodu EvapOR [Nic93] (będącego rozbudowaną wersją kodu

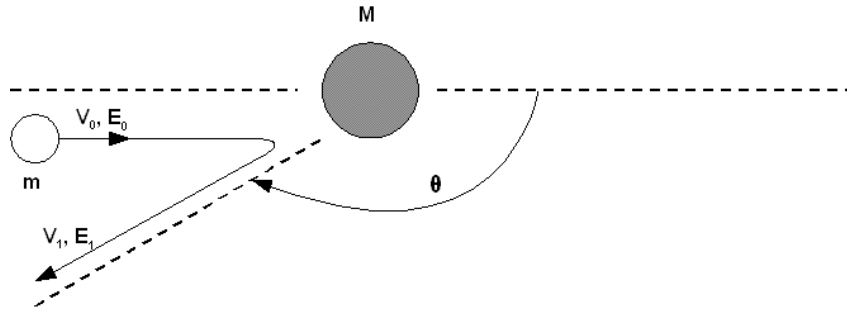
PACE2 [Gav80]). Do porównań wybrano następujące kanały reakcji: $^{12}\text{C}(^{32}\text{S}, \alpha p)^{39}\text{K}$ i $^{16}\text{O}(^{32}\text{S}, 2p)^{46}\text{Ti}$. W oparciu o zarejestrowane intensywności przejść γ o energiach 783 keV i 1130 keV (pochodzących z rozpadu jądra ^{39}K) i 889 keV (rozpad jądra ^{46}Ti), wyznaczono eksperymentalne wartości przekrojów czynnych na wybrane reakcje w odniesieniu do przekroju czynnego na populację stanu 2_1^+ w ^{100}Mo w wyniku wzbudzenia kulombowskiego. Przekrój czynny na populację stanu 2_1^+ w ^{100}Mo został wyliczony przy pomocy programu GOSIA i wynosił $230 \text{ mg}\cdot\text{srad}^{-1}\cdot\text{mg}^{-1}\text{cm}^2$. Wyliczone przekroje czynne na reakcje $^{12}\text{C}(^{32}\text{S}, \alpha p)^{39}\text{K}$ i $^{16}\text{O}(^{32}\text{S}, 2p)^{46}\text{Ti}$ wynosiły odpowiednio 340 mb i 250 mb.

Grubości warstw węgla ^{12}C i warstwy utlenionej zostały tak określone, aby wyliczony stosunek przekrojów czynnych – przekrój czynny na wybrany kanał reakcji normalizowany do przekroju czynnego na wzbudzenie kulombowskie stanu 2_1^+ w ^{100}Mo odtworzył obserwowany w eksperymencie stosunek odpowiednich intensywności przejść γ . W wyniku tak przeprowadzonej analizy udało się oszacować grubości obu warstw, równe odpowiednio: 0.16 mg/cm^2 dla warstwy ^{12}C oraz 0.02 mg/cm^2 dla zawartości ^{16}O w tarczy.

Dla potrzeb dalszej analizy danych (opisanej w rozdziale 7.1.3) zebranych w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo niezbędnym okazało uzyskanie bardziej precyzyjnych informacji dotyczących grubości warstwy ^{12}C i warstwy utlenionej. W tym celu przeprowadzono dodatkowy eksperyment, w którym do ilościowych badań składu tarczy wykorzystano metodę pomiarową RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*) [Fel86].

5.2 Metoda wstecznego rozpraszania jonów (RBS)

Metoda pomiarowa RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*) służy do badania warstw powierzchniowych materiałów. W wyniku bombardowania badanego materiału lekkimi cząstkami (typowo w eksperymentach RBS stosowane są wiązki protonów, deuterionów i cząstek α) dochodzi do dwuciałowego oddziaływania padających jonów z jądrami tarczy. Do opisu procesu rozpraszania wprowadza się zwykle współczynnik kinematyczny k , wyrażający stosunek energii cząstki rozproszonej do energii cząstki padającej. Współczynnik kinematyczny k jest charakterystyczny dla danego układu padający jon - jądro tarczy i pozwala na identyfikację pierwiastków wchodzących w skład tarczy.



Rysunek 5.1: Schematyczny rysunek elastycznego zderzenia dwóch naładowanych obiektów.

$$k = \left[\frac{\left[1 - \left(\frac{m \cdot \sin \theta}{M} \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{m \cdot \cos \theta}{M}}{1 + \frac{m}{M}} \right]^2 \quad (5.1)$$

przy czym:

m - masa jądra pocisku,

M - masa jądra tarczy,

θ - kąt rozproszenia jądra pocisku mierzony względem kierunku padania wiązki w układzie laboratoryjnym.

Współczynnik k zależy od masy jądra badanego materiału M oraz kąta rozproszenia. Dla danego kąta rozproszenia wraz ze wzrostem masy M rośnie wartość współczynnika k , co w konsekwencji daje wzrost wartości energii rozproszonych jonów rejestrowanych w kątach wstecznych. Ilościowe określenie składu badanej tarczy możliwe jest dzięki wykorzystaniu formuły opisującej przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (5.2)$$

przy czym:

E_0 - energia padającego jądra pocisku,

Z_1 - liczba atomowa padającego jądra pocisku,

Z_2 - liczba atomowa jądra tarczy,

θ - kąt rozproszenia jądra pocisku w układzie laboratoryjnym.

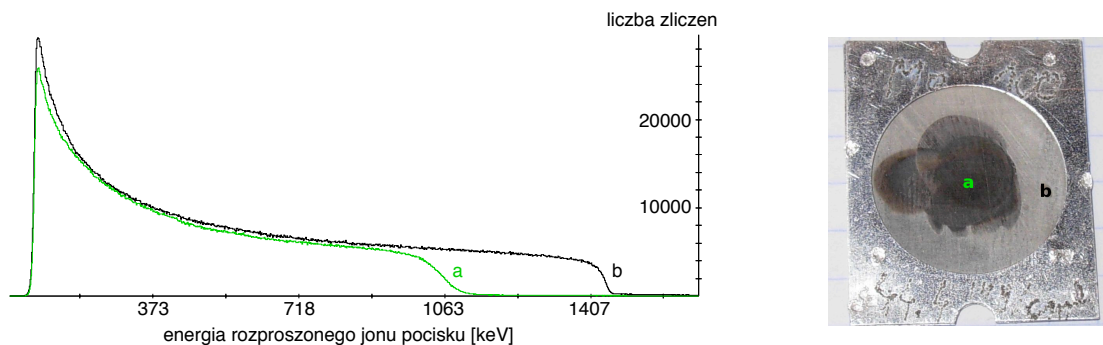
Wzór 5.2 opisuje prawdopodobieństwo rozproszenia jonu pod danym kątem. Przekrój czynny jest proporcjonalny do kwadratu liczby atomowej jąder tarczy, co oznacza, że rozproszenie wstecz zachodzi ze znacznie większą wydajnością na jądrach o większym ładunku. Tym samym wykrywalność ciężkich pierwiastków jest dużo większa niż lekkich.

Straty energii jonu przechodzącego przez materiał tarczy zachodzą głównie na drodze nieelastycznego rozpraszania na elektronach. Znajomość zdolności hamujących, charakteryzujących badany materiał, umożliwia określenie, na jakiej głębokości nastąpiło zderzenie padającego jonu z jądrem tarczy, a tym samym pozwala stwierdzić obecność konkretnego pierwiastka na zadanej głębokości. Dla jonów ${}^4\text{He}$ o energii 2 MeV zasięg, w typowych materiałach tarczowych, wynosi około kilku mikronów. Taką głębokość próbkowania była wystarczająca dla badania warstw powierzchniowych tarczy ${}^{100}\text{Mo}$.

5.3 Wyniki pomiarów oraz ich interpretacja

Eksperyment wykorzystujący metodę RBS został przeprowadzony w Instytucie AIM (*Center for Application of Ion Beams in Materials Research*) w Dreźnie w Niemczech we współpracy z fizykami z Zakładu Reakcji Jądrowych Instytutu Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana. Wiązka jonów ${}^4\text{He}$ o energii 1.7 MeV była dostarczona przez 2 MV akcelerator Van de Graaffa. Jony ${}^4\text{He}$, elastycznie rozproszone na tarczy ${}^{100}\text{Mo}$, rejestrowane były w detektorze krzemowym ustawionym pod kątem 170° względem kierunku padania wiązki. Na rysunku 5.2 przedstawiona została fotografia badanej tarczy ${}^{100}\text{Mo}$, oraz widma energetyczne rozproszonych jonów ${}^4\text{He}$. Średnica badanej tarczy równa była 2 cm. Wiązka jonów ${}^4\text{He}$ padających na tarczę była bardzo dobrze zogniskowana, a jej średnica wynosiła około 1 mm. Tarcza naświetlana była w dwóch różnych obszarach: w środku, gdzie widoczne jest jej zwęglenie (obszar *a*), oraz na brzegu, gdzie nie spodziewano się domieszki węgla (obszar *b*). Wysokoenergetyczny brzeg widma odpowiada sytuacji, gdy rozproszenie nastąpiło na powierzchni tarczy. Wyraźnie można zaobserwować, iż zbocze energetyczne widma jonów ${}^4\text{He}$ pochodzących z rozproszeń w centralnym obszarze tarczy jest przesunięte w stronę niższych energii (widmo zielone) w porównaniu do zbocza widma jonów ${}^4\text{He}$ rozpraszanych na prawym brzegu tarczy (widmo czarne). Efekt ten związany jest z wytracaniem energii przez jony ${}^4\text{He}$ podczas ich przejścia przez warstwę ${}^{12}\text{C}$. Dopiero po przejściu przez tę warstwę, przy odpowiednio niższej energii, następuje rozproszenie jonów ${}^4\text{He}$ na jądrach ${}^{100}\text{Mo}$.

Zgodnie ze wzorem 5.1 współczynnik kinematyczny k dla rozproszenia pod kątem 170° dla układu ${}^4\text{He} + {}^{100}\text{Mo}$ jest równy 0.845, co odpowiada maksymalnej rejestrowa-

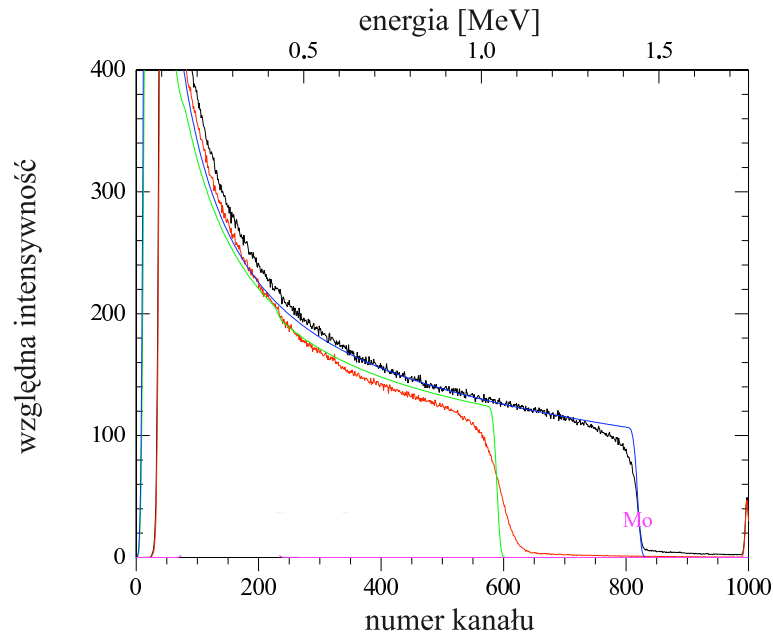


Rysunek 5.2: Widma rozproszonych jonów ^4He na tarczy ^{100}Mo wraz z fotografią badanej tarczy ^{100}Mo (średnica tarczy równa była 2 cm). Widmo oznaczone kolorem zielonym pochodzi z naświetlania tarczy w samym jej środku (obszar a), gdzie wyraźnie widoczne jest jej zwęglenie. Widmo oznaczone kolorem czarnym pochodzi z naświetlania tarczy na jej brzegu. Rysunek wygenerowany został przy użyciu programu RUMP [Doo85] służącego do analizy danych pochodzących z eksperymentów wykorzystujących metodę RBS.

nej energii rozproszenia równej 1437 keV. Brzeg widma obserwowany jest przy energii niższej o 381 keV. Strata energii jonów ^4He , związana z ich przejściem przez warstwę ^{12}C , jest funkcją grubości tej warstwy. Grubość warstwy ^{12}C została wyznaczona tak, aby odtworzyć rejestrowaną maksymalną energię rozproszonych jonów ^4He na jądrach ^{100}Mo po ich wcześniejszym hamowaniu w materiale węgla. Energia ta wynosi 1056 keV, co wiąże się z przejściem przez jony ^4He warstwy węgla o grubości 0.12 mg/cm^2 .

Na rysunku 5.3 kolorem zielonym oznaczony został zasymulowany profil widma przy założeniu, że jon ^4He hamuje w warstwie ^{12}C , po czym następuje rozproszenie na czystym materiale ^{100}Mo . Profile eksperymentalnych widm energetycznych rekonstruowane były przy użyciu pakietu służącego do analizy danych pochodzących z pomiarów z wykorzystaniem metody RBS – programu RUMP [Doo85].

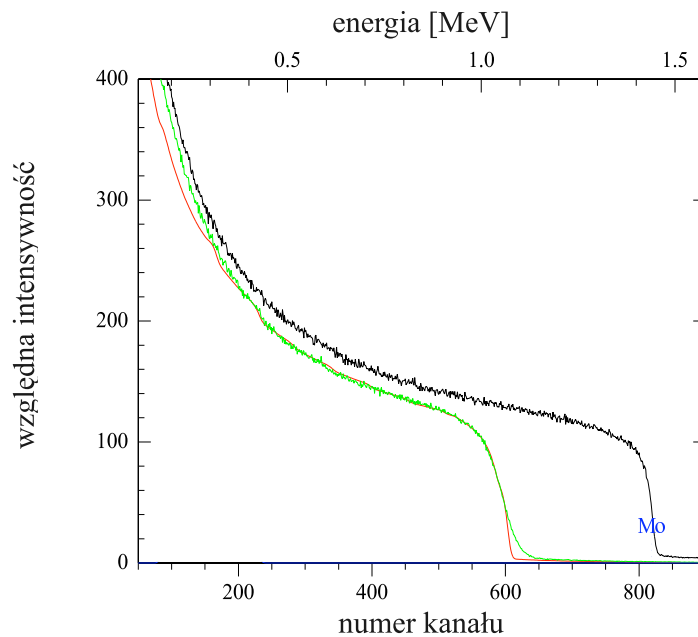
Założenie jednego rodzaju domieszki w tarczy w postaci warstwy ^{12}C nie odtwarza kształtu widma eksperymentalnego, a w szczególności jego zbocza. Zbocze widma energetycznego jonów ^4He rozproszonych na tarczy ^{100}Mo , czy to w jej centralnym obszarze (widmo oznaczone kolorem czerwonym), czy też na brzegu (widmo oznaczone kolorem czarnym), nie jest ostre, a raczej dość rozmyte. Rozmycie to nie jest związane tylko i wyłącznie ze zjawiskiem tzw. *stragglingu* – rozmycia energetycznego związanego z różnym zasięgiem oddziaływania jonów z materią przy tej samej wartości ich energii kinetycznej. Rozmycie energetyczne, pochodzące od zjawiska *stragglingu*, może przyczynić się do pogorszenia głębokościowej zdolności rozdzielczej maksymal-



Rysunek 5.3: Widma rozproszonych jonów ^4He na tarczy ^{100}Mo . Kolorem czerwonym oznaczono widmo pochodzące z naświetlania tarczy w samym jej środku (obszar *a*), kolorem czarnym widmo pochodzące z naświetlania tarczy na jej brzegu. Kolorem zielonym oznaczony został profil widma zasymulowany przy założeniu, że jon ^4He hamuje w warstwie ^{12}C , po czym dochodzi do rozproszenia ^4He na czystym materiale ^{100}Mo .

nie do 10%. Obserwowane w eksperymencie rozmycie zbocza energetycznego widma jonów ^4He jest zdecydowanie większe, co sugeruje, że proces rozproszenia może zachodzić w niejednorodnie nasyconej warstwie utlenionego molibdenu. Hipoteza ta została zweryfikowana poprzez odtworzenie kształtu zbocza widma eksperymentalnego za pomocą dwudziestu warstw utlenionego molibdenu (Dodatek B, tabela B.1). W każdej z warstw założono różną koncentrację atomów ^{16}O w porównaniu do koncentracji atomów ^{100}Mo - stosunek ten zmniejszał się wraz z głębokością. Zadano również różne grubości poszczególnych warstw dopasowywane tak, by jak najlepiej odtworzyć profil widma eksperymentalnego. Wynik przeprowadzonej w ten sposób analizy zilustrowany został na rysunku 5.4, na którym kolorem zielonym przedstawiono widmo energetyczne rozproszonych jonów ^4He na jądrach ^{100}Mo , po ich uprzednim przejściu przez

warstwę ^{12}C . Profil tego widma eksperymentalnego został zrekonstruowany (czerwona linia) poprzez uwzględnienie zarówno początkowego hamowania jonów ^4He w warstwie węgla o grubości 0.12 mg/cm^2 , jaki i późniejszego ich rozpraszania w utlenionych warstwach molibdenu. Całkowita grubość dwudziestu warstw molibdenu o różnym stopniu utlenienia wynosi 0.2 mg/cm^2 , co odpowiada grubości 0.05 mg/cm^2 czystego ^{16}O .



Rysunek 5.4: Widma rozproszonych jonów ^4He na tarczy ^{100}Mo . Kolorem zielonym oznaczono widmo pochodzące z naświetlania tarczy w samym jej środku (obszar *a*), kolorem czarnym widmo pochodzące z naświetlania tarczy na jej brzegu. Kolorem czerwonym oznaczony został profil widma zasymulowany przy założeniu, że jon ^4He hamuje w warstwie ^{12}C , po czym dochodzi do rozpraszania ^4He najpierw w utlenionych warstwach ^{100}Mo , a następnie w czystym materiale ^{100}Mo . Rysunek wygenerowany został przy użyciu programu RUMP [Doo85] służącego do analizy danych pochodzących z eksperymentów wykorzystujących metodę RBS.

Analiza widm zebranych podczas eksperymentu RBS potwierdziła obecność domieszek ^{12}C oraz ^{16}O w tarczy ^{100}Mo i pozwoliła na ilościowe określenie grubości ich warstw. Wcześniejsze, mniej dokładne oszacowania tych wielkości, bazujące

na analizie przekrojów czynnych na produkcję izotopów: ^{39}K oraz ^{46}Ti w reakcjach $^{12}\text{C}(^{32}\text{S}, \alpha p)^{39}\text{K}$ i $^{16}\text{O}(^{32}\text{S}, 2p)^{46}\text{Ti}$, wskazały ten sam rząd wielkości grubości badanych warstw ^{12}C oraz ^{16}O . Strata energii wiązki jonów ^{32}S w wyznaczonej warstwie ^{12}C wynosi 2 MeV. Tym samym odpowiednio niższa będzie energia, przy której zajdzie proces wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S . Jednocześnie zdolność hamująca (strata energii na jednostkę przebytej drogi) jonów ^{32}S w utlenionym molibdenie jest większa aniżeli w czystym molibdenie – w zależności od stopnia koncentracji atomów ^{16}O w stosunku do koncentracji atomów ^{100}Mo różnice w zdolnościach hamujących dochodzą nawet do 30%. W efekcie zakres energii, przy którym występuje proces wzbudzenia kulombowskiego jąder ^{100}Mo , jest inny, niż w przypadku gdyby użyta została tarcza czystego pierwiastka ^{100}Mo .

Precyzyjne ustalenie składu tarczy było niezbędne do przeprowadzenia poprawnej analizy danych zebranych w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo . W celu prawidłowego odtworzenia i porównania obserwowanych w eksperymencie intensywności przejść γ z intensywnościami wyliczonymi przez kod GOSIA, w rachunkach należało uwzględnić nie tylko rozmiary użytych detektorów cząstek, ale także wpływ hamowania wiązki w tarczy (procedura ta została dokładniej opisana w rozdziale 7.1.3 niniejszej pracy). Potrzebne były tym samym precyzyjne informacje o energii wiązki padającej oraz stratach energii w materiale tarczy, bowiem na tej podstawie określany był zakres energii, przy którym zachodził proces wzbudzenia kulombowskiego.

Rozdział 6

Analiza koincydencyjnych danych doświadczalnych

Znajomość kinematyki rozproszenia, określona przez geometrię układu detekcyjnego opisaną w rozdziale 4.2 pracy, pozwala na prawidłową analizę procesu wzbudzenia kulombowskiego. Z kolei jak najdokładniejsze odjęcie zarejestrowanego tła promieniowania γ umożliwia wyznaczenie właściwych intensywności przejść γ pochodzących z deekscytacji wzbudzonych kulombowsko stanów jądrowych izotopu ^{100}Mo . W niniejszym rozdziale przedstawione zostały techniki analizy, które doprowadziły do otrzymania poprawnych stosunków intensywności przejść γ będących podstawą dalszej analizy prowadzącej do wyznaczenia zredukowanych elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{100}Mo .

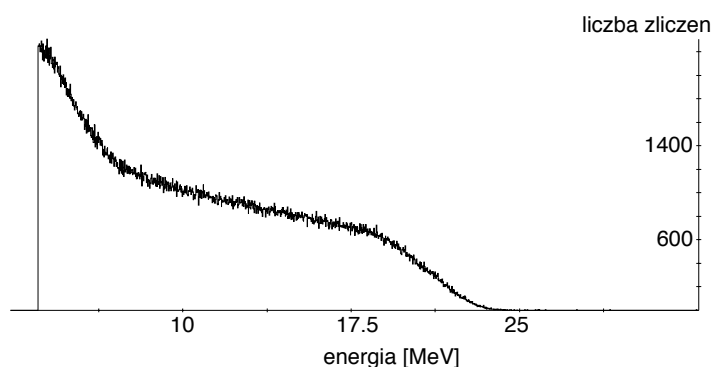
6.1 Kinematyka rozproszenia - efekty związane z zastosowaniem grubej tarczy

Jedną z podstawowych informacji w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich jest kinematyka rozproszenia. Podział zdarzeń ze względu na różne kąty rozproszeń jonu pocisku umożliwia badanie udziału różnych dróg wzbudzenia danego stanu jądrowego, co w konsekwencji zwiększa dokładność wyznaczenia elementów macierzowych. W eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego izotopu ^{100}Mo rozproszone jony wiązki ^{32}S rejestrowane były w szerokim zakresie kątów wstecznych ($\theta_{LAB} = 112^\circ - 152^\circ \Leftrightarrow \theta_{CM} = 129^\circ - 160^\circ$), co faworyzowało wzbudzenia wielostopniowe.

Układ pomiarowy OSIRIS-II współpracujący z komorą wyposażoną w detektory cząstek (diody PiN) pozwolił na jednoznaczne określenie kinematyki rozproszenia.

Umieszczenie detektorów PiN w kątach tylnych powodowało, iż rejestrowano w nich tylko rozproszone kulombowsko jony pocisku ^{32}S . Położenie pojedynczej diody PiN definiowało kierunek lotu jonu ^{32}S po rozproszeniu, co w połączeniu ze znajomością energii pocisku pozwalało na określenie energii kinetycznej obu partnerów reakcji po zderzeniu.

Rysunek 6.1 przedstawia przykładowe widmo energetyczne rozproszonych jonów ^{32}S zmierzone przez pojedynczą diodę PiN. Dla szerokiego zakresu energii liczba zliczeń jest stała, aż do pewnej wartości energii maksymalnej, przy której następuje szybki spadek liczby zliczeń do zera. Ten wysokoenergetyczny kraniec widma odpowiada rozproszonym jonom wiązki trafiającym w diodę PiN z maksymalnymi energiami – czyli ulegającym rozproszeniu na powierzchni tarczy, bez hamowania w niej. Wyraźnie można zauważyć, iż niskoenergetyczna część widma jest zniekształcona przez szumy. W dalszej analizie danych odrzucano zdarzenia, w których energie jonów pocisku rejestrowane były w obszarze szumów – postawiono warunek, iż energia rozproszonego jonu musi być większa niż 8 MeV.



Rysunek 6.1: Przykładowe widmo energii jonów ^{32}S rozproszonych pod kątem $\theta_{LAB} = 135^\circ$ na tarczy ^{100}Mo o grubości 44 mg/cm^2 .

Rozproszenie jonów wiązki pod największym dostępnym w eksperymencie kątem $\theta_{LAB} = 151.7^\circ$ odpowiada najsilniejszemu wzbudzeniu jądra tarczy. W wyniku rozproszenia pod tym kątem jony pocisku ^{32}S przekazują 71% energii jądra tarczy ^{100}Mo . Maksymalna głębokość, na jakiej może zajść proces rozproszenia jądra pocisku na jądrze tarczy pod kątem 151.7° , wynosi 0.8 mg/cm^2 . Zasięg ten został wyznaczony przy uwzględnieniu warunku na minimalną wartość energii (8 MeV) jaką ma rozproszony jon ^{32}S wychodząc z tarczy. Wraz ze zmniejszaniem się wartości kąta rozproszenia jonu pocisku zmniejsza się przekaz energii do jądra tarczy, w wyniku czego w detek-

torze rejestrowane są rozproszone jony wiązki o wyższej (niż 8 MeV) energii. Proces rozproszenia w ogólności mógł zajść na dowolnej głębokości w tarczy, w efekcie czego do detektorów trafiały rozproszone jony wiązki o różnej energii tworząc widmo ciągłe. Zasięg jonów ^{100}Mo w tarczy, po przekazaniu mu maksymalnej energii w procesie rozproszenia jonów wiązki pod kątem $\theta_{LAB} = 151.7^\circ$, oszacowano na 5.4 mg/cm^2 , a odpowiadający jej czas hamowania jądra ^{100}Mo na poniżej 2 ps.

Określony czas hamowania jądra ^{100}Mo w tarczy jest niższy od większości czasów życia wzbudzanych w eksperymencie stanów jądrowych. Tym samym kwanty γ emitowane są z jąder zatrzymanych w materiale tarczy i obserwowane w widmie linii γ nie są poszerzone w wyniku zjawiska Dopplera. Zostało to potwierdzone w zbieranych podczas eksperymentu widmach promieniowania γ .

6.2 Redukcja tła poprzez oszacowanie wpływu koincydencji przypadkowych

Priorytetowym zagadnieniem z punktu widzenia analizy widm promieniowania γ rejestrowanych w koincydencji z rozproszonymi kulombowsko jonami wiązki jest redukcja tła pochodzącego od koincydencji przypadkowych.

Z koincydencjami przypadkowymi mamy do czynienia wtedy, gdy zarejestrowany przez detektor germanowy kwant γ i rozproszony jon wiązki nie pochodzą z tego samego aktu wzbudzenia – detekcja kwantu γ związana jest ze wzbudzeniem jądra tarczy jonem pocisku z poprzedniego lub następnego pulsu wiązki. W widmie fałszywych koincydencji mogą być widoczne te same linie γ , pochodzące z deekscytacji wzbudzonych kulombowsko stanów jądrowych, co w widmie koincydencji prawdziwych. Inny jest jednak stosunek intensywności obserwowanych przejść γ . Zdarzenia prawdziwe związane są z detekcją rozproszonych jonów wiązki przez detektory cząstek umieszczone w kątach wstecznych, co faworyzuje wzbudzenia wielostopniowe. Zdarzenia fałszywe, zachodzące w obrębie tego samego pulsu wiązki, pochodzą często z innej kinematyki rozproszenia. Emisja kwantu γ następuje w wyniku wzbudzenia jonem rozproszonym pod mniejszym kątem (takie zdarzenia, zgodnie z zależnością kątową przekroju czynnego na rozpraszanie Rutherforda opisaną wzorem 5.2, zachodzą znacznie częściej) aniżeli zakres kątowy pokrywany przez detektory cząstek. Rozproszenie jonów pocisku pod małymi kątami wiąże się ze wzbudzeniami jednostopniowymi, przeważnie pierwszego stanu wzbudzonego jądra ^{100}Mo . Takie zdarzenia fałszują stosunki mierzonych intensywności przejść γ , co w dalszej analizie danych może znacząco wpłynąć na wyznaczane elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych.

Przypadkowe koincydencje występują także w sytuacjach, gdy detektor nie zare-

jestował żadnej cząstki, a otwarcie bramki „cząstkowej” związane było z szumami.

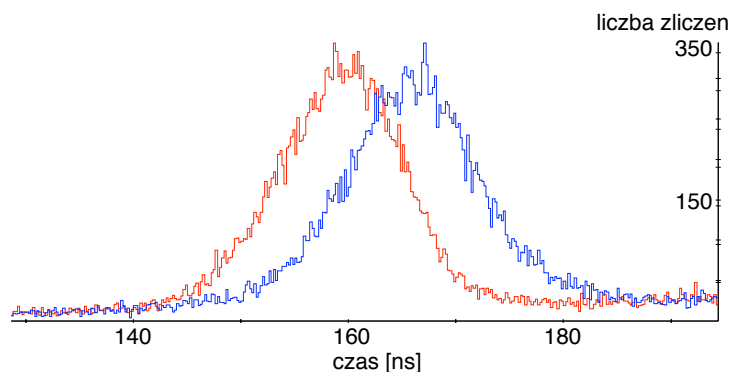
W widmie promieniowania γ widoczne są także przejścia pochodzące z reakcji jądrowych zachodzących na lekkich domieszkach tarczy - tlenie i węgla (opisane w rozdziale 5).

Zredukowanie wkładu od koincydencji przypadkowych jest możliwe dzięki narzuceniu warunku na czas koincydencji – wymaga się, aby rejestrowane zdarzenia pochodziły z obszaru czasowego należącego do środkowego piku widocznego w widmie czasu (rysunek 4.5). Im węższy jest ten pik, tym wyraźniejsza jest struktura widma czasowego, a tym samym w sposób bardziej jednoznaczny można zdefiniować obszar czasowy, w którym występują prawdziwe koincydencje cząstka - γ . Zadowalającą strukturę widma czasu udało się uzyskać już na etapie pomiaru (rozdział 4.3.1), jednak podczas dalszej analizy w celu możliwie jak najlepszego odjęcia tła związanego z koincydencjami przypadkowymi wprowadzono dodatkowe poprawki związane m.in. z korektą opóźnień na traktach poszczególnych diod PiN.

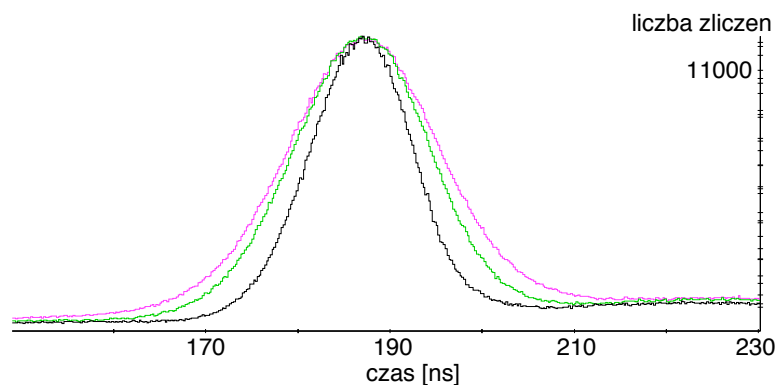
6.2.1 Korekta opóźnień występujących na szybkich traktach diod PiN

Analiza widm koincydencyjnych dla pojedynczych diod PIN (rysunek 6.2) wykazała, że czasy między zarejestrowaniem przez detektor cząstki, a wygenerowaniem przez dyskryminator bramki koincydencyjnej, różnią się dla poszczególnych diod PiN. Powoduje to rozmycie sumarycznego widma czasu cząstka - γ . W celu wyeliminowania powyższych różnic czasowych wprowadzono indywidualne współczynniki opóźnień dla każdej diody PIN.

Rysunek 6.3 przedstawia wpływ korekty opóźnień, wprowadzonych dla każdej z diod PIN indywidualnie, na szerokość piku związanego z prawdziwymi koincydencjami cząstka - γ w sumarycznym widmie czasu. Dzięki uwzględnieniu poprawek dotyczących korekty opóźnień, jak i warunku na minimalną energię rozproszonego jonu będącego w koincydencji z rejestrowanym kwantem γ , można wyraźnie zmniejszyć szerokość piku czasowego.



Rysunek 6.2: Centralny pik przykładowego widma czasu koincydencji jonu zarejestrowanego przez pojedynczą diodę PiN i kwantu γ zaobserwowanego w detektorze Ge nr 6. Kolorem czerwonym oznaczono widmo czasu zebrane w koincydencji z diodą PiN znajdującą się w komorze w gnieździe nr 20, zaś kolorem niebieskim z diodą w gnieździe nr 14. W obydwu przypadkach diody PiN umieszczone były pod kątem $\theta_{LAB} = 151.7^\circ$. Obserwowane przesunięcie pików względem siebie uwidacznia różnice czasowe, jakie powstają na szybkich traktach detektorów cząstek.



Rysunek 6.3: Wpływ korekty opóźnień na sumaryczne widmo czasu cząstka- γ . Wyraźnie widoczny jest efekt zmniejszenia szerokości pików centralnego po wprowadzeniu współczynników opóźnień i nałożeniu warunku na rejestrację cząstek powyżej progu energetycznego (8 MeV). Kolorem różowym oznaczono widmo bez uwzględnienia powyższych czynników, kolorem zielonym oznaczono widmo z warunkiem na energię rejestrowanych jonów, zaś kolorem czarnym widmo z dodaną także korektą opóźnień.

6.2.2 Wpływ warunków sortowania na widma promieniowania γ

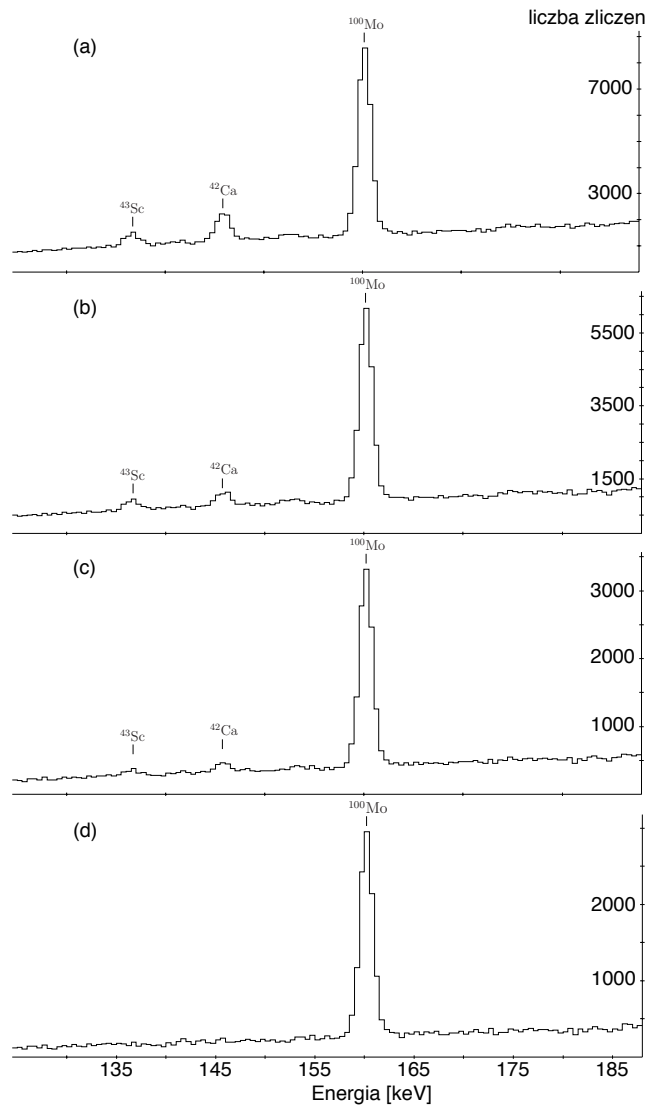
W widmie czasu koincydencji przedstawionym na rysunku 4.5 (b) poza centralnym pikiem widoczne są także piki boczne, pochodzące od przypadkowych koincydencji kwantów γ z jonami z sąsiednich pulsów wiązki. W celu odcięcia się od wkładu koincydencji przypadkowych narzucone zostały warunki na czas koincydencji cząstka - γ . Narzucono warunek, że czas ten ma zawierać się w obrębie centralnego pików, a następnie od otrzymanego w ten sposób widma promieniowania γ odjęto odpowiednio unormowane widmo promieniowania γ pochodzące od koincydencji przypadkowych – widmo z nałożonym warunkiem na czas określony przez obszar lewego i prawego pików w widmie czasu, ważone szerokością tych pików.

Szerokość połówkowa pików w widmie czasu zależy, jak już wcześniej wspomniano, od energii kwantu γ rejestrowanego przez detektor germanowy. Im niższa energia, tym dłuższy czas odpowiedzi detektora germanowego, związany z czasem zbierania ładunku w detektorze.

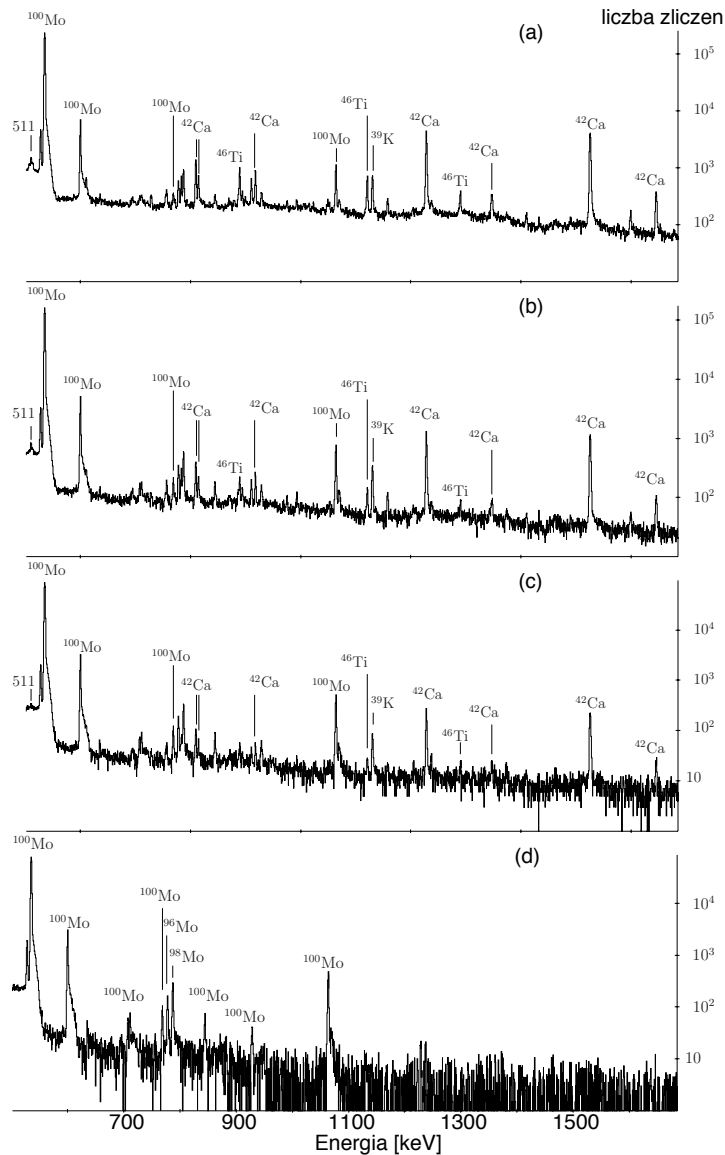
Promieniowanie γ pochodzące ze wzbudzonych kulombowsko stanów jądrowych izotopu ^{100}Mo emitowane jest w zakresie energii 150 - 1100 keV. Struktura widma czasu związana z detekcją kwantów γ o energii powyżej 500 keV praktycznie nie wykazuje silnych zależności od energii kwantu γ – szerokość pików czasowych nie ulega znaczącym zmianom w zakresie energii 500 - 2000 keV. Zupełnie inaczej wygląda sytuacja w przypadku detekcji niskoenergetycznego promieniowania γ . W analizowanym eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo obserwowana była tylko jedna taka linia γ o energii 159 keV związana z przejściem $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$. Dla tego samego detektora germanowego szerokość pików czasowych może być istotnie różna w przypadku detekcji niskoenergetycznego kwantu γ i kwantu γ o energii z zakresu od 500 do 2000 keV. Z tego względu zdecydowano, iż narzucany warunek na czas koincydencji cząstka - gamma będzie zależał od energii rejestrowanego promieniowania gamma. Czas ten określony został odrębnie dla kwantów γ o energii 159 keV i dla kwantów γ o energii z zakresu 500 - 2000 keV.

Na rysunkach 6.4 i 6.5 pokazane jest, w jaki sposób warunki sortowania wpływają na intensywność obserwowanych linii γ . Rysunki 6.4 (a) i 6.5 (a) przedstawiają odpowiednio nisko- oraz wysokoenergetyczną część widma promieniowania γ bez nałożonych dodatkowych warunków sortowania – jest to widmo zebrane przez detektor Ge nr 6 zmierzone bezpośrednio w eksperymencie. W widmie, poza liniami γ pochodzącymi ze wzbudzonych kulombowsko stanów w jądrze ^{100}Mo , widoczny jest także szereg linii γ związanych z deekscytacją poziomów jądrowych produktów reakcji: $^{12}\text{C}(^{32}\text{S}, p)^{43}\text{Sc}$, $^{12}\text{C}(^{32}\text{S}, \alpha p)^{39}\text{K}$, $^{12}\text{C}(^{32}\text{S}, 2p)^{42}\text{Ca}$ oraz $^{16}\text{O}(^{32}\text{S}, 2p)^{46}\text{Ti}$. Identyfikacja

tych linii została przeprowadzona w oparciu o analizę widm koincydencyjnych $\gamma - \gamma$ [Had08], a jej wyniki zaprezentowano w Dodatku C pracy. Na rysunku 6.5 opisano tylko najsilniejsze linie γ . W ostatecznym widmie linie pochodzące z reakcji jądrowych, jak i linia anihilacyjna 511 keV, zostały zupełnie wyeliminowane, co potwierdza prawidłowość procedury odejmowania wkładu pochodzącego od koincydencji przypadkowych. Przykładowe widmo promieniowania γ z odjętym tłem oraz zidentyfikowanymi przejściami pomiędzy stanami wzbudzonymi w jądrze ^{100}Mo zostało przedstawione na rysunku 6.7 w rozdziale 6.3 niniejszej pracy.



Rysunek 6.4: Wpływ warunków sortowania na kształt niskoenergetycznej części widma promieniowania γ . Poza linią 159 keV (^{100}Mo , $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) widoczne są linie pochodzące z reakcji na domieszkach tarczy: 136 keV (^{43}Sc , $\frac{19}{2}^- \rightarrow \frac{15}{2}^-$) oraz 145 keV (^{42}Ca , $9^- \rightarrow 8^-$), które zostały całkowicie wyeliminowane w wyniku nałożenia odpowiednich warunków sortowania: (a) - widmo bez nałożonych dodatkowych warunków sortowania, (b) - widmo z warunkiem na energię rejestrowanych cząstek (energia cząstek ma być wyższa niż 8 MeV), (c) - widmo z dodatkowym warunkiem, aby czas koincydencji zawierał się w obszarze centralnego pików widma czasowego, (d) - widmo finalne po odjęciu tła związanego z koincydencjami przypadkowymi.



Rysunek 6.5: Wpływ warunków sortowania na kształt wysokoenergetycznej części widma promieniowania γ . Poza liniami γ pochodzącymi z jądra ^{100}Mo , widoczny jest szereg linii pochodzących z reakcji jądrowych na domieszkach tarczy, całkowicie wyeliminowanych w wyniku nałożenia odpowiednich warunków sortowania: (a) - widmo bez nałożonych dodatkowych warunków sortowania, (b) - widmo z warunkiem na energię rejestrowanych cząstek (energia cząstek ma być wyższa niż 8 MeV), (c) - widmo z dodatkowym warunkiem, aby czas koincydencji zawierał się w obszarze centralnego pików widma czasowego, (d) - widmo finalne po odjęciu tła koincydencji przypadkowych.

6.3 Podział danych eksperymentalnych

Ważnym zagadnieniem związanym z analizą danych pochodzących z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich jest ich podział ze względu na geometrię użytego układu detekcyjnego. Podział danych ze względu na kąt rozproszenia pocisku umożliwia wyznaczenie udziału różnych dróg wzbudzenia danego stanu. Z kolei podział danych ze względu na kąt pomiędzy detektorem germanowym a detektorem cząstek pozwala na badanie korelacji kątowych cząstka - γ co ma wpływ na wyznaczenie elementów macierzowych przejść M1.

W celu określenia parametru trójosiowości jądra ^{100}Mo w stanie podstawowym oraz w stanie wzbudzonym 0_2^+ , szczególnie istotnym jest nie tylko dokładne wyznaczenie przejściowych elementów macierzowych E2 sprzęgających wszystkie obserwowane w eksperymencie stany 0^+ i 2^+ , ale także elementów diagonalnych, szczególnie dla pierwszego stanu wzbudzonego 2_1^+ . Za pomocą programu GOSIA wykonano symulacje, których celem było określenie wpływu różnych podziałów danych doświadczalnych na dokładność wyznaczenia diagonalnego elementu macierzowego stanu 2_1^+ . Symulacje przeprowadzono w geometrii użytego w eksperymencie układu detekcyjnego: komory rozproszeń i spektrometru OSIRIS II. W celu przeprowadzenia symulacji za pomocą programu GOSIA, należało założyć pewien zestaw elementów macierzowych, w oparciu o który zostały wyliczone intensywności przejść γ . Dlatego też zestawionych w tabeli 6.1 rezultatów nie należy traktować jako oczekiwanych w eksperymencie bezwzględnych dokładności wyznaczenia elementu diagonalnego stanu 2_1^+ , ale raczej jako ilustrację pewnego trendu. Prezentowana w tabeli 6.1 dokładność wyznaczenia elementu $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$, odpowiadająca zadanemu podziałowi danych, jest oczywiście funkcją założonej w symulacjach liczby zliczeń w danym przejściu γ . Przyjęto, iż w widmie promieniowania γ zebranych przez pojedynczą diodę PiN w koincydencji z pojedynczym detektorem Ge intensywność najsilniejszego przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ w jądrze ^{100}Mo jest rejestrowana z dokładnością na poziomie 1% błędu statystycznego. Pozostałe przejścia γ były konsekwentnie obciążone niepewnością statystyczną (wyrażoną przez pierwiastek z liczby zliczeń). Wszystkie symulowane intensywności przejść γ zostały także obarczone niepewnością systematyczną na poziomie 5% związaną z kalibracją wydajnościową.

Badano dokładność wyznaczenia elementu diagonalnego dla czterech różnych podziałów danych doświadczalnych:

1. podział danych ze względu na kąt rozproszenia jonu wiązki oraz kąt detekcji kwantu gamma (528 widm promieniowania γ); w tabeli: *detektory PiN i Ge*,
2. suma danych ze wszystkich detektorów germanowych, podzielona ze względu na kąt rozproszenia jonu wiązki (44 widma promieniowania γ); w tabeli: *detektory PiN*,
3. suma danych ze wszystkich detektorów cząstek, podzielona ze względu na kąt detekcji kwantu γ (12 widm promieniowania γ); w tabeli: *detektory Ge*,
4. suma danych ze wszystkich detektorów cząstek i detektorów germanowych (1 widmo promieniowania γ); w tabeli: *brak podziału*.

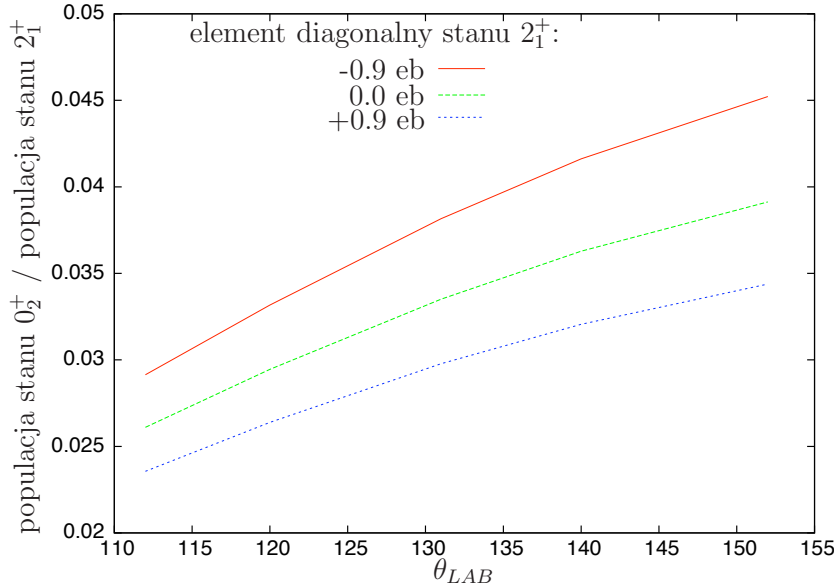
Tabela 6.1: Dokładność wyznaczenia elementu diagonalnego stanu 2_1^+ w jądrze ^{100}Mo otrzymana dla różnych podziałów danych.

podział danych ze względu na:	dokładność wyznaczenia $\langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle$
detektory PiN i Ge	4%
detektory PiN	11%
detektory Ge	25%
brak podziału	56%

Symulacje wykazują, iż największą dokładność wyznaczenia elementu diagonalnego stanu 2_1^+ uzyskuje się przy jak największym możliwym podziale rejestrowanych zdarzeń, ze względu zarówno na kąt rozproszenia pocisku, jak i emisji kwantu γ . W typowych przypadkach jednak otrzymywana w eksperymentach liczba zliczeń w poszczególnych liniach gamma nie pozwala na analizę widm pojedynczych (przypadek nr 1.). W celu zwiększenia statystyki w analizowanych widmach promieniowania γ bardziej optymalnym, z punktu widzenia dokładności wyznaczenia elementu diagonalnego, jest sumowanie zdarzeń z poszczególnych detektorów germanowych, przy możliwie jak najbardziej różnorodnym ich podziale ze względu na kąt rozproszenia jonu wiązki. Sumowanie danych doświadczalnych z poszczególnych detektorów cząstek

także prowadzi do zwiększenia statystyki, ale zacięra efekty pozwalające na określenie udziału różnych dróg wzbudzenia danego stanu.

Wykres przedstawiony na rysunku 6.6 ilustruje na przykładzie stanu 0_2^+ w jądrze ^{100}Mo , jak zmienia się względna populacja tego stanu w funkcji kąta rozproszenia. Przeprowadzona analiza wykazała, że populacja stanu 0_2^+ możliwa jest jedynie na drodze dwustopniowego wzbudzenia: $(0_1^+ \rightarrow 2_1^+) \otimes (2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$. Obliczenia zostały wykonane dla różnych wartości przyjętego diagonalnego elementu macierzowego $\langle 2_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$. Minimalna i maksymalna wartość elementu diagonalnego stanu 2_1^+ została określona zgodnie z przewidywaniami modelu rotacyjnego. Prawdopodobieństwo dwustopniowego wzbudzenia stanu 0_2^+ w stosunku do jednostopniowego wzbudzenia stanu 2_1^+ w jądrze ^{100}Mo rośnie wraz z kątem rozproszenia pocisku. Dodatkowo wyraźnie widoczne jest, iż populacja stanu 0_2^+ jest czuła na moment kwadrupolowy (wyrażony przez diagonalny element macierzowy $\langle 2_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$) stanu pośredniego 2_1^+ .



Rysunek 6.6: Względna populacja stanu 0_1^+ w funkcji kąta rozproszenia jonu wiązki ^{32}S wyznaczona dla różnych wartości diagonalnego elementu macierzowego stanu 2_1^+ wynoszących: -0.9 [eb] (kolor czerwony), 0.9 [eb] (kolor niebieski), 0.0 [eb] (kolor zielony).

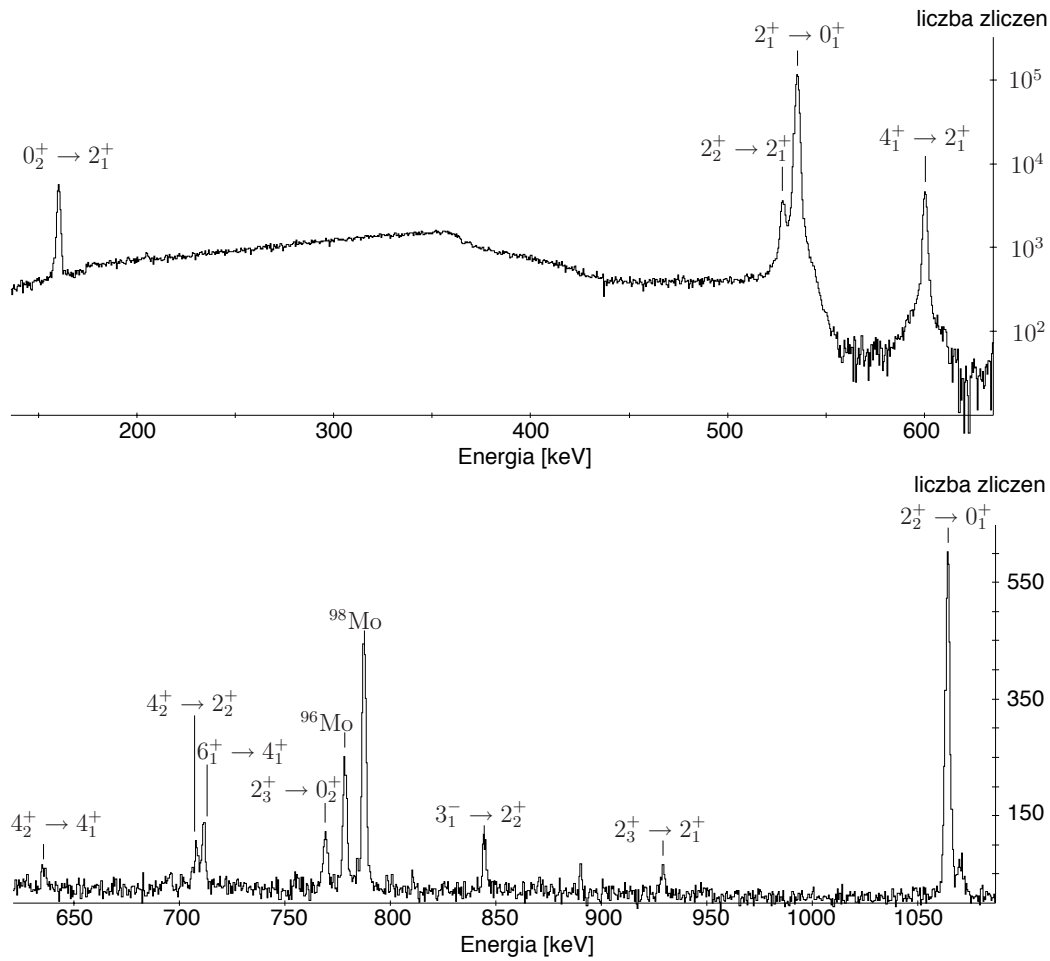
W analizie eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo jonami ^{32}S zdecydowano o dodaniu do siebie widm z poszczególnych detektorów germanowych zwiększając liczbę zliczeń w poszczególnych liniach γ , co z kolei umożliwiło podział

danych ze względu na kąt rozproszenia jonu. Sumaryczne dane ze wszystkich detektorów germanowych sortowano tworząc z nich widma promieniowania γ odpowiadające trzem zakresom kątów rozproszenia jonu ^{32}S : $112^\circ - 124^\circ$, $127^\circ - 131^\circ$, $135^\circ - 152^\circ$.

Zarejestrowane widma promieniowania γ analizowano przy pomocy narzędzi pakietu *RadWare* - programu GF3.

Rysunek 6.7 przedstawia przykładowe widmo promieniowania γ , zarejestrowane w koincydencji z jonami wiązki rozproszonymi w zakresie kątowy $112^\circ - 124^\circ$, użyte do dalszej analizy prowadzącej do wyznaczenia zestawu elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{100}Mo .

Na rysunku zaznaczono linie γ pochodzące z deekscytacji stanów wzbudzonych w jądrze ^{100}Mo . Piki o energiach 787 keV i 778 keV związane są ze wzbudzeniem stanu 2_1^+ odpowiednio w izotopach ^{98}Mo i ^{96}Mo , stanowiących domieszki tarczy na poziomie 1.5% i 1%. W widmie widoczna jest linia γ o energii 1072 keV, pochodzenia której nie udało się zidentyfikować. Nie jest ona związana z rozpadem stanów wzbudzonych rozpoznanych produktów reakcji jonów wiązki ^{32}S z ^{12}C lub z ^{16}O . Na podstawie dostępnych informacji o jądrach ^{96}Mo i ^{98}Mo [Sin08] wykluczono również przynależność tej linii do tych izotopów. Jeśliby próbować przypisać linie 1072 keV do znanego schematu rozpadu jądra ^{100}Mo , to musiałyby się ona wiązać z rozpadem stanu 2_4^+ o energii 1766 keV do stanu 0_2^+ , bądź też z rozpadem stanu 3^+ o energii 1607 keV do stanu 2_1^+ . W obydwu przypadkach jednakże nie zarejestrowano głównego kanału deekscytacji tych stanów: $2_4^+ \rightarrow 2_2^+$ oraz $3^+ \rightarrow 2_2^+$. Co więcej, linii γ o energii 1072 keV nie zaobserwowano w widmie koincydencyjnym $\gamma - \gamma$, z czego można wnioskować, iż ewentualne przypisanie jej do schematu rozpadu izotopu ^{100}Mo musiałyby się wiązać z jednostopniowym wzbudzeniem stanu jądrowego o spinie i parzystości 2^+ (w przypadku wzbudzenia typu E2) lub 3^- (w przypadku wzbudzenia typu E3). Prawdopodobieństwo populacji poziomu 2_4^+ lub 3^- na drodze jednostopniowego wzbudzenia bardzo silnie maleje z energią tego stanu. Żaden też stan o energii 1072 keV oraz spinie i parzystości 2^+ lub 3^- nie został do tej pory zidentyfikowany w izotopie ^{100}Mo [Sin08]. Jeśliby jednak założyć istnienie niezobserwowanego do tej pory poziomu 2^+ o energii 1072 keV, to zarejestrowana w widmie liczba zliczeń interpretowana jako rozpad tego poziomu do stanu podstawowego wskazuje na bardzo mały element macierzowy E2 tego przejścia – rzędu 10^{-2} eb. Tak słabe sprzężenie nie daje praktycznie żadnego dodatkowego istotnego wkładu do wyznaczanych w rozdziale 9.1 niniejszej pracy niezmienników stanów 0_1^+ i 0_2^+ .



Rysunek 6.7: Przykładowe widmo promieniowania γ użyte do dalszej analizy, zarejestrowane w eksperymencie $^{32}\text{S}+^{100}\text{Mo}$ w koincydencji z jonami wiązki rozproszonymi w zakres kątowy $112^\circ - 124^\circ$.

6.4 Kalibracja wydajnościowa widm γ

Kalibrację wydajnościową detektorów promieniowania γ przeprowadzono w oparciu o parametryzację krzywej kalibracyjnej używaną w programie GREMLIN [Czo83]. Do kalibracji wykorzystano źródła: ^{152}Eu oraz ^{133}Ba . Dzięki rejestracji linii γ o energiach 121 keV i 160.6 keV emitowanych przez te źródła możliwe było dokładne określenie

wydajności w obszarze niskoenergetycznym, szczególnie istotnym ze względu na obserwację w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo przejścia $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ o energii 159 keV.

Dla każdej zadanej linii kalibracyjnej program pozwala na wyznaczenie względnej wydajności jej detekcji wraz z niepewnością, a następnie wykonywana jest transformacja do zmiennych x i y użytych dalej w procedurze dopasowywania krzywej wydajnościowej.

$$x = \ln \frac{E}{E_0} \quad (6.1)$$

przy czym : $E_0 = 50 \text{ keV}$

$$y = \ln \varepsilon \quad (6.2)$$

$$\Delta y = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \quad (6.3)$$

Ogólna postać funkcji wydajności detektora dopasowywanej przez program GREMLIN ma postać:

$$\varepsilon = A(E) \cdot P(E; a_1, \dots, a_n) \cdot F(E; f) \cdot W(E; b, c) \quad (6.4)$$

przy czym:

$A(E)$ - czynnik pozwalający uwzględnić występowanie materiału absorbującego przed detektorem.

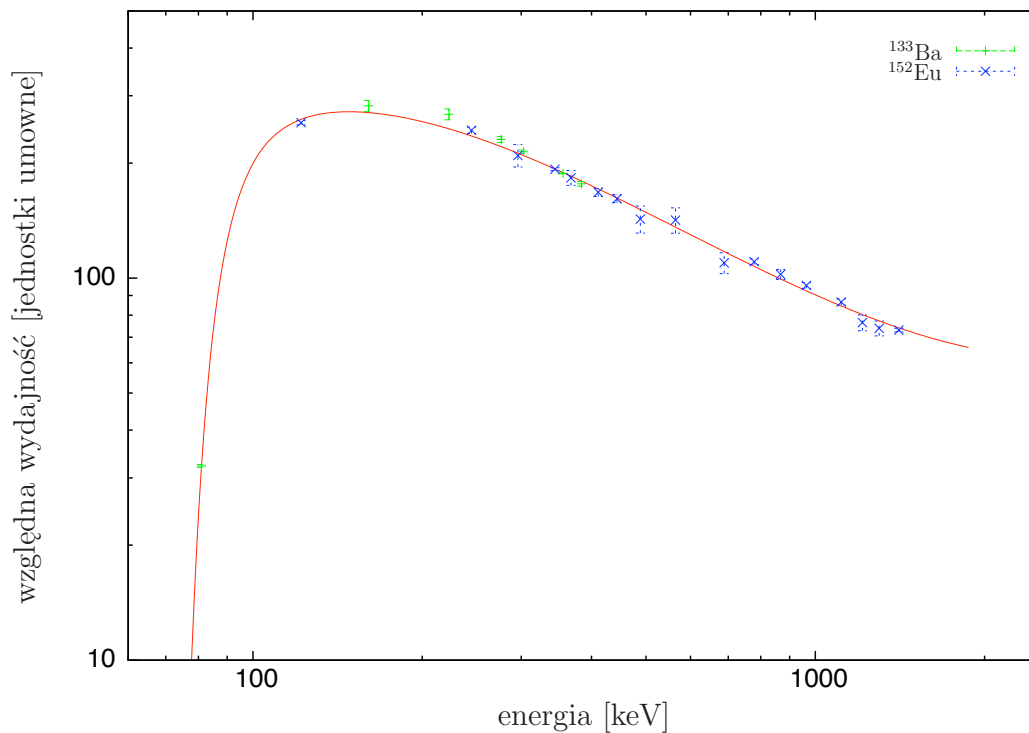
$P(E; a_1, \dots, a_n)$ - czynnik odpowiedzialny za zmniejszanie się wydajności rejestracji kwantów γ wraz ze wzrostem energii.

$F(E; f)$, $W(E; b, c)$ - funkcje opisujące nachylenie krzywej wydajnościowej w obszarze niskich energii kwantów γ .

Dopasowywano krzywą wydajności w funkcji energii $\varepsilon(E)$ stopnia trzeciego, której opadające zbocze w rejonie niskich energii opisuje funkcja $F(E; f)$:

$$\varepsilon(E) = F(E; f) \cdot P(E; a_1, \dots, a_n) = \exp \left[f \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^{-5} + \sum_{k=0}^3 a_k \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^k \right] \quad (6.5)$$

Na rysunku 6.8 przedstawiono przykładową krzywą wydajności dla detektora Ge nr 6.



Rysunek 6.8: Przykładowa krzywa kalibracji wydajnościowej dla detektora Ge nr 6.

Ze względu na brak możliwości uwzględnienia w dalszej analizie (opisanej w rozdziale 7.1.1 niniejszej pracy) dokładności wykonanej kalibracji dla każdego detektora indywidualnie, zdecydowano się obarczyć obserwowane w eksperymencie intensywności przejść γ niepewnością systematyczną wynikającą z kalibracji wydajnościowej, oszacowaną na 5%.

Rozdział 7

Wyznaczenie zestawu elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{100}Mo

7.1 Program GOSIA

7.1.1 Opis procesu minimalizacji

Do analizy uzyskanych z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo intensywności przejść γ zastosowano specjalistyczny program, standardowo używany w tej dziedzinie badań – program GOSIA [Czo83] autorstwa Tomasza Czosnyki, Douglasa Cline’a oraz Ching-Yen Wu. Dla zadanego schematu poziomów jądrowych program pozwala na dopasowanie zestawu elementów macierzowych do zmierzonych intensywności przejść γ , uwzględniając także inne dostępne dane spektroskopowe charakteryzujące badane jądro.

Dla określonej kinematyki rozproszenia (zdefiniowanej poprzez geometrię detektorów) i danego „startowego” zestawu elementów macierzowych rozwiązywane jest metodami numerycznymi równanie wzbudzenia (wzór 1.17) i wyliczane są amplitudy wzbudzeń, populacja stanów oraz intensywności przejść promieniowania γ . W obliczeniach uwzględnia się także szereg zjawisk wpływających na intensywności przejść γ , takich jak np.: zjawisko konwersji wewnętrznej, skończone rozmiary detektorów germanowych czy efekt jądrowej deorientacji (opisany w rozdziale 1.3 pracy). Wyliczone intensywności (Y_t) porównuje się następnie ze zmierzonymi w doświadczeniu

(Y_e). Dodatkowo można badać zgodność innych eksperymentalnych danych spektroskopowych, takich jak: czasy życia poziomów wzbudzonych (τ_e), stosunki rozgałęzień (R_e), współczynniki zmieszania (δ_e) z wyliczonymi w oparciu o generowany zestaw elementów macierzowych. Jakość dopasowania opisuje unormowana wartość funkcji χ^2 , zdefiniowana jako:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_I} \sum_{i=1}^{N_I} \frac{(Y_e^i - Y_t^i)^2}{(\Delta Y_e^i)^2} + \frac{1}{N_\tau} \sum_{i=1}^{N_\tau} \frac{(\tau_e^i - \tau_t^i)^2}{(\Delta \tau_e^i)^2} + \frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} \frac{(R_e^i - R_t^i)^2}{(\Delta R_e^i)^2} + \frac{1}{N_\delta} \sum_{i=1}^{N_\delta} \frac{(\delta_e^i - \delta_t^i)^2}{(\Delta \delta_e^i)^2} \quad (7.1)$$

przy czym:

τ - czas życia poziomu wzbudzonego,

δ - współczynnik zmieszania przejść E2/M1,

R - stosunek rozgałęzień.

Y - intensywność przejścia.

Zestaw zredukowanych elementów macierzowych, najdokładniej odtwarzający obserwowane w eksperymencie natężenia linii γ oraz znane dane spektroskopowe, wyznaczany jest poprzez szukanie minimum funkcji χ^2 opisanej wzorem 7.1.

W standardowej procedurze minimalizacyjnej parametr dopasowania χ^2 normowany jest do liczby stopni swobody. Taki sposób normalizacji nie jest możliwy do zastosowania w przypadku analizy danych z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich. Liczba stopni swobody, definiowana jako różnica między liczbą danych doświadczalnych a liczbą dopasowywanych parametrów, nie jest znana. Powodem jest różny wpływ danych elementów macierzowych na wynik dopasowania. Łatwo sobie wyobrazić dodanie do schematu poziomów, które nie są wzbudzone i elementów macierzowych łączących te poziomy. W ten sposób, bez wpływu na wynik, można dowolnie zwiększyć liczbę parametrów. Stąd też parametr χ^2 normowany jest do liczby danych doświadczalnych. Czynniki N z odpowiednim indeksem we wzorze 7.1 oznaczają liczbę danych określonego rodzaju.

W poszukiwaniu minimum funkcji χ^2 często używaną metodą jest *metoda gradientowa (metoda największego spadku)* – każdy następny krok minimalizacji wykonywany jest w kierunku najsilniejszego nachylenia wielowymiarowej powierzchni χ^2 wskazywanym przez gradient. W procedurze znajdowania minimum zdecydowano się na zastosowanie niestandardowej metody zwanej *metodą gradientu z pochodną*. Polega ona na posuwaniu się w kierunku przewidywanego następnego kroku zwykłej metody

gradientowej z jednoczesnym uwzględnieniem silnej korelacji dopasowywanych parametrów. Pozwala to na znaczne przyspieszenie procesu minimalizacji. Zaznaczona tu metoda szukania minimum (metoda gradientu z pochodną) w wielowymiarowej przestrzeni funkcji χ^2 została dokładniej opisana w pracy [Czo83].

Kryterium zakończenia minimalizacji jest uzyskanie satysfakcjonującego poziomu funkcji χ^2 , lub uzyskanie zbieżności definiowanej przez brak zmiany zbioru elementów macierzowych w zakresie wartości zadanej przez użytkownika (w przypadku analizy przeprowadzonej w tej pracy wartość ta wynosiła 10^{-4}).

Program GOSIA pozwala także na oszacowanie niepewności dopasowywanych elementów macierzowych. Niepewności elementów macierzowych liczone są w dwóch etapach. Początkowo określa się wpływ danego elementu macierzowego na wartość dopasowania funkcji χ^2 , po czym uwzględnia się korelację między wyznaczanymi parametrami. Wpływ poszczególnych elementów macierzowych na proces wzbudzenia jest zróżnicowany. Założenie, że poszczególne parametry wpływają porównywalnie na wartość χ^2 , spełnione w przypadku standardowego podejścia statystycznego, w tym wypadku nie może być przyjęte. W związku z tym w celu wyznaczenia błędów skorelowanych nie można zastosować typowej metody, polegającej na odwróceniu macierzy drugich pochodnych χ^2 (*macierzy korelacji*). Niepewności, uwzględniające korelacje parametrów, znajduje się poprzez szukanie w przestrzeni dopasowywanych parametrów konturu l zawierającego w sobie 68.3% unormowanego prawdopodobieństwa χ^2 . Realizowana metoda pozwala na niezależne określenie niepewności w ich górnej i dolnej granicy poprzez podanie największej i najmniejszej wartości tego parametru zawartej wewnątrz konturu.

Przedstawiona procedura wyznaczania błędów skorelowanych jest szczegółowo opisana w dokumentacji programu GOSIA [Gos].

7.1.2 Własności stanów jądrowych opisane przez zredukowane elementy macierzowe

Rejestrowane w eksperymencie intensywności przejść elektromagnetycznych związane są z wielkościami opisującymi własności wzbudzonych stanów jądrowych. Dane spektroskopowe, takie jak: średni czas życia τ , współczynnik zmieszania $\delta(E2/M1)$, stosunek rozgałęzień R , spektroskopowy moment kwadrupolowy można wyrazić przez elementy macierzowe w następujący sposób:

- **średni czas życia jądra w danym stanie wzbudzonym τ :**

$$\begin{aligned} \tau_I &= \frac{1}{\gamma(I)} = \frac{1}{\sum_{\lambda,f} |\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)|^2} = & (7.2) \\ &= \frac{1}{\sum_{\lambda,f} |i^{n(\lambda)} \sqrt{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)}|^2} \sim \frac{1}{\sum_{\lambda,f} |i^{n(\lambda)} \langle I_f | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle|^2} \end{aligned}$$

przy czym $\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)$ to amplitudy przejść elektromagnetycznych (wzór 1.25) wyrażone przez prawdopodobieństwo rozpadu danego stanu (wzór 1.20) i zredukowane elementy macierzowe przejść (wzór 1.21).

Pomiary czasów życia dostarczają informacji o wielkości niediagonalnych zredukowanych elementów macierzowych, jednakże, ze względu na kwadratową zależność czasu życia od elementu macierzowego, nie można na ich podstawie określić znaku tychże elementów macierzowych. Znajomość znaków elementów macierzowych jest niezbędna do określenia parametru deformacji kwadrupolowej – trójosiowości jądra w danym stanie wzbudzonym (opisane w rozdziale 2.2 niniejszej pracy).

- **współczynnik zmieszania $\delta(E2/M1)$**

$$\delta(E2/M1) = 0.835 \cdot E_\gamma \cdot \frac{\langle I_f | E2 | I_i \rangle}{\langle I_f | M1 | I_i \rangle} \quad (7.3)$$

gdzie E_γ to energia przejścia γ pomiędzy stanami I_i oraz I_f wyrażona w MeV, $\langle I_f | M1 | I_i \rangle$ to element macierzowy przejścia typu M1 wyrażony w $[\mu_n]$, natomiast $\langle I_f | E2 | I_i \rangle$ to element macierzowy przejścia typu E2 w jednostkach [eb].

- **stosunek rozgałęzień przejść γ (R)**

$$\begin{aligned} R &= \frac{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f1})}{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f2})} = \frac{E_{\gamma_1}^{(2\lambda+1)} \cdot B(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f1})}{E_{\gamma_2}^{(2\lambda+1)} \cdot B(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f2})} = & (7.4) \\ &= \frac{E_{\gamma_1}^{(2\lambda+1)} \cdot |\langle I_{f1} | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle|^2}{E_{\gamma_2}^{(2\lambda+1)} \cdot |\langle I_{f2} | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle|^2} \end{aligned}$$

gdzie:

E_{γ_1} , E_{γ_2} – energia przejścia γ odpowiednio pomiędzy stanami I_{f1} i I_i oraz I_{f2} i I_i

wyrażona w MeV,

λ – multipolowość przejścia γ ,

$P(T\lambda)$ – prawdopodobieństwo rozpadu danego stanu,

$\langle I_f || \hat{M}(T\lambda) || I_i \rangle$ – element macierzowy przejścia pomiędzy stanami I_f i I_i .

- **Moment kwadrupolowy**

Pozadiagonalne elementy macierzowe charakteryzują przejścia pomiędzy stanami wzbudzonymi. Diagonalne elementy macierzowe opisują natomiast przejścia pomiędzy podstanami magnetycznymi danego stanu wzbudzonego. Zredukowany diagonalny element macierzowy przejścia E2 wiąże się ze spektroskopowym elektrycznym momentem kwadrupolowym Q_s . Spektroskopowy moment kwadrupolowy, będący miarą odstępstwa rozkładu ładunku od symetrii sferycznej w danym stanie wzbudzonym I , określony jest w układzie laboratoryjnym wzorem:

$$eQ_s = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{\sqrt{2I+1}} (I, I, 2, 0 | I, I) \langle I || \hat{M}(E2) || I \rangle. \quad (7.5)$$

gdzie:

$(I, I, 2, 0 | I, I)$ - współczynnik Clebscha-Gordona;

$\langle I || \hat{M}(E2) || I \rangle$ - zredukowany element diagonalny stanu I .

W modelu rotacyjnym spektroskopowy moment kwadrupolowy wiąże się z wewnętrznym momentem kwadrupolowym Q_0 (określonym w układzie osi głównych bryły sztywnej), charakteryzującym osiowosymetryczne deformacje kwadrupolowe:

$$Q_s(I) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (7.6)$$

gdzie K jest rzutem całkowitego momentu pędu I na oś symetrii jądra. Należy mieć na uwadze, iż liczba K nie jest dobrą liczbą kwantową do opisu jąder nie mających symetrii osiowej. Dla jąder o kształcie wydłużonym (*prolate*) Q_0 przyjmuje wartość dodatnią, zaś dla jąder o kształcie spłaszczonym (*oblate*) – ujemną. Widać, że dla $I = K$, gdy $I = 1/2$ lub $I = 0$ spektroskopowy moment kwadrupolowy znika (nawet, jeśli Q_0 jest różne od zera). Spektroskopowy i wewnętrzny moment kwadrupolowy dowolnego stanu jądrowego o $K = 0$ i $I \neq 0$ mają przeciwne znaki.

Przejsciowe i diagonalne elementy macierzowe przejść E2 są obserwabkami bezpośrednio związanymi z kolektywnymi w własnościami jądra atomowego. Często, jak w przypadku jąder z obszaru przejściowego o $A \sim 100$, sama znajomość mierzonych w eksperymencie spektroskopowych momentów kwadrupolowych (zarówno ich wielkości, jak i znaków), nie określa w sposób jednoznaczny kształtu jądra w jego układzie wewnętrznym. Jeśli jednak zestaw elementów macierzowych przejść E2 łączących nisko leżące stany jądrowe populowane w eksperymencie jest znany z wystarczającą dokładnością, wewnętrzne parametry deformacji mogą zostać określone w modelowo niezależny sposób poprzez wyznaczenie tzw. rotacyjnych niezmienników [Cli86] (dokładnie zostało to opisane w rozdziale 9 niniejszej pracy).

7.1.3 Całkowanie po energiach i kątach rozproszenia pocisku

Równanie wzbudzenia rozwiązywane jest punktowo – dla ustalonej energii pocisku i ustalonego kąta rozproszenia. W celu dokładnego odtworzenia rejestrowanych w eksperymencie intensywności przejść γ należy uwzględnić zarówno rozmiary użytych detektorów cząstek, jak i wpływ hamowania wiązki w tarczy, wprowadzając odpowiednie współczynniki korekcyjne. Współczynnik korekcji to iloraz intensywności wyliczanej poprzez ściśle punktowe rozwiązanie równania wzbudzenia i intensywności wyznaczonej na drodze całkowania numerycznego po energiach pocisku i kątach rozproszenia pokrywanych przez detektor cząstek (jako że siła wzbudzenia kulombowskiego jądra tarczy zależy od kąta rozproszenia jonu pocisku):

$$Y_i(I \rightarrow I_f) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \frac{1}{dE/dx} \int_{\theta_{p,min}}^{\theta_{p,max}} Y(I \rightarrow I_f) d\theta_p \quad (7.7)$$

Człon $Y(I \rightarrow I_f)$ w wyrażeniu 7.7 to tzw. intensywność „punktowa” wyliczana dla zadanego kąta rozproszenia (θ_p) oraz zadanej energii oddziaływania E , będąca całką z podwójnie różniczkowego przekroju czynnego na rozkład kątowny promieniowania γ (wzór 1.23). Całkowanie przebiega po zakresie kątów ϕ , określonym przez kształt detektora cząstek.

$$Y(I \rightarrow I_f) = \sin(\theta_p) \int_{\phi_p} \frac{d^2\sigma(I \rightarrow I_f)}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} d\phi_p \quad (7.8)$$

Intensywności eksperymentalne $Y_{exp}(I \rightarrow I_f)$ transformowane są do skorygowanych ze względu na kąt rozproszenia i energię wiązki wielkości $Y_{exp}^c(I \rightarrow I_f)$:

$$Y_{exp}^c(I \rightarrow I_f) = Y_{exp}(I \rightarrow I_f) \cdot \frac{Y(I \rightarrow I_f)}{Y_i(I \rightarrow I_f)} \quad (7.9)$$

Wartości intensywności skorygowanych używane są dalej w procesie minimalizacji. Współczynniki korekcji zależą od wartości elementów macierzowych, dlatego też należy wyliczać je co pewien czas na kolejnych etapach minimalizacji.

7.2 Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{100}Mo

Za pomocą programu GOSIA i opisanej wcześniej procedury minimalizacyjnej dopasowywano 38 elementów macierzowych przejść E3, E2, E1 oraz M1 do zestawu 39 wyznaczonych eksperymentalnie intensywności przejść promieniowania γ . Biorąc pod uwagę dołączenie do zbioru danych eksperymentalnych dostępnych danych spektroskopowych: 9 współczynników rozgałęzień, 8 czasów życia poziomów wzbudzonych oraz 2 współczynników zmieszania $\delta(E2/M1)$, całkowita liczba danych doświadczalnych przewyższała liczbę dopasowywanych znaczących parametrów.

Startowy zestaw zredukowanych elementów macierzowych został zaczerpnięty z pracy magisterskiej autorki niniejszej rozprawy [Wrz05]. Ostatecznie z zadowalającą dokładnością (błąd poniżej 50%) udało się wyznaczyć 26 zredukowanych elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych, w tym: 19 elementów macierzowych przejść E2 (w tym 3 diagonalne elementy macierzowe) oraz 2 elementy macierzowe przejść M1. Udało się również uzyskać dwa elementy macierzowe przejść E1 oraz E3.

W pracy autorka przyjęła następującą konwencję względnych znaków elementów macierzowych:

- wszystkie przejściowe elementy macierzowe E2 wewnątrz pasma stanu podstawowego są dodatnie;
- dwa międzypasmowe elementy macierzowe: $\langle 2_1^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$ i $\langle 2_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ są dodatnie;
- elementy $\langle 2_2^+ || E2 || 4_2^+ \rangle$ i $\langle 0_2^+ || E2 || 2_3^+ \rangle$ są dodatnie;
- element $\langle 3^- || E3 || 2_1^+ \rangle$ jest dodatni.

W ten sposób ustanowiono fazę funkcji falowej stanu $|I_f\rangle$ względem $|I_i\rangle$. Wszystkie znaki pozostałych elementów macierzowych wyznaczono względem powyżej wymienionych.

W tabelach 7.1 – 7.5 przedstawiono wyznaczone w niniejszej pracy wartości zredukowanych elementów macierzowych przejść E2, M1, E3, E1 (zdefiniowanych zgodnie ze wzorem 1.16) wraz ze względnymi ich znakami. Względne znaki wszystkich przejściowych elementów macierzowych prezentowanych w niniejszej pracy zostały uzyskane po raz pierwszy. Wyniki zostały zestawione z dostępnymi rezultatami innych pomiarów, omówionych w rozdziale 3.2 niniejszej pracy: [Mun85], [Bar72], [Par76], [Naq77], [Boh75]. Podane w pracach [Bar72] oraz [Boh75] zredukowane prawdopodobieństwa przejść B(E2), przeliczono na elementy macierzowe zgodnie ze wzorem 1.21, przyjmując zawsze dodatni znak. Znaki wszystkich niediagonalnych elementów macierzowych otrzymanych w pracy [Mun85] podane zostały zgodnie z przewidywaniami przez model IBM-2 [Sam82]. Nie jest do końca zrozumiałe, w jaki sposób znaki te zostały przez model IBM-2 określone i dlaczego wewnątrz pasma stanu podstawowego znaki przejściowych elementów macierzowych są różne, toteż zdecydowano, iż dyskusja prezentowanych w tym rozdziale przejściowych elementów macierzowych E2 dotyczyć się będzie ich wartości bezwzględnych. Porównanie zarówno względnych znaków wyznaczonych w niniejszej pracy elementów macierzowych, jak i ich wielkości, z przewidywaniami modelu opartego na uogólnionym hamiltonianie Bohra przedstawione zostało w rozdziale 9 pracy.

Niediagonalne elementy macierzowe przejść typu E2

Przedstawione w tabeli 7.1 zredukowane elementy macierzowe przejść E2 sprzęgające poziomy jądrowe w paśmie stanu podstawowego są określone poprzez czasy życia tych poziomów (wzór 7.2) i są zgodne, w granicach otrzymanych niepewności pomiarowych z wynikami innych pomiarów. Różnica na poziomie 6% pomiędzy elementem macierzowym $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ podawanym przez prace [Bar72] i [Mun85] a rezultatami obecnej analizy i pracy [Boh75] związana jest z różną wartością czasu życia stanu 2_1^+ . W obecnej analizie korzystano z wyniku z pomiaru czasu życia metodą RDM (z ang. *recoil distance method*) [Boh75], z kolei w pracy [Mun85] opierano się na wartości zredukowanego prawdopodobieństwa B(E2; $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) wyznaczonego w pracy [Bar72] metodą wzbudzeń kulombowskich. Przyczyny różnic czasu życia stanu 2_1^+ uzyskanego w pracach [Boh75] oraz [Bar72] zostały opisane w rozdziale 3.2 niniejszej pracy. Dodatkowo elementy macierzowe uzyskane w tej pracy sprzęgające stan 2_2^+ z pozostałymi wzbudzonymi w eksperymencie stanami 2^+ oraz ze stanem podstawowym są zgodne z wynikami poprzedników.

Element macierzowy $\langle 4_2^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$ został wyznaczony po raz pierwszy w niniejszej pracy i wynosi $0.063^{+0.025}_{-0.012}$ eb.

Tabela 7.1: Elementy macierzowe przejść E2 w jądrze ^{100}Mo . Wyznaczone w tej pracy elementy macierzowe (kolumna „eksperyment”) zestawione zostały z wartościami zmierzonymi w innych eksperymentach: [Bar72], [Boh75] i [Mun85]. Wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych, $B(E2)$, wyznaczone w pracach [Bar72], [Boh75] przeliczone zostały na elementy macierzowe z założeniem dodatniego znaku.

$I_i \rightarrow I_f$	$\langle I_f \ E2 \ I_i \rangle$ [eb]			
	Eksperyment	[Bar72]	[Boh75]	[Mun85]
$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.68^{+0.01}_{-0.01}$	0.725(18)	0.689(17)	-0.725^a
$0_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.103^{+0.002}_{-0.001}$	0.106(4)	0.089(6)	0.097(4)
$0_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$-0.016^{+0.003}_{-0.003}$			< 0.03
$2_1^+ \rightarrow 0_2^+$	$0.513^{+0.009}_{-0.004}$	0.436(7)		$-0.425(34)$
$2_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.94^{+0.02}_{-0.02}$	0.94(1)	0.83(6)	$-0.86(4)$
$2_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$1.33^{+0.03}_{-0.02}$	1.325(1)	1.31(9)	1.38(5)
$2_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$-0.070^{+0.007}_{-0.006}$			0.26(3)
$2_1^+ \rightarrow 4_2^+$	$0.063^{+0.025}_{-0.012}$			
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$-0.32^{+0.03}_{-0.02}$			< 0.1
$0_2^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.506^{+0.008}_{-0.006}$			0.47(5)
$2_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$0.77^{+0.13}_{-0.10}$			0.1(1)
$2_2^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.40^{+0.15}_{-0.13}$			0.3(3)
$2_2^+ \rightarrow 4_2^+$	$1.02^{+0.04}_{-0.03}$			0.89(7)
$4_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.83^{+0.07}_{-0.04}$			$-0.5(2)$
$4_1^+ \rightarrow 4_2^+$	$0.99^{+0.05}_{-0.05}$			$-0.87(7)$
$4_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$1.83^{+0.06}_{-0.06}$			$-1.86(13)$

^a element macierzowy $\langle 2_1^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$ prezentowany w [Mun85] zaczerpnięty został z pracy [Bar72]

Wszystkie elementy macierzowe sprzęgające stan 0_1^+ oraz stany 2^+ są niesprzeczne z wynikami wcześniejszych pomiarów w granicach uzyskanych niepewności pomiarowych. Należy jednak zauważyć, iż otrzymane w niniejszej pracy elementy macierzowe pomiędzy stanem 0_2^+ a obserwowanymi stanami 2^+ wskazują na silniejsze sprzężenie tych stanów, aniżeli zostało to określone w pracy [Mun85]. Większa, niż podawana przez poprzedników, wartość uzyskanego w tej pracy elementu macierzowego $\langle 2_1^+ \| E2 \| 0_2^+ \rangle$, który wynosi $0.513 \pm_{-0.004}^{+0.009}$ eb, wiąże się z faktem, iż w pracach [Bar72], [Mun85] nie uwzględniono niezerowej wartości elementu macierzowego $\langle 0_1^+ \| E0 \| 0_2^+ \rangle$ (szerzej zostało to omówione w rozdziale 3.2).

Różnice można zauważyć także w elementach macierzowych łączących stan 2_3^+ ze stanami pasma podstawowego: 2_1^+ oraz 4_1^+ . Element $\langle 4_1^+ \| E2 \| 2_3^+ \rangle$, równy $0.83 \pm_{-0.04}^{+0.07}$ eb, jest o ponad 50% większy aniżeli wyznaczony w pracy [Mun85], z kolei element $\langle 2_1^+ \| E2 \| 2_3^+ \rangle$ uzyskany w tej pracy i wynoszący $-0.070 \pm_{-0.006}^{+0.007}$ eb wskazuje na około czterokrotnie słabsze sprzężenie między stanami 2_1^+ i 2_3^+ . Przeprowadzona w niniejszej pracy analiza wykazała, iż stan 2_3^+ populowany jest ze zdecydowanie większym prawdopodobieństwem na drodze trójstopniowego wzbudzenia:

$$\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle \otimes \langle 2_1^+ \| E2 \| 4_1^+ \rangle \otimes \langle 4_1^+ \| E2 \| 2_3^+ \rangle, \text{ aniżeli na drodze:}$$

$$\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle \otimes \langle 2_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle \otimes \langle 2_1^+ \| E2 \| 2_3^+ \rangle.$$

Istotnie inną wielkość elementu macierzowego $\langle 2_2^+ \| E2 \| 4_1^+ \rangle$ podają autorzy pracy [Mun85] – element ten wyznaczony w niniejszej pracy jest zdecydowanie większy i wynosi $0.77 \pm_{-0.10}^{+0.13}$ eb. Uzyskana duża wartość elementu $\langle 2_2^+ \| E2 \| 4_1^+ \rangle$ świadczy o tym, że stany kolektywne obserwowane w jądrze ^{100}Mo nie mogą być w prosty sposób interpretowane. Mimo niewielkiej różnicy energii stanów 2_2^+ i 4_1^+ (72 keV), co początkowo mogłoby wskazywać na strukturę wibracyjną ^{100}Mo , element macierzowy pomiędzy tymi stanami jest duży. W modelu wibracyjnym przejścia w ramach danych multipletów fononowych są wzbronione.

Diagonalne elementy macierzowe przejść typu E2

Metoda wzbudzeń kulombowskich jest jedyną metodą pozwalającą wyznaczyć, w sposób modelowo niezależny, nie tylko względne znaki elementów macierzowych, ale też wartości diagonalnych elementów macierzowych stanów wzbudzonych, niosąc tym samym informację o deformacji jądra atomowego. W wyniku przeprowadzonej analizy opisanego w niniejszej pracy eksperymentu otrzymano cztery elementy diagonalne stanów: 2_1^+ , 2_2^+ , 2_3^+ oraz 4_1^+ . Wyniki zostały przedstawione w tabeli 7.2 i porównane z wartościami elementów diagonalnych wyznaczonymi w innych pomiarach: [Par76], [Naq77], [Mun85].

Wszystkie dotychczasowe pomiary wskazują na duże niezerowe wartości elementów

diagonalnych, aczkolwiek należy podkreślić, iż elementy diagonalne podawane w pracy [Mun85] obarczone są bardzo dużymi niepewnościami sięgającymi 75% wyznaczanych wielkości. Podawana w pracach [Par76], [Naq77] wartość momentu kwadrupolowego $Q(2_1^+)$, wynosząca odpowiednio $-0.42(9)$ eb i $-0.39(8)$ eb, przeliczona została na element diagonalny stanu 2_1^+ przy założeniu, zgodnie z wynikami tej pracy, interferencji konstruktywnej (patrz rozdział 3.2). Uzyskane w ten sposób elementy diagonalne stanu 2_1^+ są zgodne co do znaku z wynikiem otrzymanym w tej pracy. Elementy diagonalne $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ wyliczone z prac [Par76] i [Naq77], są większe niż wyznaczony w tej pracy element diagonalny stanu 2_1^+ wynoszący $-0.33^{+0.10}_{-0.10}$ eb. Wyniki są niesprzeczne ze sobą w granicach otrzymanych niepewności pomiarowych.

Tabela 7.2: Diagonalne elementy macierzowe przejść E2 w jądrze ^{100}Mo . Wyznaczone w tej pracy elementy macierzowe (kolumna „eksperyment”) zestawione zostały z wartościami zmierzonymi w innych eksperymentach [Mun85], [Par76], [Naq77].

$I_i \rightarrow I_f$	$\langle I_i E2 I_i \rangle$ [eb]			
	eksperyment	[Par76]	[Naq77]	[Mun85]
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$-0.33^{+0.10}_{-0.10}$	$-0.55(12)$	$-0.51(10)$	$-0.4(3)$
$2_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$1.20^{+0.10}_{-0.08}$			$-0.9(6)$
$2_3^+ \rightarrow 2_3^+$	$-0.24^{+0.12}_{-0.07}$			
$4_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$-0.35^{+0.18}_{-0.18}$			$-0.7(4)$

Zaprezentowany w pracy [Naq77] sposób analizy, prowadzący do wyznaczenia elementu diagonalnego stanu 2_1^+ , budzi pewne wątpliwości. Zgodnie z opisem w rozdziale 3.2 niniejszej pracy, element diagonalny stanu 2_1^+ został tak dopasowany, aby odtworzyć mierzony w eksperymencie stosunek względnej intensywności przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ w jądrze ^{100}Mo (normowanej do liczby rozproszonych jonów wiązki ^4He) do intensywności przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (normowanej do liczby rozproszonych jonów wiązki ^{16}O). Jako że zaprezentowana w pracy [Naq77] metoda analizy budzi wątpliwości autorki niniejszej pracy co do jednoznaczności uzyskanego wyniku, postanowiono poddać weryfikacji opisaną technikę analizy. Za pomocą programu GOSIA zasymulowano eksperyment opisany w pracy [Naq77] – dla tych samych wiązek jonów ^4He i ^{16}O , przy identycznej geometrii detektorów, oraz dla zestawu elementów macierzowych przytoczonych w pracy [Naq77] wyliczone zostały intensywności przejść promieniowania γ . W celu jak najdokładniejszego odtworzenia zarówno warunków eksperymentalnych,

jak i prezentowanej metody analizy w symulacjach uwzględniono skończone rozmiary detektorów, ale nie wzięto pod uwagę, zgodnie z założeniami analizy przeprowadzonej w pracy [Naq77], zjawiska jądrowej deorientacji. W wyniku przeprowadzonej symulacji udało się odtworzyć zmierzony w eksperymencie [Naq77] stosunek intensywności normowany do liczby rozproszonych jonów wiązki, który wynosił 0.1255(14). Przeprowadzona dalsza analiza wykazała, iż ten stosunek intensywności jest równie dobrze odtwarzany przy użyciu innego, aniżeli w przytoczony w pracy [Naq77], zestawu elementów macierzowych. Dla zestawu elementów macierzowych wyznaczonych w niniejszej pracy oraz dla tej samej, co użyta w pracy [Naq77], geometrii układu doświadczalnego oraz uwzględniając efekt jądrowej deorientacji, wyliczony stosunek intensywności przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, unormowany odpowiednio do przekroju czynnego na rozproszenie Rutherforda jonów ^4He i ^{16}O , wynosi 0.1258, co daje zgodność z wartością zmierzoną w [Naq77] na poziomie 0.2σ . Dowodzi to, iż użyta przez autorów pracy [Naq77] metoda analizy nie daje w efekcie jednoznacznego wyniku w postaci elementu diagonalnego stanu 2_1^+ .

Element diagonalny stanu 2_2^+ wyznaczony w niniejszej pracy ma dużą wartość, dodatni znak i wynosi $1.20^{+0.10}_{-0.08}$ eb. Wynik otrzymany w pracy [Mun85] wskazuje na przeciwny znak tego elementu, nie wyklucza jednak, w granicach uzyskanych niepewności pomiarowych, jego dużej wartości. Zarówno wartość jak i znak uzyskanego w tej pracy elementu $\langle 2_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ zostały dokładnie zweryfikowane. Wszelkie próby zmiany znaku na ujemny prowadziły do ponad pięciokrotnego wzrostu wartości χ^2 i w efekcie dopasowania elementu o wartości dodatniej. Z kolei próby uzyskania niższej wartości elementu $\langle 2_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ prowadziły również do znaczącego wzrostu χ^2 . Mniejsza wartość elementu $\langle 2_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ wiązała się z mniejszą wartością wyliczanej populacji stanu 2_2^+ , co z kolei przekładało się na mniejsze wyliczone intensywności przejść $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ oraz $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ w porównaniu z obserwowanymi w eksperymencie. Przy dwa razy niższej (niż podawana w tabeli 7.2 tej pracy) wartości elementu diagonalnego stanu 2_2^+ obserwowano wzrost przejściowych elementów macierzowych sprzęgających stany 0_1^+ i 2_2^+ oraz 2_1^+ i 2_2^+ , konieczny do odtworzenia rejestrowanych w eksperymencie intensywności. Wzrost wartości elementów $\langle 0_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ i $\langle 2_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ powodował w konsekwencji, zgodnie ze wzorem 7.2, istotnie niższą wyliczaną wartość czasu życia stanu 2_2^+ , znacznie odbiegającą (niezgodność na poziomie około 4σ) od wartości zmierzonych metodą RDDS: [Mun85], [Boh75].

Element diagonalny $\langle 2_3^+ || E2 || 2_3^+ \rangle$ został wyznaczony po raz pierwszy w niniejszej pracy i wynosi $-0.24^{+0.12}_{-0.07}$ eb.

Elementy macierzowe przejść typu M1

Dla zarejestrowanych w eksperymencie przejść promieniowania gamma $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ znane były współczynniki zmieszania $\delta(E2/M1)$. O ile wzbudzenie stanów 2_2^+ i 2_3^+ odbywa się poprzez przejścia typu E2, o tyle rozpad tych stanów zachodzi głównie poprzez przejścia typu M1. W tabeli 7.3 zestawiono otrzymane wyniki z elementami macierzowymi wyliczonymi z wartości B(M1) podawanymi przez kompilację [Sin08] przy założeniu dodatniego znaku. W wyniku przeprowadzonej w niniejszej pracy analizy uzyskano elementy macierzowe przejść typu M1 wraz z ich względnymi znakami. Element macierzowy $\langle 2_1^+ || M1 || 2_2^+ \rangle$ wyznaczony w tej pracy i równy $0.082^{+0.027}_{-0.026} \mu_n$ jest zgodny z wielkością podawaną w [Sin08]. Z kolei uzyskany w niniejszej pracy element macierzowy przejścia M1 pomiędzy stanami 2_1^+ i 2_3^+ wynosi $0.202^{+0.003}_{-0.003} \mu_n$ i jest nieco większy aniżeli podawany w [Sin08], ale obie wartości są niesprzeczne ze sobą w granicach otrzymanych niepewności.

Tabela 7.3: Elementy macierzowe przejść M1 w jądrze ^{100}Mo wyznaczone w bieżącym eksperymencie w zestawieniu z wartościami podanymi przez bazę danych [Sin08]. Elementy macierzowe przejść M1 przeliczone zostały, z założeniem znaku dodatniego, z wartości B(M1) wynoszących: $0.0008(4) \mu_n^2$ dla przejścia $2_1^+ \rightarrow 2_2^+$ i $0.0035(9) \mu_n^2$ dla przejścia $2_1^+ \rightarrow 2_3^+$.

$I_i \rightarrow I_f$	$\langle I_i M1 I_f \rangle [\mu_n]$	
	eksperyment	inne pomiary
$2_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.082^{+0.027}_{-0.026}$	0.085(22)
$2_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.202^{+0.003}_{-0.003}$	0.177(22)

Elementy macierzowe przejść typu E3 i E1

W opisanym w niniejszej pracy eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo poza populacją stanów o spinach parzystych i parzystości dodatniej, zarejestrowano przejście $3^- \rightarrow 2_2^+$ o energii 844 keV świadczące o wzbudzeniu stanu o spinie i parzystości 3^- . Intensywność tego przejścia jest miarą populacji stanu 3^- . Przeprowadzona analiza wykazała, iż populacja stanu 3^- jest możliwa nie tylko na drodze jedno-stopniowego wzbudzenia typu E3 ($0_1^+ \rightarrow 3^-$), ale także odbywać się ona może na drodze

wzbudzenia dwustopniowego poprzez stan pośredni 2_1^+ : $\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle \otimes \langle 2_1^+ \| E3 \| 3^- \rangle$ [Had09]. Ponadto dysponując dodatkowymi danymi takimi jak: współczynniki rozgałęzień ($3^- \rightarrow 0_1^+$ / $3^- \rightarrow 2_2^+$ oraz $3^- \rightarrow 2_1^+$ / $3^- \rightarrow 2_2^+$) i czas życia stanu 3^- możliwe było wyznaczenie przejść typu E1: $3^- \rightarrow 2_2^+$ i $3^- \rightarrow 2_1^+$, poprzez które stan 3^- rozpada się do stanów 2^+ . Uzyskane w niniejszej pracy elementy macierzowe $\langle 2_1^+ \| E1 \| 3^- \rangle$, $\langle 2_2^+ \| E1 \| 3^- \rangle$ są zgodne co do znaków i co do wartości, w granicach niepewności pomiarowych, z wynikami otrzymanymi w pracy [Mun85].

Element macierzowy $\langle 0_1^+ \| E3 \| 3^- \rangle$ wyznaczony w niniejszej pracy wynosi $0.44^{+0.01}_{-0.01} \text{ eb}^{3/2}$. Wielkość ta jest zgodna z podawaną w pracy [Mun85]. Autorzy pracy [Bar72] wskazują na niższą wartość tego elementu macierzowego (wyliczonego z wartości B(E3) z założeniem znaku dodatniego). Element macierzowy $\langle 2_1^+ \| E3 \| 3^- \rangle$ został wyznaczony po raz pierwszy w tej pracy i wynosi $0.33^{+0.03}_{-0.04} \text{ eb}^{3/2}$. Do tej pory w żadnych dostępnych pracach dotyczących ^{100}Mo nie brano pod uwagę możliwości dwustopniowej drogi wzbudzenia stanu 3^- .

Tabela 7.4: Elementy macierzowe przejść E1 w jądrze ^{100}Mo wyznaczone w bieżącym eksperymencie w zestawieniu z wartościami zmierzonymi w pracy [Mun85].

$I_i \rightarrow I_f$	$\langle I_i \ E1 \ I_f \rangle [\text{eb}^{1/2}] \cdot 10^{-2}$	
	eksperyment	[Mun85]
$2_1^+ \rightarrow 3^-$	$0.052^{+0.006}_{-0.005}$	0.051(6)
$2_2^+ \rightarrow 3^-$	$0.16^{+0.02}_{-0.01}$	0.17(2)

Tabela 7.5: Element macierzowy przejścia E3 w jądrze ^{100}Mo wyznaczony w bieżącym eksperymencie w zestawieniu z wartością uzyskaną w pracy [Mun85] oraz z wartością przeliczoną z B(E3) z pracy [Bar72] z założeniem dodatniego znaku.

$I_i \rightarrow I_f$	$\langle I_i \ E3 \ I_f \rangle [\text{eb}^{3/2}]$		
	eksperyment	[Bar72]	[Mun85]
$0_1^+ \rightarrow 3^-$	$0.44^{+0.01}_{-0.01}$	0.36(2)	0.48(8)
$2_1^+ \rightarrow 3^-$	$0.33^{+0.03}_{-0.04}$		

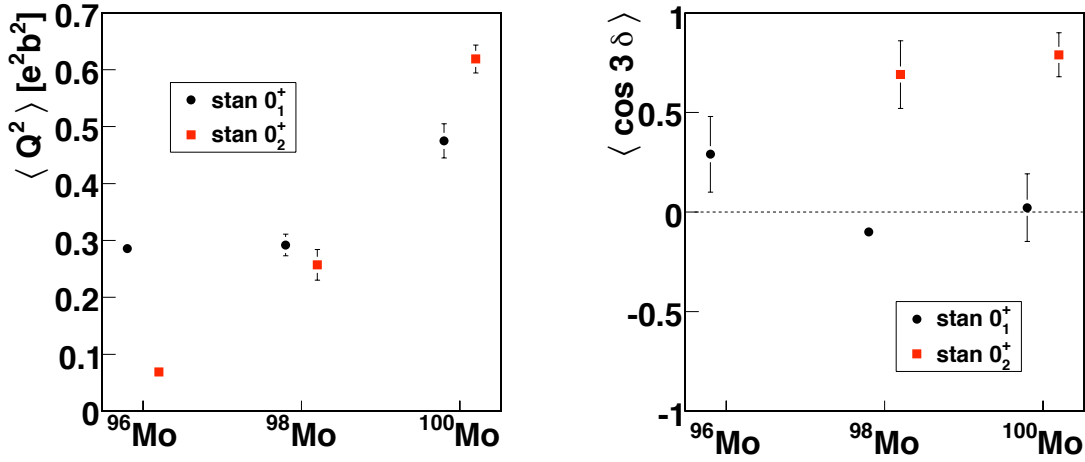
Rozdział 8

Koegzystencja kształtu w jądrze ^{100}Mo

Celem pracy jest wyznaczenie kształtu jądra ^{100}Mo w stanie podstawowym i wzbudzonym 0^+ . W jądrach parzysto-parzystych obserwacja niskoleżących stanów wzbudzonych o spinie i parzystości 0^+ jest często pierwszym sygnałem występowania zjawiska koegzystencji kształtu – współistnienia stanów leżących blisko pod względem energii, lecz wyraźnie różniących się kształtem.

W oparciu o wyznaczone w tej pracy elementy macierzowe przejść E2, przy użyciu metody nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum (opisanej w rozdziale 2 niniejszej pracy), możliwe było wyznaczenie parametrów deformacji kwadrupolowej Q i δ , jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ . Z uwagi na to, że przeprowadzona analiza dotyczy stanów 0^+ , do określenia parametrów deformacji niezbędne były stosunkowo nieduże zestawy elementów macierzowych: dziewięć elementów macierzowych przejściowych i trzy diagonalne. Niezmienniki $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ wyliczono w oparciu o wzory 2.5 i 2.6. Wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ wyznaczona dla stanu podstawowego 0_1^+ jądra ^{100}Mo wyniosła $0.475(30) e^2 b^2$, zaś dla stanu wzbudzonego 0_2^+ : $0.619(25) e^2 b^2$. Z kolei wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ dla stanu podstawowego 0_1^+ jest równa $0.008(58) e^3 b^3$, a dla stanu wzbudzonego 0_2^+ : $0.419(58) e^3 b^3$. W rozdziale 9.1 omówiono wpływ poszczególnych iloczynów elementów macierzowych na wartości uzyskanych niezmienników.

W wyniku przeprowadzonych w ostatnich latach w ŚLCJ UW systematycznych badań struktury elektromagnetycznej parzysto-parzystych izotopów molibdenu uzyskano unikalne dane na temat ewolucji kształtu tych jąder w nisko leżących stanach 0^+ . Na rysunku 8.1 przedstawiono zestawienie otrzymanych parametrów deformacji kwadrupolowej dla jądra ^{100}Mo w pierwszym i drugim stanie 0^+ z analogicznymi wartościami uzyskanymi dla sąsiednich izotopów molibdenu – $^{96,98}\text{Mo}$ [Zie05].



Rysunek 8.1: Parametry deformacji kwadрупolowej jądra ^{100}Mo w stanach podstawowym (kolor czarny) oraz wzbudzonym 0^+ (kolor czerwony) porównane z wynikami uzyskanymi dla sąsiednich izotopów molibdenu – ^{96}Mo i ^{98}Mo [Zie05]. Parametry deformacji Q i δ opisują rozkład ładunku w jądrze atomowym. Parametr deformacji Q określa odstępstwo od kształtu sferycznego, zaś parametr δ odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego.

Wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ wyliczone dla jądra ^{100}Mo wskazują na zdecydowanie silniejszą jego deformację w obydwu najniższych stanach 0^+ aniżeli w przypadku izotopów $^{96,98}\text{Mo}$. Interesująca jest ewolucja kształtu parzysto - parzystych stabilnych izotopów molibdenu w funkcji liczby neutronów. Najlżejszy z przebadanych izotopów, ^{96}Mo , w stanie podstawowym jest zdeformowany, zaś w stanie wzbudzonym 0^+ przyjmuje kształt bliski sferycznemu. W kolejnym izotopie – ^{98}Mo – całkowita deformacja jest porównywalna w obu stanach 0^+ i co do wielkości jest zbliżona do deformacji jądra ^{96}Mo w stanie podstawowym. W przypadku ostatniego stabilnego izotopu ^{100}Mo całkowita deformacja stanów 0^+ jest znacznie silniejsza aniżeli w $^{96,98}\text{Mo}$, przy czym, odwrotnie niż w ^{96}Mo , stan podstawowy jest nieco słabiej zdeformowany niż stan wzbudzony 0_2^+ .

Odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego opisuje wielkość $\langle \cos(3\delta) \rangle$. Wielkość ta została wyliczona z niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ poprzez zastosowanie przybliżenia (opisanego także w pracy [Sre06]):

$$\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle \cong (\langle Q^2 \rangle)^{3/2} \langle \cos(3\delta) \rangle \quad (8.1)$$

Wartość $\langle \cos(3\delta) \rangle$ jest dodatnia i bliska jedności dla stanu wzbudzonego 0_2^+ w ją-

drze ^{100}Mo , co wskazuje na silnie wydłużony kształt jądra w tym stanie. W stanie podstawowym jądro ^{100}Mo przyjmuje, w granicach uzyskanych niepewności pomiarowych, kształt trójosiowy. Podobną tendencję zaobserwowano w przypadku sąsiedniego izotopu molibdenu ($N = 56$) – współlistnienia trójosiowego kształtu jądra ^{98}Mo w stanie podstawowym z wydłużonym w pierwszym stanie wzbudzonym 0^+ .

Rozdział 9

Parametry deformacji kwadrupolowej w jądrze ^{100}Mo - porównanie z przewidywaniami modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra

Przedstawione w niniejszym rozdziale zestawienie wyników eksperymentalnych z przewidywaniami modelu opartego na uogólnionym hamiltonianie Bohra koncentruje się na porównaniu parametrów deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo wyrażonych w języku niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$. Dyskusja otrzymanych parametrów kształtu przeprowadzona została w oparciu o analizę złożenia operatorów E2.

W modelu GBH (z ang. *General Bohr Hamiltonian*), rozwijanym przez fizyków z Uniwersytetu im. Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie i z Uniwersytetu Warszawskiego, uogólniony hamiltonian Bohra \hat{H}_{QC} zdefiniowany jest następująco:

$$\hat{H}_{QC} = \hat{H}_{vib}(\beta, \gamma) + \hat{H}_{rot}(\beta, \gamma, \Omega) + \hat{V}_{def}(\beta, \gamma) \quad (9.1)$$

gdzie:

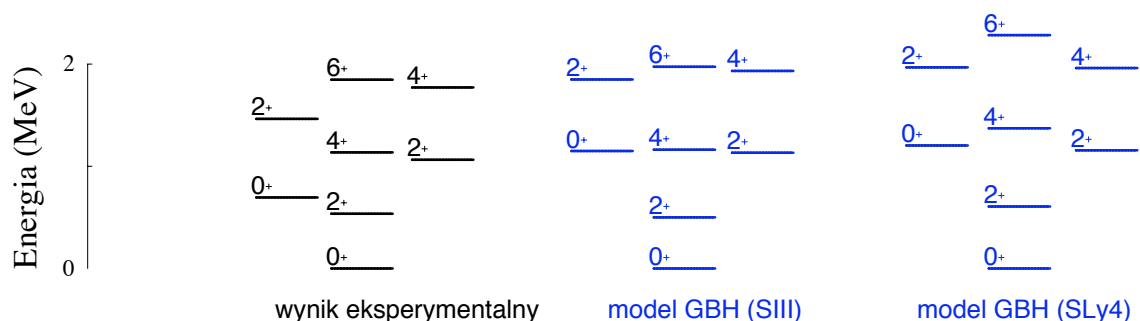
β, γ - dynamiczne zmienne opisujące deformację kwadrupolową;

Ω - dynamiczna zmienna definiująca trzy kąty Eulera.

obliczeniach przeprowadzonych w oparciu o model GBH [Pró10a] zdefiniowane są poprzez wartości średnie składowych kwadrupolowego tensora rozkładu masy: $\beta \cos \gamma = D \langle Q_{20} \rangle$, $\beta \sin \gamma = D \sqrt{2} \langle Q_{22} \rangle$, przy czym $D = 4\pi/5A\bar{r}^2$ (gdzie $\bar{r}^2 = \frac{3}{5}(r_0 A^{1/3})^2$, $r_0 = 1.2$ fm, A to liczba masowa jądra).

W modelu GBH kolektywny hamiltonian uzupełniany jest o wyrazy opisujące sprzężenie kwadrupolowych ruchów kolektywnych z wibracjami *pairing*. Jedynymi parametrami modelu są parametry potencjału jednocząstkowego i sił *pairing*. Dokładny opis matematyczny modelu opartego na uogólnionym hamiltonianie Bohra znajduje się w [Pró09]. Obliczenia modelowe dla jądra ^{100}Mo [Pró10a] przeprowadzone zostały dla dwóch rodzajów parametryzacji oddziaływań nukleon-nukleon opisanych przez siły Skyrme'a: typu SIII [Bei75] oraz typu SLy4 [Cha97]. W wyniku przeprowadzonych obliczeń uzyskano nie tylko energie wzbudzonych stanów jądrowych, ale również, co ważniejsze, zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 wraz z ich względnymi znakami (konwencja faz była taka sama jak przyjęta przez autorkę niniejszej pracy) oraz parametry deformacji kwadrupolowej.

Na rysunku 9.1 zestawione są schematy poziomów jądra ^{100}Mo wyznaczone eksperymentalnie [Sin08] i przewidywane przez model GBH [Pró10a]. Pokazano niskoleżące stany z pasm, które były obserwowane w eksperymencie. Energie stanów pasma podstawowego oraz stanów 2_2^+ i 4_2^+ zostały prawidłowo odtworzone przez model GBH, aczkolwiek wyraźnie widać też, iż pasmo stanu podstawowego jest lepiej opisane przez ten model przy użyciu sił typu SIII aniżeli SLy4. Model GBH, bez względu na użytą parametryzację oddziaływań nukleon-nukleon, nie odtwarza dobrze pasma opartego na stanie 0_2^+ – wyliczana energia tego stanu jest prawie dwa razy większa aniżeli obserwowana w eksperymencie. Wyznaczona z modelu energia stanu 2_3^+ także nie zgadza się z uzyskaną doświadczalnie.



Rysunek 9.1: Schemat niskoleżących poziomów jądra ^{100}Mo . Kolorem czarnym zaprezentowano wyniki doświadczalne [Sin08], niebieskim – przewidywania modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra przy użyciu sił SIII i SLy4 [Pró10a]. Widoczna jest istotna rozbieżność dla pasma opartego na stanie 0_2^+ .

Na rysunku 9.2 przedstawiono otrzymane eksperymentalnie parametry deformacji kwadrupolowej dla jądra ^{100}Mo zestawione z obliczeniami modelu GBH wykonanymi

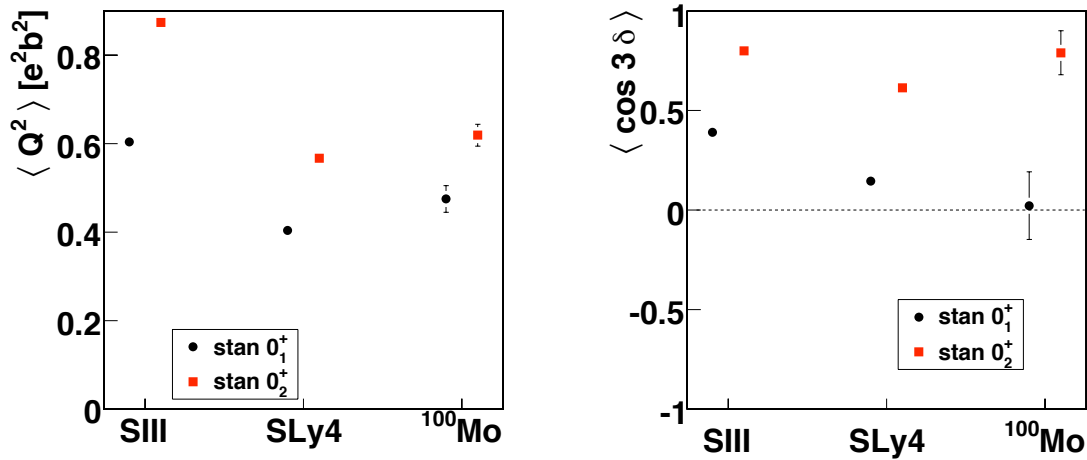
dla dwóch rodzajów oddziaływań Skyrme'a: SIII i SLy4. Przewidywane przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ policzone zostały bezpośrednio z modelu jako wartości średnie operatorów Q^2 i $Q^3 \cos(3\delta)$ w stanach 0_1^+ i 0_2^+ przy założeniu, że rozkład ładunki i masy jest taki sam [Pró10b]. Wyznaczone eksperymentalnie wartości $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ uzyskano przy użyciu metody kwadrupolowych reguł sum (wzory 2.5 i 2.6) w oparciu o zestaw elementów macierzowych przejść E2 otrzymanych doświadczalnie. Wyliczone z modelu GBH wartości teoretyczne niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ dla stanów 0_1^+ i 0_2^+ zestawione zostały w tabeli 9.1 z wartościami wyznaczonymi eksperymentalnie. Wartość $\langle \cos(3\delta) \rangle$ wyliczono korzystając z przybliżenia określonego wzorem 8.1.

Tabela 9.1: Zestawienie wyznaczonych eksperymentalnie w niniejszej pracy wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ z wyliczonymi z modelu GBH przy zastosowaniu dwóch rodzajów oddziaływań Skyrme'a: SIII i SLy4.

stan	niezmiennik	model GBH SIII	model GBH SLy4	eksperyment
0_1^+	$\langle Q^2 \rangle$	0.60	0.40	0.475(30)
	$\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$	0.18	0.037	0.008(58)
0_2^+	$\langle Q^2 \rangle$	0.88	0.57	0.619(25)
	$\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$	0.63	0.26	0.42(6)

Wyniki eksperymentalne, dotyczące różnicy kształtu jądra ^{100}Mo w stanach podstawowym i wzbudzonym 0^+ , zostały dość dobrze odtworzone przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra. Zarówno wyniki doświadczalne jak i obliczenia teoretyczne wskazują na względnie dużą całkowitą deformację jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ . Wartości $\langle Q^2 \rangle$ przewidziane przez model GBH dla obu stanów 0^+ wykazują ten sam co otrzymany eksperymentalnie trend – odstępstwo od kształtu sferycznego jądra ^{100}Mo w stanie wzbudzonym 0^+ jest większe (~ 1.3 razy) niż w stanie podstawowym. Całkowita deformacja jądra ^{100}Mo w stanach 0^+ , co do wartości bezwzględnej, jest lepiej odtwarzana przez model GBH z użyciem sił SLy4 aniżeli sił SIII. Wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ dla stanów 0_1^+ i 0_2^+ wyliczane przez ten model w oparciu o parametryzację oddziaływań nukleon-nukleon typu SIII są większe od wyników otrzymanych eksperymentalnie.

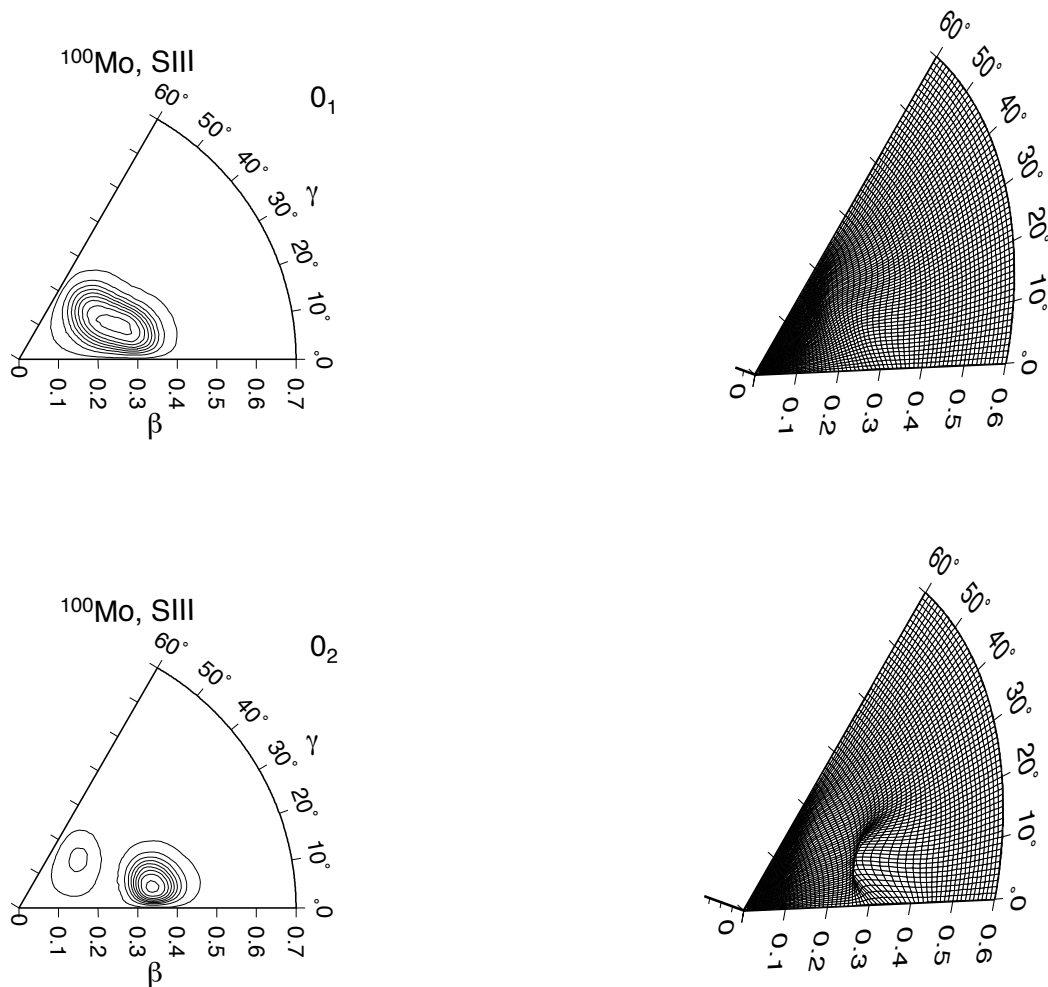
Wartości $\langle \cos(3\delta) \rangle$ przewidziane przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra odtwarzają trend wskazywany przez wyniki eksperymentalne: kształt jądra ^{100}Mo



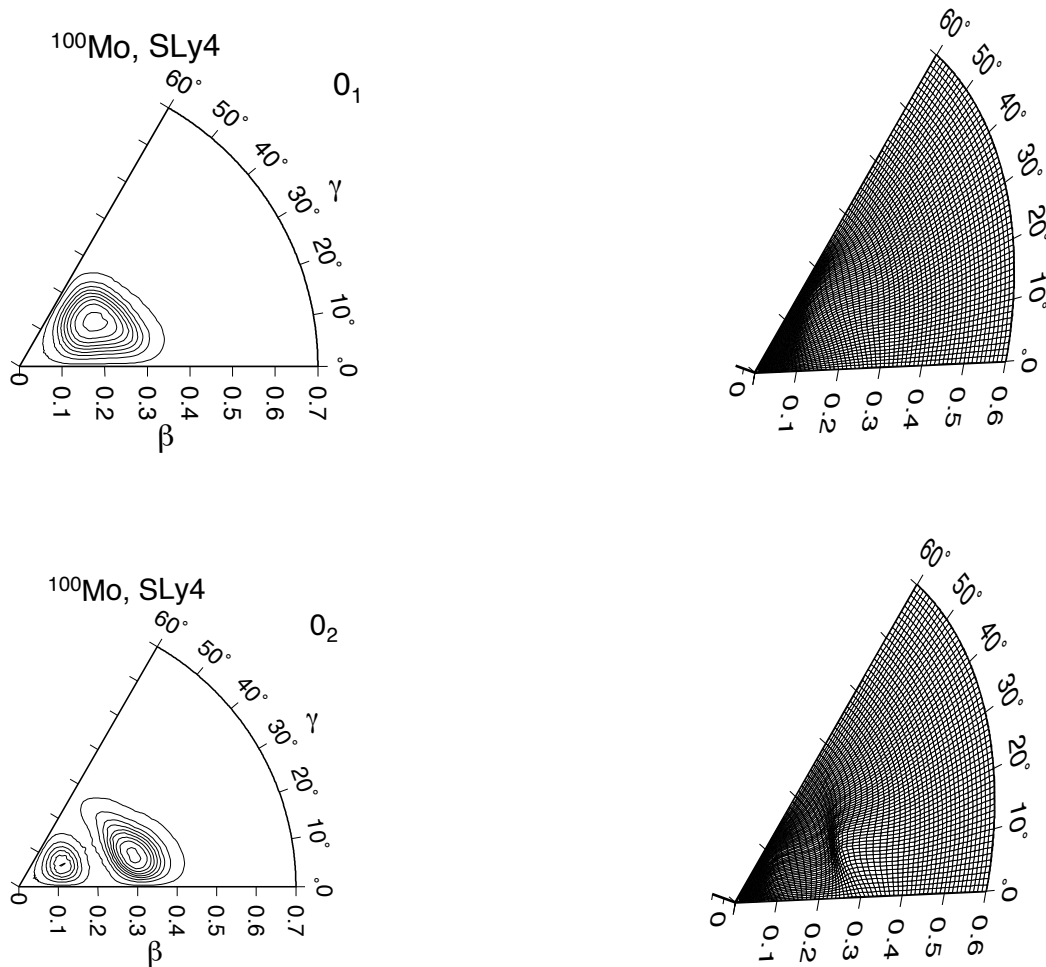
Rysunek 9.2: Wyznaczone eksperymentalnie parametry deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo w stanach podstawowym (kolor czarny) oraz wzbudzonym 0^+ (kolor czerwony) porównane z wynikami obliczeń teoretycznych przeprowadzonych w oparciu o model GBH z różną parametryzacją oddziaływań nukleon - nukleon [Pró10a]. Parametr Q jest miarą odstępstwa od kształtu sferycznego, parametr δ jest miarą odstępstwa od kształtu osiowosymetrycznego.

w stanie podstawowym jest bliższy trójosiowemu, natomiast w stanie wzbudzonym jest bardziej wydłużony (deformacja *prolate*). Co więcej, wyznaczone eksperymentalnie kwadrupolowe parametry kształtu zostały lepiej odtworzone przez model GBH przy użyciu parametryzacji sił Skyrme'a typu SLy4, aniżeli SIII. Bardziej szczegółowa analiza uzyskanych wielkości parametrów kształtu przedstawiona została w rozdziale 9.1 niniejszej pracy.

Warto nadmienić, iż wyliczone z modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra rozkłady gęstości prawdopodobieństwa wynikające z kolektywnych funkcji falowych również odtwarzają trend, który wskazują niezmienniki - całkowita deformacja stanu podstawowego 0_1^+ jest mniejsza niż stanu wzbudzonego 0_2^+ , przy czym w stanie 0_1^+ jądro ^{100}Mo przybiera kształt trójosiowy, a w stanie 0_2^+ jest ono osiowosymetryczne (deformacja *prolate*). Na rysunkach 9.3, 9.4 przedstawiono wyliczone parametry deformacji β i γ zdefiniowane poprzez wartości średnie składowych kwadrupolowego tensora rozkładu masy [Pró10a]: $\beta \cos \gamma = D \langle Q_{20} \rangle$, $\beta \sin \gamma = D \sqrt{2} \langle Q_{22} \rangle$.



Rysunek 9.3: Rozkłady gęstości prawdopodobieństwa wynikające z kolektywnych funkcji falowych dla stanu podstawowego 0_1^+ i wzbudzonego 0_2^+ w ^{100}Mo . Parametry deformacji β (odstępstwo od kształtu sferycznego) i γ (odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego) zdefiniowane są poprzez wartości średnie składowych kwadrupolowego tensora rozkładu masy [Pró10a]: $\beta \cos \gamma = D \langle Q_{20} \rangle$, $\beta \sin \gamma = D \sqrt{2} \langle Q_{22} \rangle$, przy czym $D = 4\pi/5Ar^2$. Obliczenia wykonane przez dra L. Próchniaka (UMCS, Lublin) przy użyciu modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra z parametryzacją oddziaływań nukleon-nukleon typu SIII.



Rysunek 9.4: Rozkłady gęstości prawdopodobieństwa wynikające z kolektywnych funkcji falowych dla stanu podstawowego 0_1^+ i wzbudzonego 0_2^+ w ^{100}Mo . Parametry deformacji β (odstępstwo od kształtu sferycznego) i γ (odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego) zdefiniowane są poprzez wartości średnie składowych kwadrupolowego tensora rozkładu masy [Pró10a]: $\beta \cos \gamma = D \langle Q_{20} \rangle$, $\beta \sin \gamma = D \sqrt{2} \langle Q_{22} \rangle$, przy czym $D = 4\pi/5Ar^2$. Obliczenia wykonane przez dra L. Próchniaka (UMCS, Lublin) przy użyciu modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra z parametryzacją oddziaływań nukleon-nukleon typu SLy4.

Wyznaczone eksperymentalnie wartości niezmienników rotacyjnych $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ można powiązać z wielkościami $\langle \beta^2 \rangle$ i $\langle \beta^3 \cos(3\gamma) \rangle$ i wyrazić te niezmienniki przez powszechnie stosowane parametry deformacji β i γ , używane w modelu GBH jako zmienne kolektywne.

Parametry β i γ , zdefiniowane tak jak podane to zostało w pracy [Pró10a], można powiązać z niezmiennikami rotacyjnymi zgodnie ze wzorami podanymi w pracy [Sre10]:

$$\langle Q^2 \rangle = q_0^2 \langle \beta^2 \rangle \quad (9.2)$$

$$\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle = q_0^3 \langle \beta^3 \cos(3\gamma) \rangle \quad (9.3)$$

gdzie $q_0 = (3/4\pi)ZR_0^2$, przy czym Z to liczba atomowa, R_0 to promień jądra wyrażony jako $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 0.12 [\sqrt{b}]$.

Korzystając ze wzorów 9.2 i 9.3 oraz z przybliżenia opisanego wzorem 8.1 wyznaczono średnie wartości $\bar{\beta} = \sqrt{\langle \beta^2 \rangle}$ i $\bar{\gamma} = 1/3 \arccos(\langle \cos(3\gamma) \rangle)$. W tabeli 9.2 zestawiono średnie wartości $\bar{\beta}$ i $\bar{\gamma}$ wyliczone z niezmienników rotacyjnych (podanych w tabeli 9.1) uzyskanych eksperymentalnie oraz wyliczonych z modelu GBH dla dwóch różnych typów oddziaływań Skyrme'a: SIII i SLy4.

Tabela 9.2: Zestawienie parametrów deformacji wyrażonych przez średnie wartości $\bar{\beta}$ i $\bar{\gamma}$ przeliczonych z niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ wyznaczonych eksperymentalnie oraz wyliczonych przy użyciu modelu GBH z dwoma typami oddziaływań Skyrme'a: SIII i SLy4.

stan	parametr	model GBH	model GBH	eksperyment
		SIII	SLy4	
0_1^+	$\bar{\beta}$	0.25	0.20	0.22 ± 1
	$\bar{\gamma} [^\circ]$	22°	27°	$29^\circ \pm 3^\circ$
0_2^+	$\bar{\beta}$	0.30	0.24	0.25 ± 1
	$\bar{\gamma} [^\circ]$	13°	18°	$10^\circ \pm 3^\circ$

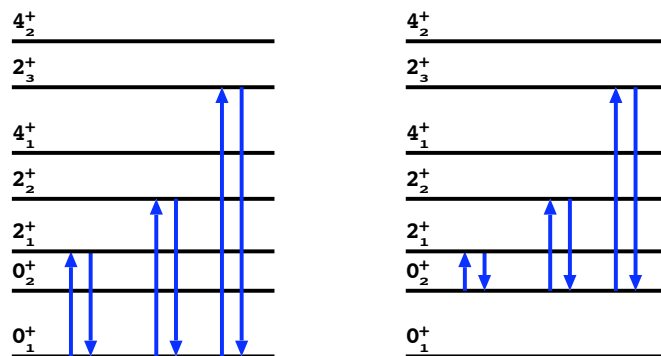
Warto przy tym nadmienić, iż do opisu kwadrupolowego kształtu jądra atomowego lepiej używać parametrów deformacji wyrażonych przez niezmienniki rotacyjne, gdyż są one obserwabłą fizyczną, a do jej określenia nie są potrzebne żadne dodatkowe założenia (związane np. z parametryzacją promienia jądrowego).

9.1 Wpływ poszczególnych elementów macierzowych E2 na parametry deformacji

W niniejszym rozdziale zbadano wpływ wybranych elementów macierzowych przejść E2 – wyznaczonych eksperymentalnie i przewidzianych przez model GBH – na parametry deformacji kwadrupolowej jądra ^{100}Mo . Analiza przeprowadzona została w oparciu o metodę wyznaczania niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ i porównania wielkości złożenia operatorów przejść E2 tworzących dany niezmiennik.

Zgodnie z opisem w rozdziale 2 niniejszej pracy, liczba i sposób złożenia operatorów przejść E2 definiuje rząd wynikowego tensora sferycznego, będącego niezmiennikiem. Niezmienniki drugiego i trzeciego rzędu, jakimi są: $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ konstruowane są, zgodnie ze wzorami 2.5 i 2.6, poprzez złożenie operatorów E2. Przykładowe „pętle” sprzężeń operatorów przejść E2 występujących w obliczeniach niezmienników drugiego i trzeciego rzędu dla ^{100}Mo są przedstawione na rysunkach 9.5 i 9.6.

W tabelach 9.3 i 9.4 pokazane jest, w jaki sposób wkłady od poszczególnych pętli wpływają na wartości niezmienników. W tabeli zestawiono wartości iloczynów elementów macierzowych wyznaczonych eksperymentalnie i przewidzianych przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra z użyciem sił SIII i SLy4. Należy mieć na uwadze, iż w przypadku wyliczania niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ wkłady od pętli utworzonych z przejściowych elementów macierzowych należy liczyć podwójnie. W takich przypadkach istnieją bowiem dwa sposoby złożenia tych samych trzech przejściowych elementów macierzowych do tensora zerowego rzędu.



Rysunek 9.5: Schematyczny rysunek przedstawiający złożenia operatorów przejść E2. Pętle $E2 \times E2$ uwzględniane w obliczeniach $\langle Q^2 \rangle$ dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{100}Mo .

Tabela 9.3: Wpływ poszczególnych pętli E2×E2 na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ wyliczoną dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{100}Mo na podstawie elementów macierzowych E2 wyznaczonych eksperymentalnie w niniejszej pracy i wyliczonych z modelu GBH z różnymi siłami Skyrme’a: SIII i SLy4 [Pró10a]. Zgodnie ze wzorem 2.5 iloczyny elementów macierzowych uwzględniają czynnik $\sqrt{5} \cdot \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{Bmatrix}$, w tym wypadku równy 1.

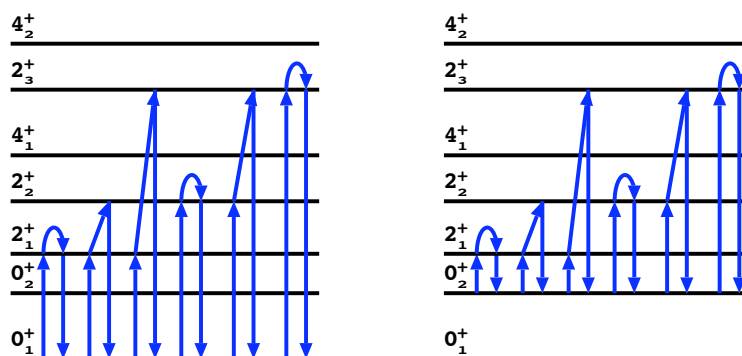
Stan	Pętla E2×E2	wkład do wartości $\langle Q^2 \rangle$ [e^2b^2]		
		eksperyment	model GBH SIII	model GBH SLy4
0_1^+	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.46	0.59	0.40
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.01	0.01	0.0008
	$\langle 0_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0002	0.002	0.0001
	$\langle Q^2 \rangle =$	0.47(3)	0.60	0.40
0_2^+	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.26	0.14	0.12
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.10	0.17	0.04
	$\langle 0_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.26	0.57	0.41
	$\langle Q^2 \rangle =$	0.620(25)	0.88	0.57

Warto tu nadmienić, iż wyznaczone w oparciu o metodę kwadrupolowych reguł sum niezmienniki, policzone na podstawie podawanych przez model GBH elementów macierzowych przejść E2, bardzo dobrze zgadzają się z wynikami rachunków bezpośrednich – wartości średnich operatorów Q^2 i $Q^3 \cos(3\delta)$ w stanach 0_1^+ i 0_2^+ . Uzyskano zgodność na poziomie 2% – 4% dla niezmienników $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ oraz na poziomie poniżej 1% dla niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ (patrz tabela 9.1, rozdział 9, oraz tabele 9.3 i 9.4, rozdział 9.1). Dowodzi to, iż główny wkład do otrzymywanych metodą kwadrupolowych reguł sum niezmienników dla stanów 0^+ pochodzi od iloczynów elementów macierzowych E2 łączących te stany z najniższymi leżącymi stanami 2^+ , co uzasadnia ograniczenie rachunku do stanów 2^+ populowanych w eksperymencie.

Na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanie podstawowym 0_1^+ , zarówno w przypadku eksperymentalnie wyznaczonych elementów macierzowych, jak i wartości pochodzących z obliczeń teoretycznych, najsilniej wpływa sprzężenie tego stanu ze stanem 2_1^+ . Większa wartość elementu $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ przewidziana przez model GBH z użyciem sił SIII przekłada się na większą przewidywaną całkowitą deformację stanu 0_1^+ .

Największy wkład do wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ stanu wzbudzonego 0_2^+ w przypadku obliczeń teoretycznych ma element macierzowy $\langle 0_2^+ || E2 || 2_3^+ \rangle$, którego wartość przewidziana przez model GBH jest średnio około 40% większa w porównaniu do wyznaczonej eksperymentalnie. Na uzyskaną eksperymentalnie wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ stanu 0_2^+ wpływa dodatkowo element $\langle 2_1^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$ – wielkość tego elementu, wyznaczona w niniejszej pracy, wskazuje sprzężenie silniejsze o 50% między tymi stanami aniżeli przewidywania teoretyczne.

Obliczenie wartości niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ dla stanów 0^+ wymaga znajomości nie tylko momentów kwadrupolowych stanów 2^+ , ale także względnych znaków elementów macierzowych, które bardzo silnie wpływają na wynik. Dla stanu 0_1^+ więcej pętli dało wkłady o znaku dodatnim (przy czym wkłady te nie były duże co do wartości bezwzględnych), a dla stanu 0_2^+ o znaku ujemnym. W przypadku niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ w stanie 0_2^+ iloczyny eksperymentalnie uzyskanych elementów macierzowych wnoszą większe wartości bezwzględne aniżeli iloczyny elementów macierzowych tworzących niezmiennik $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ w stanie 0_1^+ . Wynika to ze stosunkowo dużych elementów macierzowych przejść E2 sprzęgających stan 0_2^+ z populowanymi w eksperymencie stanami 2^+ .



Rysunek 9.6: Schematyczny rysunek przedstawiający złożenia operatorów przejść E2. Pętle E2×E2×E2 uwzględniane w obliczeniach $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{100}Mo .

Główny wpływ na wartość i znak niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ obliczonego dla stanu

0_1^+ , zarówno w oparciu o dane eksperymentalne, jak i przewidywania modelu GBH, mają pętle:

- $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle \times \langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle \times \langle 2_1^+ || E2 || 0_1^+ \rangle$
- $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle \times \langle 2_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle \times \langle 2_2^+ || E2 || 0_1^+ \rangle$.

Większa, aniżeli uzyskana w niniejszej pracy, wartość tego niezmiennika wyliczona z modelu GBH z użyciem sił SIII wynika nie tylko z większej wartości elementu $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$, ale także z dwa razy większej przewidywanej wartości elementu diagonalnego stanu 2_1^+ . Wyliczona, przy użyciu innej parametryzacji sił Skyrme'a – SLy4, wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ w stanie 0_1^+ odzwierciedla, w granicach otrzymanych niepewności pomiarowych, wartość eksperymentalną. Związane jest to m.in. z bardzo małymi wartościami elementów diagonalnych stanów 2_1^+ i 2_2^+ , jakie są przewidywane przez model GBH przy zastosowaniu sił typu SLy4. Pozostałe pętle E2×E2×E2, otrzymane w oparciu o elementy macierzowe wyznaczone w niniejszej pracy, jak i wyliczone modelowo, ze względu na swą wielkość nie wpływają w sposób znaczący na ostateczną wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ w stanie 0_1^+ .

W przypadku stanu 0_2^+ w ^{100}Mo większa liczba elementów macierzowych ma niepomijalny wpływ na wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ niż dla stanu 0_1^+ .

Największy wpływ na wartość i znak niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ obliczonego w stanie 0_2^+ , zarówno w oparciu o dane eksperymentalne jak i przewidywania modelu GBH, mają pętle:

- $\langle 0_2^+ || E2 || 2_1^+ \rangle \times \langle 2_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle \times \langle 2_2^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$,
- $\langle 0_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle \times \langle 2_2^+ || E2 || 2_3^+ \rangle \times \langle 2_3^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$.

Dodatkowo dla wyznaczonego teoretycznie (za pomocą modelu GBH) niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ nie do pominięcia jest także wkład pochodzący od iloczynu:

- $\langle 0_2^+ || E2 || 2_3^+ \rangle \times \langle 2_3^+ || E2 || 2_3^+ \rangle \times \langle 2_3^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$.

Wszystkie elementy macierzowe (wyznaczone eksperymentalnie i wyliczone modelowo) tworzące wyżej wymienione złożenia dla stanu 0_2^+ mają ten sam znak, a wielkość powyższych złożań wynika głównie z wcześniej omówionych elementów macierzowych: $\langle 0_2^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ i $\langle 0_2^+ || E2 || 2_3^+ \rangle$. Na wyznaczaną eksperymentalnie wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ w stanie 0_2^+ istotny wpływ ma dodatkowo pętla:

- $\langle 0_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle \times \langle 2_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle \times \langle 2_2^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$.

Iloczyn ten, co do wartości bezwzględnej, jest zdecydowanie większy dla elementów macierzowych wyznaczonych eksperymentalnie aniżeli w przypadku obliczeń modelowych. Związane jest to z dużą różnicą wielkości elementu diagonalnego stanu 2_2^+ uzyskanego w niniejszej pracy i przewidzianej przez model GBH. W obliczeniach modelowych z użyciem sił SIII element ten jest trzykrotnie niższy, ale zgodny co do znaku z uzyskanym w niniejszej pracy. W przypadku obliczeń przeprowadzonych z siłami SLy4 element $\langle 2_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ jest bliski zeru.

Podsumowując, do uzyskania informacji o całkowitej deformacji kwadrupolowej (wielkości odstępstwa rozkładu ładunku od kształtu sferycznego opisanej przez parametr Q) jądra ^{100}Mo w stanie podstawowym wystarczy w zasadzie znajomość bezwzględnej wartości jednego przejściowego elementu macierzowego $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$. Zredukowany element macierzowy dla przejścia $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ może być otrzymany z pomiarów czasów życia. W przypadku badania całkowitej deformacji jądra w stanie wzbudzonym 0_2^+ należy uwzględnić większą liczbę przejściowych elementów macierzowych sprzęgających ten stan z populowanymi w eksperymencie stanami 2^+ . Do wyznaczenia parametru deformacji nieosiowej jądra atomowego konieczny jest znacznie bogatszy zestaw informacji dotyczący zarówno diagonalnych elementów macierzowych przejść E2 jak i względnych znaków elementów macierzowych. Przeprowadzona w niniejszym rozdziale analiza wykazała, że o trójosiowości jądra atomowego nie wystarczy wnioskować tylko na podstawie uzyskanych w eksperymencie momentów kwadrupolowych (diagonalnych elementów macierzowych przejść E2). Do określenia parametru trójosiowości jądra ^{100}Mo w stanie podstawowym, poza diagonalnym elementem macierzowym $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ należało także dodatkowo uwzględnić istotny wpływ od elementów: $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$, $\langle 2_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ oraz $\langle 0_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$. Z kolei dla uzyskania informacji o parametrze deformacji nieosiowej w stanie wzbudzonym 0_2^+ kluczowy okazał się także diagonalny element macierzowy stanu 2_2^+ oraz wszystkie przejściowe elementy macierzowe (jak i ich względne znaki) sprzęgające stan 0_2^+ ze stanami 2_1^+ , 2_2^+ oraz 2_3^+ .

Zaprezentowane w niniejszym rozdziale zestawienie wyników eksperymentalnych z przewidywaniami modelowymi opierało się na analizie złożeń operatorów przejść E2 tworzących dany niezmiennik i dyskusji wartości i znaków wybranych elementów macierzowych. Poza omówionymi w niniejszym rozdziale, większość pozostałych przejściowych elementów macierzowych uzyskanych eksperymentalnie została odtworzona przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra zarówno z użyciem sił Skyrme'a typu SIII, jak i typu SLy4. Można jednak zauważyć różnice w przypadku kilku, nie omówionych wcześniej, elementów macierzowych, które nie wchodzą w skład konstruowanych niezmienników. Różnice pomiędzy elementami macierzowymi wyznaczonymi doświadczalnie i wyliczonymi modelowo widoczne są m.in. w przypadku elementów macierzowych pomiędzy stanem 4_1^+ a stanami 2_3^+ i 2_2^+ . Uzyskany ekspe-

rymentalnie element $\langle 2_3^+ \| E2 \| 4_1^+ \rangle$ wskazuje na dwa razy silniejsze sprzężenie stanów 2_3^+ i 4_1^+ aniżeli przewidywania teoretyczne. Istotną niezgodność pomiędzy wartością teoretyczną a otrzymaną w niniejszej pracy widać w przypadku elementu macierzowego $\langle 4_1^+ \| E2 \| 2_2^+ \rangle$. Wyznaczona eksperymentalnie wartość tego elementu dyskutowana była w rozdziale 7.2 niniejszej pracy. Obliczenia modelowe wskazują na prawie czterokrotnie mniejszą wartość elementu macierzowego łączącego stan 4_1^+ i 2_2^+ oraz na przeciwny jego znak.

Największe różnice widoczne są w wartościach elementów diagonalnych. Wartości i znaki elementów diagonalnych stanów 2_1^+ i 2_2^+ są lepiej odtwarzane przez model GBH z użyciem sił SIII, z kolei wyliczane przy użyciu innej parametryzacji sił nukleon-nukleon, SLy4, są bliskie zeru. Z drugiej jednak strony wyniki rachunków przeprowadzonych z zastosowaniem parametryzacji SLy4 lepiej odtwarzają diagonalne elementy macierzowe stanów 2_3^+ i 4_1^+ . Przyczyny różnic wyliczanych wartości elementów diagonalnych przejść E2 w zależności od użytej parametryzacji sił Skyrme'a nie są znane.

Tabela 9.4: Wpływ poszczególnych pętli E2×E2×E2 na wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ wyliczony dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{100}Mo na podstawie elementów macierzyowych E2 wyznaczonych eksperymentalnie w niniejszej pracy i wyliczonych z modelu GBH z różnymi siłami Skyrme'a: SIII i SLy4 [Pró10a]. Wartości iloczynów składających się z przejściowych elementów macierzowych liczone są podwójnie do całkowitego wkładu (istnieją bowiem dwie kombinacje złożenia ich do tensora rzędu zero). Zgodnie ze wzorem 2.6 iloczyny elementów macierzowych przemnożone zostały przez czynnik $(-1) \cdot \sqrt{\frac{35}{2}} \cdot \begin{pmatrix} 2 & 2 & 0 \\ 0 & 2 & 2 \end{pmatrix}$, równy w przybliżeniu -0.837.

stan	Pętla E2×E2×E2	wkład do wartości $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle$ [$e^3 b^3$]		
		eksperyment	model GBH SIII	model GBH Sly4
0_1^+	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.155	-0.36	-0.015
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.132	0.13	-0.031
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.002	0.0004	0.0006
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.013	0.004	0.0001
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.001	0.005	-0.0002
	$\langle 0_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0001	-0.001	-0.00003
	całkowity wkład $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle =$	-0.009 0.008(58)	-0.22 0.184	-0.045 0.038
0_2^+	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.088	-0.084	-0.004
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.306	-0.25	-0.12
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.036	0.0004	0.016
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.12	0.066	-0.003
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.13	-0.27	-0.096
	$\langle 0_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.062	-0.24	-0.11
	całkowity wkład $\langle Q^3 \cos(3\delta) \rangle =$	-0.50 0.42(6)	-0.78 0.65	-0.32 0.27

Tabela 9.5: Elementy macierzowe przejść E2 w jądrze ^{100}Mo . Wyznaczone w tej pracy elementy macierzowe (druga kolumna) zestawione zostały z przewidywaniami modelu kolektywnego z uogólnionym hamiltonianem Bohra [Pró10a].

$I_i \rightarrow I_f$	przejściowe elementy macierzowe $\langle I_f E2 I_i \rangle$ [eb]		
	eksperyment	model GBH [Pró10a]	
		SIII	SLy4
$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.68^{+0.01}_{-0.01}$	0.77	0.64
$0_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.103^{+0.002}_{-0.001}$	0.103	-0.03
$0_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$-0.016^{+0.003}_{-0.003}$	0.05	0.01
$2_1^+ \rightarrow 0_2^+$	$0.513^{+0.009}_{-0.004}$	0.37	0.34
$2_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.94^{+0.02}_{-0.02}$	0.84	0.86
$2_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$1.33^{+0.03}_{-0.02}$	1.37	1.16
$2_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$-0.070^{+0.007}_{-0.006}$	0.006	0.04
$2_1^+ \rightarrow 4_2^+$	$0.063^{+0.025}_{-0.012}$	0.108	0.034
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$-0.32^{+0.03}_{-0.02}$	-0.41	-0.20
$0_2^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.506^{+0.008}_{-0.006}$	0.76	0.64
$2_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$0.77^{+0.13}_{-0.10}$	-0.23	-0.19
$2_2^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.40^{+0.15}_{-0.13}$	0.44	0.37
$2_2^+ \rightarrow 4_2^+$	$1.02^{+0.04}_{-0.03}$	1.06	0.99
$4_1^+ \rightarrow 2_3^+$	$0.83^{+0.07}_{-0.04}$	0.54	0.49
$4_1^+ \rightarrow 4_2^+$	$0.99^{+0.05}_{-0.05}$	0.85	0.93
$4_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$1.83^{+0.06}_{-0.06}$	1.92	1.65
	diagonalne elementy macierzowe $\langle I_i E2 I_i \rangle$ [eb]		
	eksperyment	model GBH [Pró10a]	
		SIII	SLy4
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$-0.33^{+0.10}_{-0.10}$	-0.61	-0.04
$2_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$1.20^{+0.10}_{-0.08}$	0.40	-0.08
$2_3^+ \rightarrow 2_3^+$	$-0.24^{+0.12}_{-0.07}$	-0.42	-0.26
$4_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$-0.35^{+0.18}_{-0.18}$	-0.96	-0.25

Podsumowanie

Intensywne badania ewolucji kształtu w parzysto-parzystych izotopach molibdenu, prowadzone w ostatnich latach w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego, wykazały istnienie zjawiska koegzystencji kształtu w jądrach [Zie05]. Niniejsza praca stanowiła rozwinięcie tego projektu w odniesieniu do jądra ^{100}Mo .

Jądro ^{100}Mo jest najcięższym stabilnym parzysto-parzystym izotopem molibdenu. Istniejące dotychczas dane doświadczalne były niewystarczające do zrozumienia nietypowej struktury elektromagnetycznej jądra ^{100}Mo , na którą wpływają zarówno ruchy jednocząstkowe jak i ruchy kolektywne nukleonów. Zaobserwowane we wcześniejszych pomiarach duże wartości natężenia przejścia E0 w ^{100}Mo tłumaczone są dużym stopniem zmieszania funkcji falowych dwóch współistniejących stanów 0^+ [Hey88]. Do tej pory nie istniały żadne dane dotyczące wielkości oraz typu deformacji jądra ^{100}Mo w szczególności w stanie wzbudzonym 0_2^+ .

Przedstawione w niniejszej pracy badania pozwoliły na znaczące poszerzenie dostępnej wiedzy o strukturze ^{100}Mo . Wyznaczony został duży zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść E1, M1, E2, oraz E3. Unikalnym rezultatem pracy jest określenie względnych znaków wyznaczonych elementów macierzowych oraz momentów kwadrupolowych populowanych w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego stanów 2^+ . Tylko dzięki uzyskaniu takich informacji możliwe było wyznaczenie parametrów deformacji kwadrupolowej dla stanów podstawowego i wzbudzonego 0^+ w jądrze ^{100}Mo . Parametry deformacji określone zostały w sposób niezależny od modeli struktury jądra atomowego poprzez zastosowanie metody kwadrupolowych reguł sum. Całkowita deformacja obu stanów 0^+ w jądrze ^{100}Mo jest zdecydowanie większa aniżeli w sąsiednich izotopach $^{96,98}\text{Mo}$, przy czym jądro ^{100}Mo w stanie podstawowym jest nieco mniej zdeformowane niż w stanie wzbudzonym 0^+ . Parametr opisujący odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego przybiera różne wartości dla tych stanów. Zaobserwowano współistnienie trójosiowego stanu podstawowego z osiowosymetrycznym, wydłużonym stanem wzbudzonym.

Wykazano, iż o ile do opisu całkowitej deformacji jądra ^{100}Mo w stanie podstawowo-

wym 0^+ wystarczy znajomość elementu przejściowego $\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$, o tyle wnioskowanie o całkowitej deformacji stanu wzbudzonego 0_2^+ wymaga dodatkowych informacji o wielkości sprzężenia tego stanu ze wszystkimi obserwowanymi w eksperymencie stanami wzbudzonymi 2^+ . Co więcej pokazano, iż do wyznaczenia parametru opisującego trójosiowość jądra ^{100}Mo w stanie podstawowym nie wystarczy tylko znajomość elementu diagonalnego stanu 2_1^+ (momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+). Należy także uwzględnić wpływ elementów $\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$, $\langle 2_1^+ \| E2 \| 2_2^+ \rangle$ oraz $\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_2^+ \rangle$. Z kolei do określenia parametru trójosiowości w stanie wzbudzonym 0_2^+ istotnym okazał się także diagonalny element macierzowy stanu 2_2^+ oraz wszystkie elementy macierzowe łączące stan 0_2^+ ze stanami 2_1^+ , 2_2^+ oraz 2_3^+ .

Struktura poziomów jądra ^{100}Mo , a w szczególności nietypowo niska energia stanu 0_2^+ , bliska energii stanu 2_1^+ , wciąż sprawia trudności w opisie teoretycznym. Przewidywania modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra nie odtwarzają w zadowalający sposób położenia stanu 0_2^+ i pasma na nim opartego. Być może związane jest to z nieuwzględnieniem w rachunkach oddziaływania *pairing* pomiędzy protonami a neutronami, które zgodnie z przewidywaniami modelu bozonowego [Zaj03], [Zaj04], może w sposób istotny wpływać na energię stanów wzbudzonych 0^+ .

Obliczenia wykonane w oparciu o uogólniony hamiltonian Bohra (GBH), dotyczące własności kolektywnych jądra ^{100}Mo , przeprowadzone zostały przy użyciu dwóch parametryzacji oddziaływań nukleon-nukleon opisanych przez siły Skyrme'a typu SIII i SLy4. Parametry deformacji kwadrupolowej — niezmienniki rotacyjne — zostały lepiej odtworzone przez model GBH przy zastosowaniu sił typu SLy4 niż SIII. Uzyskane wyniki dotyczące parametrów kształtu stanowią potwierdzenie wniosku z pracy [Pró10a], że eksperymentalnie wyznaczone kolektywne własności jąder atomowych mogą być dodatkowym kryterium przy wyborze optymalnej parametryzacji oddziaływań nukleon-nukleon używanych w obliczeniach modelowych.

Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo przeprowadzony został przy użyciu wiązki jonów ^{32}S dostarczonej przez warszawski cyklotron Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW. Istotnym wkładem eksperymenatnym autorki pracy było uruchomienie nowego układu doświadczalnego: połączenie nowej komory rozproszeń (zwanej komorą monachijską), zawierającej 44 detektory krzemowe (diody PiN), z układem 12 detektorów germanowych OSIRIS II. Przedstawione w niniejszej pracy rozwiązania, które doprowadziły do integracji tych dwóch systemów detekcyjnych oraz przystosowania ich do rejestracji danych z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich, są obecnie wykorzystywane w ŚLCJ UW do prowadzenia dalszych badań z zastosowaniem tej techniki pomiarowej przy użyciu nowego, większego (w porównaniu do układu OSIRIS II) spektrometru EAGLE [Eag] (marzec 2010 — eksperyment wzbudzenia kulombowskiego ^{94}Zr , lipiec 2010 — eksperyment wzbudzenia kulombowskiego ^{104}Pd).

Zaprezentowana w pracy metoda badawcza oraz sposób analizy danych może posłużyć do interpretacji innych przypadków, w których również możliwe jest występowanie zjawiska koegzystencji kształtu. Szczególnie interesującym byłoby zbadanie parametrów deformacji pierwszego niestabilnego, parzysto-parzystego izotopu molibdenu – ^{102}Mo . Znana z pomiarów czasu życia deformacja stanu podstawowego tego izotopu jest duża i wynosi $\beta_2 = 0.28(1)$ [Lia91]. Dodatkowo w rejonie $N = 60$ ($A \sim 100$) zaobserwowano bardzo duże wartości natężeń $\rho^2(E0)$, co tłumaczone jest dużą różnicą pomiędzy kształtem jakie przybiera jądro atomowe w swych nisko leżących stanach 0^+ sprzęgniętych poprzez silne przejście $E0$. Przewiduje się, iż stan wzbudzony 0^+ w ^{102}Mo ma kształt bliski sferycznemu. Nie istnieją jednak dane, które mogłyby to potwierdzić. Dane dotyczące kształtu jądra ^{102}Mo w nisko leżących stanach 0^+ mogłyby pomóc w zrozumieniu mechanizmu występowania silnych natężeń przejść między tymi stanami.

Wykorzystanie opisanej w tej pracy metodyki doświadczalnej do zbadania parametrów kształtu izotopu ^{102}Mo w stanach 0^+ wymagałoby przeprowadzenia eksperymentu z wiązką ^{102}Mo wzbudzaną kulombowsko, na przykład, na tarczy ^{208}Pb (siła wzbudzenia kulombowskiego zależy m.in. od liczby protonów partnerów reakcji). W akceleratorze wiązek wtórnych, znajdującym się w laboratorium GSI w Darmstadt w Niemczech, możliwe jest obecnie uzyskanie odpowiedniej intensywności wiązki ^{102}Mo , w wyniku reakcji rozszczepienia wiązki ^{238}U o wysokiej energii rzędu 750 MeV/u padającej na tarczę pierwotną ^{208}Pb lub ^9Be . Jony ^{102}Mo , będące jednym z produktów rozszczepienia, wyprowadzane są w postaci wiązki wtórnej o energii rzędu 300 MeV/u. Dla potrzeb eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego nisko leżących stanów jądrowych w jądrze ^{102}Mo , energia wiązki wtórnej tego izotopu musiałaby być zdecydowanie niższa — nie większa niż 5 MeV/u. Obecnie w laboratorium GSI prowadzony jest projekt badawczy mający na celu opracowanie technologii spowalniania trudno dostępnych wiązek egzotycznych (*slowed down beams at GSI* [Bou08], [Naq10]). W ramach tego projektu przeprowadzono niedawno (październik 2008) pierwszym testowy eksperyment, w którym udało się spowolnić egzotyczną wiązkę ^{64}Ni , o energii początkowej 250 MeV/u, do energii 5-10 MeV/u. Intensywność spowolnionej wiązki ^{64}Ni wynosiła 10^6 cząstek na sekundę. Uzyskane w tych pomiarach wyniki dają nadzieję, iż w najbliższych latach możliwe będzie wykorzystanie opracowywanej w GSI technologii spowalniania wiązek egzotycznych i przeprowadzenie eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{102}Mo .

Warto podkreślić, iż znajomość parametrów deformacji jąder atomowych, a w szczególności ich trójosiowości nie tylko w stanie podstawowym, ale także wzbudzonym, jest niezbędna do prawidłowego zrozumienia oraz opisu własności tych jąder przez istniejące modele struktury jądra atomowego [Rod10]. Informacje o odstępstwie kształtu

jądra od symetrii osiowej, dostarczone przez niniejszą pracę, są unikalne w obszarze jąder przejściowych.

Wyznaczone w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich parametry deformacji kwadrupolowej jąder atomowych mają także istotny wpływ na prawdopodobieństwo podwójnego rozpadu β . Jednym z nielicznych przypadków, dla których proces taki został potwierdzony eksperymentalnie, jest rozpad $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ [Hor06]. Precyzyjny opis prawdopodobieństwa podwójnego rozpadu β oraz prawidłowa interpretacja wyników uzyskiwanych w tego typu eksperymentach, wymaga znajomości struktury początkowych i końcowych stanów jądrowych biorących udział w rozpadzie — parametrów deformacji opisujących nie tylko miarę odstępstwa od kształtu sferycznego, ale także trójosiowość jąder ^{100}Mo i ^{100}Ru m.in. w stanie podstawowym 0^+ .

Dodatek A

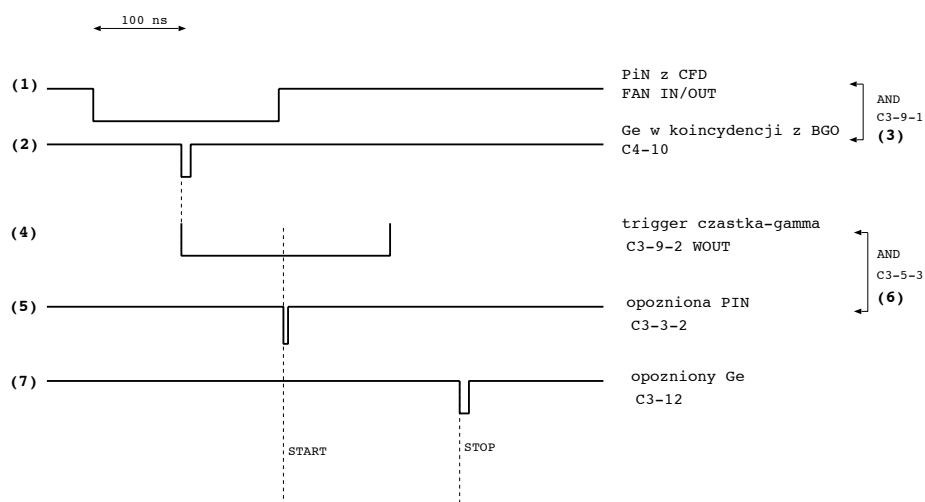
Pomiar czasu koincydencji cząstka - γ

Elektronika układu OSIRIS-II, dedykowanego do pomiarów koincydencji $\gamma - \gamma$ oraz ich krotności, pierwotnie została zaprojektowana tak, by mierzyć czas rejestrowanego zdarzenia względem wiązki [Mie05]. Wykorzystanie w eksperymencie wzbudzeń kulombowskich spektrometru OSIRIS-II w konfiguracji z komorą rozprożeń wymagało w szczególności zmiany pomiaru zależności czasowych. Układ został zmodyfikowany tak, by mierzyć czas rejestracji promieniowania γ względem czasu detekcji rozproszonego jonu wiązki ^{32}S . Umożliwiło to wyselekcjonowanie zdarzeń związanych ze wzbudzeniem kulombowskim.

Rysunek A.5 przedstawia schemat elektroniki dwóch współdziałających układów detekcyjnych: spektrometru OSIRIS-II i układu detektorów cząstek. Kolorem fioletowym oznaczono tę część elektroniki, która związana jest z obsługą sygnałów pochodzących z detektorów cząstek naładowanych (diod PiN). Kolorem zielonym oznaczone są połączenia związane z uruchomieniem odpowiednich bloków elektroniki przez sygnał *triggera* cząstka - γ . Kolorem czerwonym oznaczono połączenia związane z resetem układu (patrz też rozdział 3.3).

Rysunek A.1 ilustruje, w jaki sposób mierzony jest czas koincydencji cząstka- γ . Z sumy logicznej sygnałów z dyskryminatorów detektorów cząstek (oznaczone na rysunkach A.1 – A.5 numerem (1)) generowana jest bramka o długości 200 ns. Jeśli w czasie trwania tej bramki pojawi się sygnał w postaci wąskiej bramki (10 ns) pochodzący od detektora germanowego, który zadziałał w antykoincydencji z osłoną antykomptonowską (oznaczone jako C4-10 na rysunkach A.1 – A.5), wówczas generowana jest bramka o długości 225 ns, tzw. *trigger* cząstka - γ (3). Sygnał *triggera* wyzwala jest przez zbocze bramki „germanowej”. Stwierdzenie koincydencji czasowej

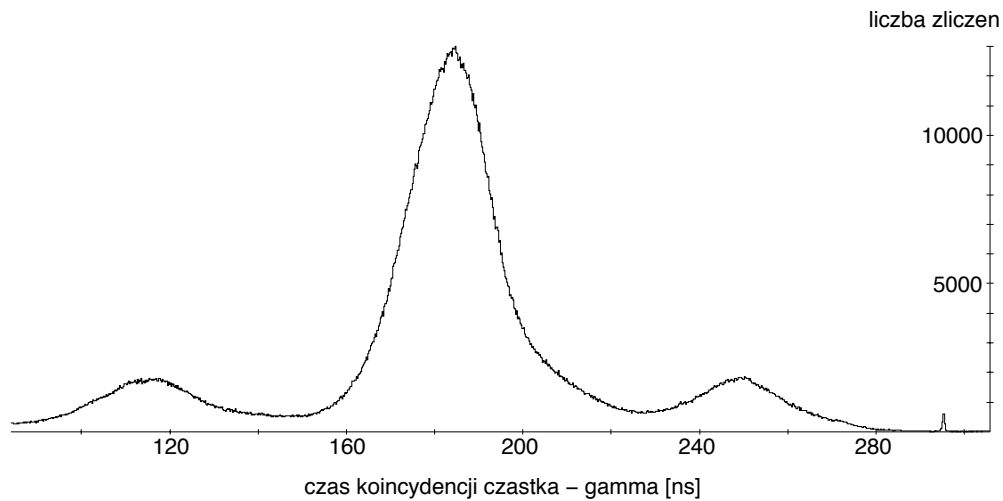
bramki triggera cząstka - γ (C3-9-2, (4)) z wąską bramką „cząstkową” (C3-3-2, (5)), będącą skróconym i opóźnionym sygnałem sumy logicznej bramek z dyskryminatorów detektorów krzemowych, powoduje uruchomienie pomiaru czasu rejestrowanego promieniowania γ względem rozproszonego jonu wiązki ^{32}S . Pomiar kończy pojawienie się odpowiednio opóźnionej bramki „germanowej” (C3-12, (7)).



Rysunek A.1: Schemat pomiaru czasu koincydencji cząstka - γ . Czas rejestracji kwantu γ mierzony jest względem czasu detekcji rozproszonego kulombowsko jonu wiązki ^{32}S . Dokładny opis poszczególnych sygnałów znajduje się w tekście. Numery poszczególnych sygnałów odpowiadają numerom zaznaczonym na rysunku A.5.

Obserwowana w widmie czasu struktura (rysunek A.2) związana jest z momentem pojawienia się w bramce „cząstkowej” (1) sygnału z detektora germanowego (2). Rysunek A.3 tłumaczy, w jaki sposób pojawiają się w widmie dwa poboczne maksima, odległe od centralnego maksimum o 60 – 70 ns (odległość pomiędzy kolejnymi pulsami wiązki z cyklotronu). Kolorem czarnym zilustrowano, w jaki sposób powstaje środkowy pik czasowy odpowiadający prawdziwej koincydencji cząstka - γ (koincydencja cząstki i kwantu γ z tego samego pulsu wiązki). Kolorem niebieskim i czerwonym zilustrowano, w jaki sposób powstają maksima boczne, odpowiednio lewe i prawe, związane z rejestracją zdarzeń przypadkowych, nieskorelowanych ze sobą – koincydencji cząstki i kwantu γ pochodzących z dwóch różnych pulsów wiązki.

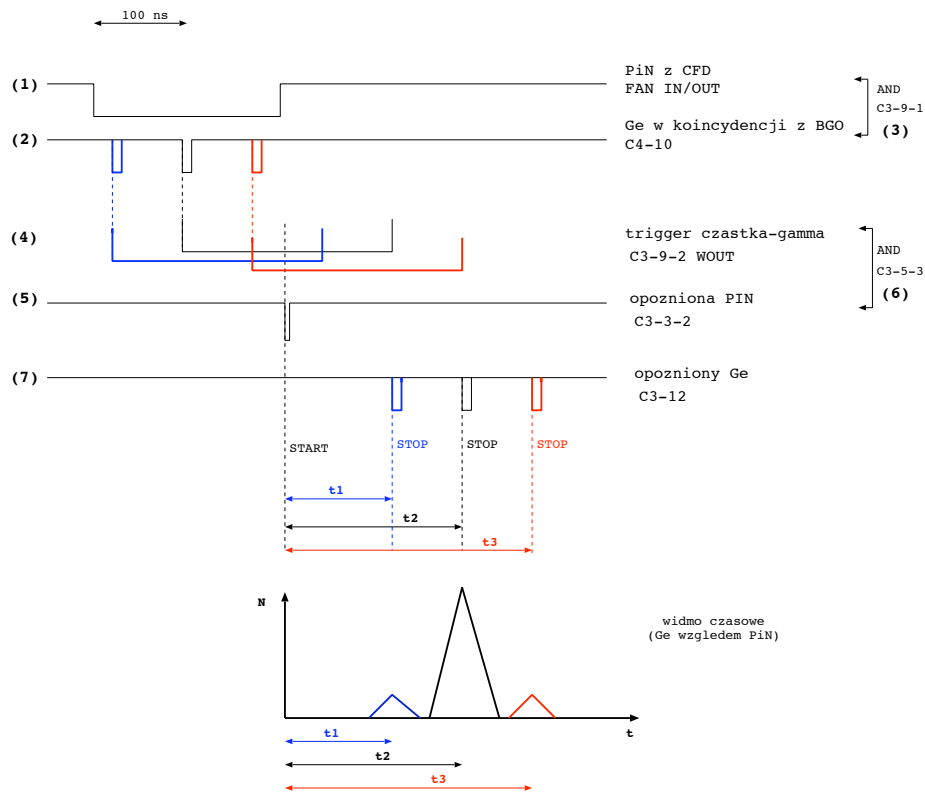
W czasie trwania bramki „cząstkowej” (1) sygnał z detektora germanowego, powstały w wyniku rejestracji kwantu γ z poprzedniego pulsu wiązki, może pojawić się na początku tejże bramki. Wówczas bramka triggera zostanie wygenerowana wcze-



Rysunek A.2: Przykładowe widmo czasu koincydencji cząstka - γ zebrane w eksperymencie $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$. Po prawej stronie, w okolicach 300 ns widoczny jest wąski pik samokoincydencji.

śniej (w stosunku do bramki triggera wywołanego sygnałem „germanowym” związanym z rejestracją kwantu γ wyemitowanego w wyniku procesu wzbudzenia kulombowskiego z udziałem tego samego jonu wiązki, który wygenerował bramkę „cząstkową”). Uruchomienie pomiaru czasu jest niezależne od momentu pojawienia się sygnału z detektora germanowego (a zatem też od momentu pojawienia się bramki triggera), a wiąże się z wystąpieniem wąskiej opóźnionej bramki „cząstkowej” (5). Zakończenie pomiaru czasu następuje w chwili pojawienia się opóźnionej bramki „germanowej”. Opóźnienie tej bramki jest stałe i wynosi 300 ns, a zatem jeśli zarejestrowany sygnał z detektora germanowego (2) będzie pochodził z wcześniejszego pulsu wiązki niż zarejestrowana cząstka, opóźniona bramka „germanowa” (7) kończąca pomiar czasu koincydencji także pojawi się wcześniej. Detekcji takich zdarzeń odpowiada maksimum umiejscowione po lewej stronie widma czasowego i odległe o 60 – 70 ns od maksimum centralnego.

Może też wystąpić taka sytuacja, iż sygnał z detektora germanowego (2), związany z rejestracją kwantu γ pochodzącego z następnego pulsu wiązki, pojawi się na końcu trwania szerokiej bramki „cząstkowej” (1). Koincydencja tych dwóch sygnałów spowoduje późniejsze wygenerowanie szerokiej bramki triggera cząstka - γ . Jednakże w tym przypadku znowu o uruchomieniu pomiaru czasu decyduje pojawienie się wąskiej opóźnionej bramki „cząstkowej” (5) w trakcie trwania bramki triggera cząstka - γ .

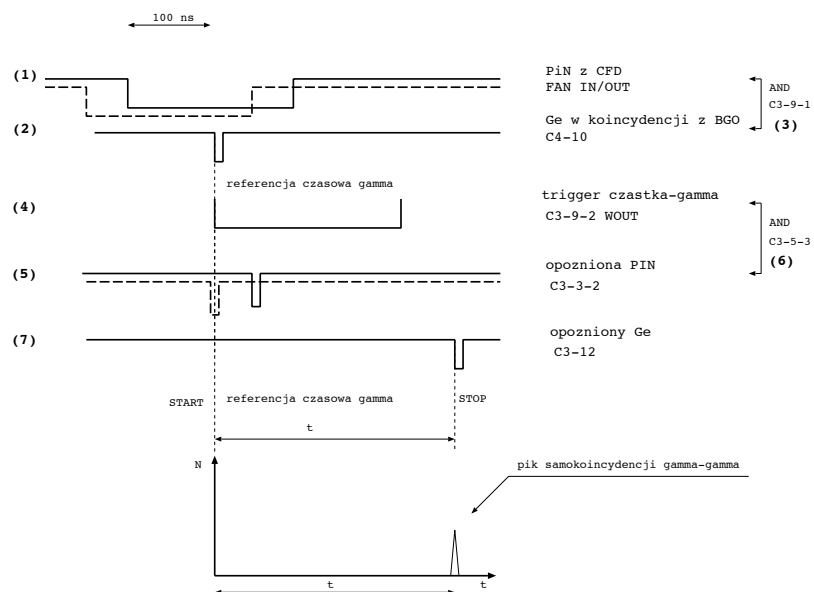


Rysunek A.3: Schemat powstawania pików przypadkowej koincydencji w widmie czasowym. Kolorem niebieskim i czerwonym zilustrowano jak powstają widoczne w widmie czasowym maksima boczne - odpowiednio lewe i prawe. Dokładny opis poszczególnych sygnałów znajduje się w tekście.

Pomiar czasu kończy się z chwilą przyjścia opóźnionej bramki „germanowej”. Przyjście sygnału z detektora germanowego na końcu trwania bramki „cząstkowej” (1), powoduje jednocześnie późniejsze nadejście tej samej, ale opóźnionej o 300 ns bramki „germanowej” (7) kończącej pomiar czasu koincydencji zdarzeń nieskorelowanych ze sobą: zarejestrowany rozproszony jon i kwant γ pochodzący z następnego pulsu wiązki. Detekcji takich zdarzeń odpowiada maksimum umiejscowione po prawej stronie widma czasowego.

W zebranim widmie czasu koincydencji cząstka - γ obserwowany jest także po prawej stronie wąski pik samokoincydencji γ - γ . Pik ten generowany jest przez rejestrację takich zdarzeń, dla których zarówno uruchomienie pomiaru czasu, jak i jego

zakończenie wyzwalane jest przez sygnał pochodzący z detektora germanowego. Na rysunku A.4 pokazane zostało, w jaki sposób powstaje prawidłowy trigger (linie ciągłe) oraz w jakich sytuacjach pojawia się sygnał nieprawidłowy (linie przerywane), którego wynikiem jest powstanie pik samokoincydencji w widmie czasowym. Szeroka bramka „cząstkowa” (1), oznaczona na rysunku A.4 linią przerywaną, została wygenerowana na tyle wcześniej, że uformowana z niej, skrócona i odpowiednio opóźniona bramka uruchamiająca pomiar czasu (5) przyszła zaraz przed wystąpieniem bramki triggera cząstka- γ (4). Przodujące zbocze bramki triggera (4) pojawia się w trakcie trwania wąskiej bramki „cząstkowej” (5). Koincydencja (6) tych dwóch bramek powoduje uruchomienie pomiaru czasu mierzonego względem rejestracji promieniowania γ . Pomiar czasu kończy przybycie opóźnionej bramki „germanowej” (7) Liczba rejestrowanych zdarzeń tego typu jest niewielka (stanowią one około 0.1% zdarzeń pochodzących z koincydencji cząstka - γ), bowiem prawdopodobieństwo pojawienia się sygnału triggera w trakcie trwania wąskiej (10 ns) bramki „cząstkowej” (5) jest bardzo małe. Potwierdza to obserwowana na widmie po prawej stronie wielkość pik samokoincydencji w stosunku do pozostałej części widma związanej z koincydencjami cząstka - γ . Niewłaściwe ustawienie szerokości bramek (1) i (4) mogłoby doprowadzić do sytuacji, w której rejestrowanoby promieniowanie γ związane głównie z samokoincydencją.



Rysunek A.4: Schemat powstawania pik samokoincydencji w widmie czasowym (linie przerywane).

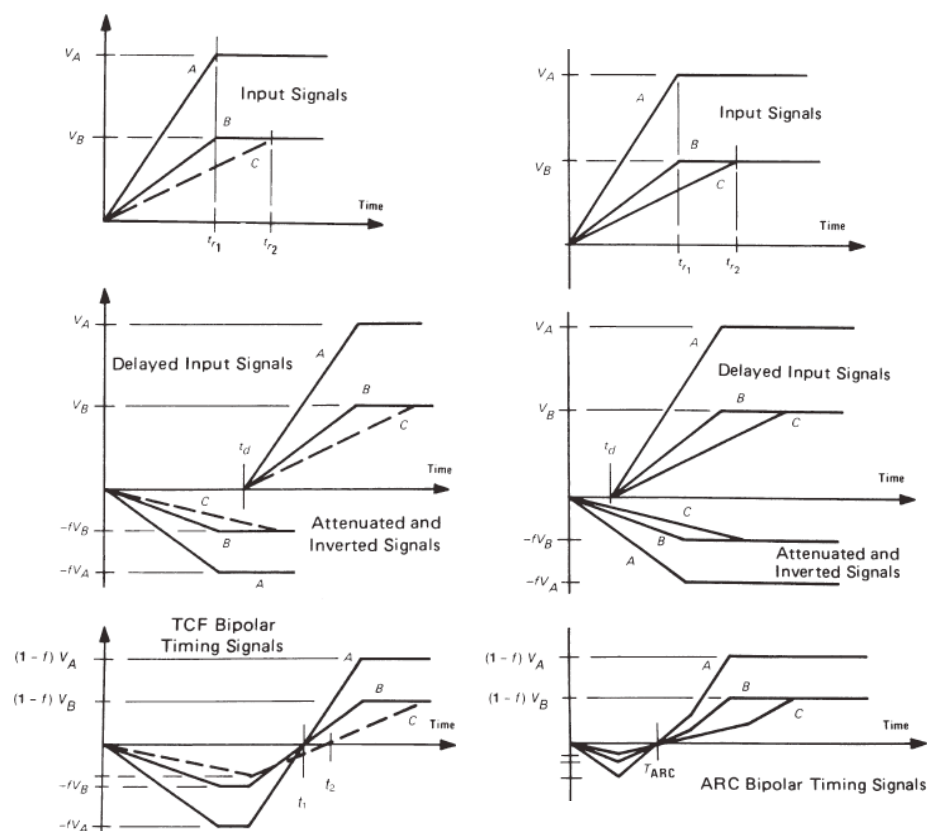
A.1 Czasowa zdolność rozdzielcza detektorów germanowych

Czasowa zdolność rozdzielcza detektorów germanowych wynika głównie z różnic w czasie zbierania ładunku w kryształach germanu. W ogólności im większa jest objętość detektora HPGe, tym większe są różnice w kształcie impulsu, który podawany jest jako sygnał wejściowy do dyskryminatora. Dyskryminator to najprostszy przetwornik sygnału analogowego na cyfrowy – generuje sygnał cyfrowy o zadanej szerokości, ilekroć amplituda sygnału analogowego przekroczy pewien zadany poziom (próg wyzwalań). Dyskryminatory stosowane są nie tylko w celu odcięcia słabych impulsów (tzw. szumów), ale także dostarczają informacji o czasie nadejścia impulsu. Tym samym istotnym parametrem dyskryminatora jest jego rozdzielczość czasowa, czyli minimalna odległość między impulsami wejściowymi, dla której wygenerowane będą dwa osobne impulsy na wyjściu. Informacja czasowa o nadejściu impulsu może być znacznie zaburzona poprzez wystąpienie tzw. zjawiska „wędrówki w czasie” impulsu wyjściowego (z ang. *walk effect*) związanego z różnymi amplitudami impulsu wejściowego. W celu wyeliminowania tego zjawiska w eksperymencie $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ użyto dyskryminatorów CFD (*Constant Fraction Discriminator*), dla których wyzwalać następuje w momencie, gdy sygnał osiągnie ustalony procent swej amplitudy początkowej (zazwyczaj jest to około 20%). W praktyce jest to realizowane w ten sposób, że sygnał wejściowy jest rozdzielany na dwa tory – w jednym z nich jest osłabiany (o czynnik f), w drugim zaś odwrócony i opóźniony. Suma tych dwóch sygnałów daje w efekcie na wyjściu sygnał z przedwzmacniacza przesunięty w czasie w stosunku do sygnału wejściowego o wartość zadane opóźnienia (rysunek A.5). Związek pomiędzy czasem narastania sygnału (t_r), a jego opóźnieniem (t_d) jest następujący:

$$t_d = t_r \cdot (1 - f) \quad (\text{A.1})$$

Opisana powyżej technika (tzw. technika CF, z ang. *Constant Fraction*), wykorzystana w dyskryminatorach CFD, minimalizuje efekty związane ze zmiennością amplitud sygnałów wejściowych, ale działa prawidłowo tylko pod warunkiem, że czas narastania impulsów jest stały i niezależny od amplitudy. Takie założenie nie zawsze jest prawdziwe (co obrazuje sygnał C na rysunku A.5), szczególnie w przypadku detektorów germanowych o wysokiej wydajności. Czas narastania sygnału ze wzmacniaczy szybkich detektorów germanowych, użytych w eksperymencie opisanym w niniejszej pracy, wynosił od 60 do 200 ns w zależności od amplitudy tego sygnału. W celu zminimalizowania efektów związanych z różnym czasem narastania sygnału wejściowego stosuje się opóźnienie inne, niż zadane wzorem A.1. Opóźnienie to jest mniejsze od

najkrótszego obserwowanego czasu narastania danego sygnału i w przypadku detektorów germanowych najlepiej określić je eksperymentalnie. Jest to tzw. technika czasowej kompensacji zmian amplitudy oraz czasu narastania sygnału wejściowego (ARC, z ang. *Amplitude and Rise-Time Compensated Timing*). Poniższe rysunki przedstawiają generowanie impulsu wyjściowego z dyskryminatora z wykorzystaniem technik CF oraz ARC.



Rysunek A.5: *Rysunek po lewej stronie:* generowanie sygnału wyjściowego przy użyciu techniki CF. Informacja o czasie przyjscia sygnału jest rozmyta ze względu na różny czas narastania sygnałów A, B, C. *Rysunek po prawej stronie:* generowanie sygnału wyjściowego przy użyciu techniki ARC. Czas przyjscia sygnałów A, B, C jest jednoznacznie określony. Rysunki pochodzą z instrukcji obsługi dyskryminatorów firmy ORTEC *Fast-Timing Discriminator Introduction*.

Dodatek B

Grubości warstw utlenionego molibdenu w tarczy ^{100}Mo

W tabeli B.1 zestawiono grubości dwudziestu warstw utlenionego molibdenu, za pomocą których odtworzony został kształt zbocza widma energetycznego jonów ^4He rozproszonych na tarczy ^{100}Mo (opis w rozdziale 5.3). W każdej z warstw była założona różna koncentracja atomów ^{16}O w stosunku do atomów ^{100}Mo . Prezentowane w tabeli różne grubości poszczególnych warstw były dopasowywane tak, by jak najlepiej odtworzyć profil widma eksperymentalnego przedstawionego na rysunku 5.4.

Tabela B.1: Grubość warstw utlenionego molibdenu, za pomocą których odtworzony został kształt zbocza widma energetycznego jonów ^4He rozproszonych na tarczy ^{100}Mo (rysunek 5.4 w rozdziale 5.3 pracy). Warstwa nr 1 oznacza warstwę najbardziej zewnętrzną, w której koncentracja atomów ^{16}O w stosunku do atomów ^{100}Mo jest największa.

numer warstwy	koncentracja atomów molibdenu [%]	koncentracja atomów tlenu [%]	grubość warstwy [mg/cm^2]
1	25.0	75.0	0.0138
2	28.75	71.25	0.0006
3	32.5	67.5	0.0012
4	36.25	63.75	0.0018
5	40.0	60.0	0.0018
6	43.75	56.25	0.0018
7	47.5	52.5	0.0025
8	51.25	48.75	0.0031
9	55.0	45.0	0.0031
10	58.75	41.25	0.0031
11	62.5	37.5	0.0043
12	66.25	33.75	0.0049
13	70.0	30.0	0.0055
14	73.75	26.25	0.0061
15	77.5	22.5	0.0123
16	81.25	18.75	0.0307
17	85.0	15.0	0.0307
18	88.75	11.25	0.0307
19	92.5	7.5	0.0307
20	96.25	3.75	0.0307

Dodatek C

Wyniki analizy widm koincydencyjnych γ - γ

W tabelach C.1 i C.2 przedstawiono pełną listę linii γ niezwiązanych ze wzbudzeniem kulombowskim jądra ^{100}Mo , a zaobserwowanych w widmie zebranych bez narzuconego warunku koincydencji czasowej rozproszony jon wiązki - kwant γ . Linie pochodzą z deekscytacji stanów jądrowych produktów reakcji: $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ oraz $^{32}\text{S} + ^{16}\text{O}$. Część jąder końcowych może być produkowana w obu reakcjach (tabela C.2), a część tylko w jednej z nich (tabela C.1). Identyfikacja przejść γ przeprowadzona została w oparciu o analizę widm koincydencyjnych γ - γ [Had08].

Tabela C.1: Izotopy produkowane w reakcji $^{32}\text{S} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{48}\text{Cr}^*$ lub $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{44}\text{Ti}^*$ wraz z zidentyfikowanymi przejściami γ .

reakcja	kanał reakcji	zaobserwowane przejście γ	energia zaobserwowanego przejścia γ [keV]
$^{32}\text{S} + ^{16}\text{O}$	^{46}Ti	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	889.3
		$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1120.5
		$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1289.1
		$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	1597.9
		$4^- \rightarrow 3^-$	382.9
	^{45}Ti	$3/2^+ \rightarrow 3/2^-$	293.0
	^{46}V	$3^+ \rightarrow 0^+$	801.0
$^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$	^{39}K	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	783.4
		$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	1130.0
		$11/2^- \rightarrow 9/2^-$	346.7
		$13/2^- \rightarrow 11/2^-$	1774.0
		$15/2^+ \rightarrow 13/2^-$	756.8
		$11/2^- \rightarrow 11/2_2^-$	1409.8
		$15/2^- \rightarrow 11/2_2^-$	1787.6
		$19/2^+ \rightarrow 15/2^-$	886.6
	^{36}Ar	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1970.4
		$5^- \rightarrow 3^-$	992.8

Tabela C.2: Izotopy produkowane zarówno w reakcji $^{32}\text{S} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{48}\text{Cr}^*$, jak i $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{44}\text{Ti}^*$, wraz z zidentyfikowanymi przejściami γ .

reakcja	kanał reakcji	zaobserwowane przejście γ	energia zaobserwowanego przejścia γ [keV]
$^{32}\text{S} + ^{16}\text{O}$ i $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$	^{42}Ca	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1524.6
		$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1227.6
		$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	437.1
		$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	899.4
		$3^- \rightarrow 2_1^+$	1922.2
		$3^- \rightarrow 2_2^+$	1022.8
		$5^- \rightarrow 4_1^+$	1347.2
		$5^- \rightarrow 6_1^+$	910.3
		$7^- \rightarrow 5^-$	1644.6
		$9^- \rightarrow 7^-$	809.7
		$9^- \rightarrow 8^-$	145.0
		$8^- \rightarrow 6^-$	917.8
		$8^- \rightarrow 7_2^-$	263.8
		$10^- \rightarrow 9^-$	814.6
	$11^- \rightarrow 10^-$	382.2	
	^{43}Ti	$3/2^+ \rightarrow 7/2^-$	313.0
	^{42}Sc	$1^+ \rightarrow 0^+$	611.0
		$3^+ \rightarrow 1^+$	879.4
		$2^+ \rightarrow 1^+$	975.2
	^{43}Sc	$3/2^+ \rightarrow 7/2^-$	151.4
		$7/2^- \rightarrow 11/2^-$	1830.0
		$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	1157.5
		$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	136.0
		$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$	1185.1
		$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	728.7
		$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	1051.8

Dodatek D

Liczby zliczeń zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{100}Mo

W tabeli D.1 zestawiono liczby zliczeń zarejestrowane w liniach odpowiadających przejściom γ w ^{100}Mo w eksperymencie opisanym w niniejszej pracy. Stanowiły one podstawę do wyznaczenia elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w tym jądrze. Zgodnie z opisem zawartym w rozdziale 6.3 pracy, podane w tabeli D.1 liczby zliczeń stanowią sumę zliczeń zmierzoną przez poszczególne detektory germanowe spektrometru OSIRIS-II w koincydencji z jonem wiązki rozproszonym w zakres kątów: 112° - 124° (w tabeli D.1 oznaczony jako θ_1), 127° - 131° (w tabeli D.1 oznaczony jako θ_2), 135° - 152° (w tabeli D.1 oznaczony jako θ_3).

Tabela D.1: Liczby zliczeń zarejestrowane w liniach odpowiadających przejściom γ w ^{100}Mo .

energia [keV]	$I_i \rightarrow I_f$	względne intensywności przejść γ ($\times 10^3$)		
		θ_1 112°-124°	θ_2 127°-131°	θ_3 135°-152°
536	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	504(25)	423(21)	530(26)
601	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	21.5(11)	17.3(89)	21.2(11)
711	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.435(37)	0.310(29)	0.371(34)
159	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	20.2(10)	19.5(10)	23.8(12)
768	$2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	0.50(5)	0.427(42)	0.665(58)
927	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.240(35)	0.27(3)	0.37(3)
528	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	11.5(13)	9.9(11)	12.8(13)
1064	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	3.16(18)	2.84(16)	4.0(2)
707	$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.31(3)	0.233(25)	0.379(34)
635	$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.184(35)	0.121(25)	0.233(38)
844	$3^- \rightarrow 2_2^+$	0.425(35)	0.29(3)	0.349(32)

Dodatek E

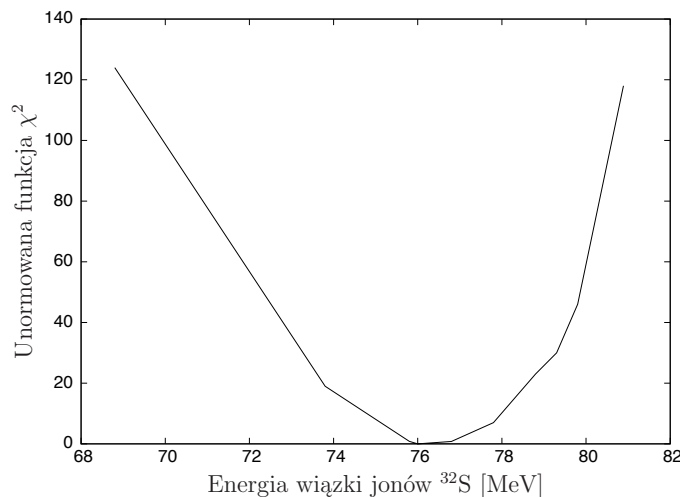
Wyznaczenie energii wiązki jonów ^{32}S

Podczas analizy danych z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich obserwowane eksperymentalnie intensywności przejść γ są porównywane z intensywnościami wyliczonymi dla zakresu kątów i energii odpowiadających warunkom pomiaru (opisane w rozdziale 7.1.3). Dobra znajomość energii wiązki jest niezbędna do prawidłowego odtworzenia populacji stanów jądrowych wzbudzanych w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich, a tym samym jednoznacznego wyznaczenia zestawu elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych opisujących proces wzbudzenia. W celu dokładnego określenia energii wiązki, użytej w eksperymencie $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$, przeprowadzono dodatkowy pomiar z tarczą ^{109}Ag . Analiza widm promieniowania γ , pochodzącego ze wzbudzonych kulombowsko jąder ^{109}Ag , pozwoliła na wyznaczenie energii wiązki jonów ^{32}S , która wyniosła 76 ± 1 MeV.

Wzbudzenie kulombowskie ^{109}Ag jest często stosowane do normalizacji rezultatów otrzymanych w eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego wiązek egzotycznych. Wybór takiej normalizacji dyktowany jest wysokim przekrojem czynnym na wzbudzenie dwóch pierwszych stanów wzbudzonych $\frac{3}{2}^-$ i $\frac{5}{2}^-$ w ^{109}Ag oraz dobrą znajomością struktury elektromagnetycznej jądra ^{109}Ag . Struktura elektromagnetyczna niskoleżących stanów wzbudzonych w jądrze ^{109}Ag , była badana już od lat siedemdziesiątych ubiegłego stulecia [Bla06]. Niedawno przeprowadzony w laboratorium GANIL eksperyment wzbudzenia kulombowskiego egzotycznej wiązki jonów ^{44}Ar na tarczy ^{109}Ag dostarczył danych, których analiza pozwoliła dodatkowo na znaczną poprawę dokładności wyznaczenia zestawu zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 sprzęgających wyższe poziomy energetyczne w jądrze ^{109}Ag populowane w procesie wielostopniowego wzbudzenia kulombowskiego [Zie09].

W eksperymencie $^{32}\text{S} + ^{109}\text{Ag}$ promieniowanie gamma pochodzące ze wzbudzonych kulombowsko jąder ^{109}Ag mierzone było w koincydencji z rozproszonymi jonami wiązki ^{32}S . Szczególnie istotna, z punktu widzenia dalszej analizy danych, była rejestracja linii γ o energii 675.5 keV związana z przejściem $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$. Populacja stanu $\frac{9}{2}^-$ w ^{109}Ag możliwa jest jedynie na drodze dwustopniowego wzbudzenia, które silnie zależy od energii padającego jonu pocisku: im wyższa energia, tym mniejszy parametr zderzenia, a co za tym idzie, tym dłuższy czas oddziaływania, w którym możliwy jest przekaz energii z jądra pocisku do jądra tarczy.

Dla znanego zestawu elementów macierzowych przejść E2 [Zie09], przy zadanej energii wiązki, wyliczono za pomocą programu GOSIA intensywność przejścia $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ (I_{cal}), a następnie porównano ją ze zmierzoną w doświadczeniu (I_{exp}). Wyliczana intensywność przejścia $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ normowana była do intensywności przejść: $\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-$ i $\frac{5}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-$ związanych ze wzbudzeniem jednostopniowym stanów $\frac{3}{2}^-$ i $\frac{5}{2}^-$ o energiach odpowiednio równych 311 keV i 415 keV. Wyniki przedstawione zostały na rysunku E.1. Najlepsze odtworzenie mierzonej w eksperymencie intensywności przejścia $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ uzyskano dla energii wiązki 76 MeV.



Rysunek E.1: Wykres przedstawia dopasowanie (wyrażone przez funkcję χ^2) intensywności wyliczanej I_{cal} i intensywności eksperymentalnej I_{exp} przejścia $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ w ^{109}Ag w funkcji energii wiązki jonów ^{32}S . Wyliczana intensywność przejścia $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ normowana była do jednostopniowego wzbudzenia stanów $\frac{3}{2}^-$ i $\frac{5}{2}^-$ w ^{109}Ag .

Niepewność energii wiązki oszacowano na 1 MeV, uwzględniając zarówno niepewność mierzonej intensywności przejścia $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$, jak i niepewności elementów macierzowych: $M(E2; \frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-)$, $M(E2; \frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-)$, $M(E2; \frac{5}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-)$.

Bibliografia

- [Ald75] K. Alder, A. Winther, *Electromagnetic Excitation. Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*, North-Holland, Amsterdam, 1975.
- [And72] H. R. Andrews, J. S. Geiger, R. L. Graham, S. H. Sie, D. Ward, *Bull. Am. Phys. Soc.* **17** (1972) 514.
- [Bar72] J. Barrette, M. Barrette, A. Boutard, R. Haroutunian, G. Lamoureux, S. Monaro, *Phys. Rev.* **C6** (1972) 1339.
- [Bei75] M. Beiner, H. Flocard, N. V. Giai, P. Quentin, *Nucl. Phys.* **A238** (1975) 29.
- [Ber84] A. M. van den Berg, R. Bijker, N. Blasi, M. Sambataro, R. H. Siemssen, W. A. Sterrenburg, *Nucl. Phys.* **A422** (1984) 61.
- [Bla06] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets* **107** (2006) 355.
- [Boe68] J. de Boer, J. Eichler, w: *Advances in Nuclear Physics*, Plenum, New York, 1968.
- [Boh75] H. Bohn, P. Kienle, D. Proetel, R. L. Hershberger, *Z. Physik* **A274** (1975) 327.
- [Boh84] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Struktura jądra atomowego. Deformacje jądrowe*, tom 2, PWN, Warszawa, 1984
- [Bou08] P. Boutachkov, M. Górska, N. A. Kondratjev, S. Pietri, F. Naqvi, J. Gerl, S. Weick, W. Prokopowicz, H. Schaffner, C. Nociforo, H. Geissel, I. Kojouharov, M. A. G. Alvarez, I. Mukha, K. Hadyńska, P. Napiorkowski, D. Piętak, *GSI Scientific Report* (2008) 236.
- [Bur75] S. J. Burger, G. Heymann, *Nucl. Phys.* **A243** (1975) 461.

- [Bre04] P. von Brentano, V. Werner, R. F. Casten, C. Scholl, E. A. McCuthan, R. Krücken, J. Jolie, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 152502-1.
- [Cha97] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, R. Schaeffer, *Nucl. Phys.* **A627** (1997) 710.
- [Cho03] J. Choiński, *Struktura elektromagnetyczna i dynamika wiązek Warszawskiego Cyklotronu U-200P*, praca doktorska, Warszawa, 2003.
- [Cli69] D. Cline, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **14** (1969) 726.
- [Cli86] D. Cline, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 683.
- [Czo83] T. Czosnyka, D. Cline, C. Y. Wu, *Coulomb excitation data analysis code GOSIA*, Rochester, NY 14627, USA, 1983.
- [Doo85] L. R. Doolittle, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.* **B9** (1985) 344.
- [Eag] Strona internetowa kolaboracji EAGLE,
<http://www.slacj.uw.edu.pl/pl/102.html>
- [Ell74] M. T. McEllistrem, J. D. Brandenberger, K. Sinram, G. P. Glasgow, K. C. Chung, *Phys. Rev.* **C9** (1974) 670.
- [Est87] R. J. Estep, R. K. Sheline, D. J. Decman, E. A. Henry, L. G. Mann, R. A. Meyer, W. Stoeff, L. E. Ussery, J. Kantele, *Phys. Rev. C* **35** (1987) 1485.
- [Fel86] L. C. Feldman, J. W. Mayer, *Fundamentals of surface and thin films analysis*, Elsevier Science Publishing Co., 1986.
- [Fly81] E. R. Flynn, F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, J. A. Cizewski, J. W. Sunier, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 2475.
- [Fra65] H. Frauenfelder, R. Steffen; w: K. Siegbahn, *Alpha-, Beta and Gamma Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam, 1965.
- [Fre87] E. Fretwurst, G. Lindstroem, K. F. von Reden, V. Riech, S. I. Vasiljev, P. P. Zarubin, O. M. Knyazkov, I. N. Kuchtina, *Nucl. Phys.* **A468** (1987) 247.
- [Gam] Strona internetowa konsorcjum GammaPool,
<http://gammapool.lnl.infn.it/>

- [Gav80] A. Gavron, *Phys. Rev.* **C21** (1980) 230.
- [Gos] Instrukcja użytkownika programu GOSIA,
<http://www.slcej.uw.edu.pl/pl/gosia/2008manual.pdf>
- [Had08] K. Hadyńska, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, J. Kownacki,
 P. J. Napiorkowski, J. Srebrny, K. Wrzosek-Lipska, M. Zielińska,
HIL Annual Report 2008, 27
<http://www.slcej.uw.edu.pl/pl/reports/HIL-Report08.pdf>
- [Had09] K. Hadyńska-Klęk, K. Wrzosek-Lipska, J. Iwanicki, M. Kisieliński,
 A. Kordyasz, M. Kowalczyk, J. Kownacki, S. Lalkowski,
 P. J. Napiorkowski, D. A. Pięta, J. Srebrny, M. Zielińska,
HIL Annual Report 2009, 39
<http://www.slcej.uw.edu.pl/pl/reports/HIL-Report09.pdf>
- [Hey88] K. Heyde, R. A. Meyer, *Phys. Rev.* **C37** (1988) 2170.
- [Hoo86] D. Hook, J. L. Durell, W. Gelletly, J. Lukasiak, W. R. Phillips, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **12** (1986) 1277.
- [Hor06] M. J. Hornish, L. De Braekeleer, A. S. Barabash, V. I. Umatov, *Phys. Rev.* **C74** (2006) 044314.
- [Iwa01] J. Iwanicki, *Badanie struktury elektromagnetycznej jąder atomowych metodą analizy wzbudzenia kulombowskiego*, praca doktorska, Warszawa, 2001.
- [Kaf76] N. Kaffrell, N. Trautmann, G. Herrmann, *Phys. Rev. C* **14** (1976) 211.
- [Kra72] K. Krane, *Nucl. Instr. Meth.* **98** (1972) 205.
- [Lal07] S. Lalkowski, S. Ilieva, A. Minkova, N. Minkov, T. Kutsarova,
 A. Lopez-Martens, A. Korichi, H. Huebel, A. Goergen, A. Jansen,
 G. Schoenwasser, B. Herskind, M. Bergstroem, Zs. Podolyak, *Phys. Rev.*
C75 (2007) 014314.
- [Lia91] M. Liang, H. Ohm, B. De Sutter, K. Sistemich, B. Fazekas, G. Molnar, *Z. Phys.* **A340** (1991) 223.
- [Mac90a] H. Mach, M. Moszyński, R. L. Gill, G. Molnar, F. K. Wohn,
 J. A. Winger, J. C. Hill, *Phys. Rev.* **C41** (1990) 350.

- [Mac90b] H. Mach, M. Moszyński, R. L. Gill, G. Molnar, F. K. Wohn, J. A. Winger, J. C. Hill, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 793.
- [Mat72] K. Matsuda, Y. Awaya, N. Nakanishi, S. Takeda, *J. Phys. Soc. Jap.* **33** (1972) 298.
- [Men87] G. Menzen, K. Sistemich, G. Lhersonneau, H. Gietz, *Z. Phys. A* **327** (1987) 119.
- [Mie05] J. Mierzejewski, *Działanie elektroniki układu OSIRIS II*
<http://www.slacj.uw.edu.pl/pl/39.html>
- [Mol83] G. Molnar, I. Diószegi, A. Veres, M. Sambataro, *Nucl. Phys.* **A403** (1983) 342.
- [Mor73] R. Moreh, A. Wolf, O. Shahal, J. Tenenbaum, A. Nof, *Nucl. Phys.* **A217** (1973) 477.
- [Mun85] S. J. Mundy, W. Gelletly, J. Lukasiak, W. R. Phillips, B. J. Varley, *Nucl. Phys.* **A441** (1985) 534.
- [Nap95] P. J. Napiorkowski, M. Wuerkner, J. Choiński, T. Czosnyka, A. Gollwitzer, J. Iwanicki, M. Loewe, M. Kisieliński, A. Kordyasz, M. Kowalczyk, J. Srebrny, J. de Boer, M. Kapusta, P. Olbratowski, B. Popielski, *Annual Report HIL 1995*, 28.
- [Naq77] I. M. Naqib, A. Christy, I. Hall, M. F. Nolan, D. J. Thomas, *J. Phys. G: Nucl. Phys* **Vol. 3, No. 4** (1977), 507.
- [Naq10] F. Naqvi, P. Boutachkov, M. Górska, J. Gerl, F. Farinon, K. Hadyńska, R. Janik, I. Kojouharov, N. A. Kondratyev, M. A. G. Alvarez, I. Mukha, P. Napiorkowski, C. Nociforo, D. Piętak, W. Prokopowicz, S. Pietre, A. Prochazka, H. Schaffner, P. Strmen, H. Weick, plakat prezentowany na konferencji w Zakopanem *Extremes of the Nuclear Landscape* (2010), przewidziany do publikacji w *Acta Phys. Pol.* **B**.
- [Nic93] N. G. Nicolis, J. R. Beene, *EvapOR, a multi-particle Monte Carlo Evaporation code* (1993) nieopublikowane.
- [Ohm89] H. Ohm, M. Liang, G. Molnar, K. Sistemich, w *The Spectroscopy of Heavy Nuclei (Bristol 1989)*, Proceedings of the Conference on the Spectroscopy of Heavy Nuclei, Institute of Physics, Conf. Proc. No. 105 (Institute of Physics, Bristol).

- [Osi] Strona internetowa poświęcona układowi OSIRIS II,
<http://www.slcyj.uw.edu.pl/pl/11.html>
- [Pró09] L. Próchniak, S. G. Rohoziński, *J. Phys. G: Nucl. Part.* **36** (2009) 123101 (46pp).
- [Pró10a] L. Próchniak, *Int. J. Mod. Phys.* **E19** (2010) 705.
- [Pró10b] L. Próchniak, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Katedra Fizyki Teoretycznej, Lublin, *informacja własna*
- [Par76] P. Paradis, R. Lecomte, S. Landsberger, S. Monaro, *Phys. Rev.* **C14** (1976) 835.
- [Pig92] M. Pignanelli, N. Blasi, S. Micheletti, R. De Leo, L. LaGamba, R. Perrino, J. A. Bordewijk, M. A. Hofstee, J. M. Schippers, S. Y. van der Werf, J. Wesseling, M. N. Harakeh, *Nucl. Phys.* **A540** (1992) 27.
- [Pig90] M. Pignanelli, N. Blasi, S. Micheletti, R. De Leo, M. A. Hofstee, J. M. Schippers, S. Y. van der Werf, M. N. Harakeh, *Nucl. Phys.* **A519** (1990) 567.
- [Reg03] P. H. Regan, A. D. Yamamoto, F. R. Xu, C. Y. Wu, A. O. Maccchiavelli, D. Cline, J. F. Smith, S. J. Freeman, J. J. Valiente-Dobón, K. Angren, R. S. Chakrawathy, M. Cromaz, P. Fallon, W. Gelletly, A. Gorgen, A. Hayes, H. Hua, S. D. Langdown, I-Y. Lee, C. J. Pearson, Zs. Podolyak, R. Teng, C. Wheldon, *Phys. Rev.* **C68** (2003) 044313.
- [Reg97] P. H. Regan, T. M. Menezes, C. J. Pearson, W. Gelletly, C. S. Purry, P. M. Walker, S. Juutinen, R. Julin, K. Helariutta, A. Savelius, P. Jones, P. Jamsen, M. Muikku, P. A. Butler, G. Jones, P. Greenlees, *Phys. Rev.* **C55** (1997) 2305.
- [Rei77] J. Reisberg, H. Genz, J. Lange, A. Richter, H. W. Mueller, *Nucl. Phys.* **A274** (1977) 13.
- [Rod10] R. Rodriguez-Guzman, P. Sarriguren, L. M. Robledo, S. Perez-Martin, *Phys. Lett.* **B691** (2010) 202.
- [Ryc88] D. Rychel, B. v. Kruchten, M. Rech, J. Speer, B. Schurmann, C. A. Wiedner, *Z. Phys.* **A329** (1988) 123.

- [Sam82] M. Sambataro, G. Molnar, *Nucl. Phys.* **A376** (1982) 201.
- [Sat01] W. Satuła, R. Wyss, *Phys.Rev.Lett.* 87 (2001) 05250
- [Sin92] P. Singh, R. G. Pillay, J. A. Sheikh, H. G. Devare, *Phys. Rev.* **C45** (1992) 2161.
- [Sin08] B. Singh, *Nuclear Data Sheets* **109** (2008) 297.
- [Smi75] A. B. Smith, P. Guenther, J. Whalen, *Nucl. Phys.* **A244** (1975) 213.
- [Sre10] J. Srebrny, D. Cline, wysłane do *Int. J. Mod. Phys.* **E** (2011).
- [Sre06] J. Srebrny, T. Czosnyka, Ch. Droste, S. G. Rohoziński, L. Próchniak, K. Zając, K. Pomorski, D. Cline, C. Y. Wu, A. Bäcklin, L. Hasselgren, R. M. Diamond, D. Habs, H. J. Körner, F. S. Stephens, C. Baktash, R. P. Kosteci, *Nucl.Phys* **A766** (2006) 25.
- [Sre93] J. Srebrny, T. Czosnyka, W. Karczmarczyk, P. J. Napiorkowski, Ch. Droste, H-J. Wollersheim, H. Emling, G. Grein, R. Kulesa, D. Cline, C. Fahlander, *Nucl. Phys.* **A557** (1993) 663.
- [Suh01] J. Suhonen, G. Lhersonneau, *Phys. Rev.* **C64** (2001) 014315.
- [Win66] A. Winther, J. de Boer, Coulomb excitation, ed. K Alder and A. Winther Academic, New York (1966) 303.
- [Woo99] J. L. Wood, E. F. Zganjar, C. De Coster, K. Heyde, *Nucl. Phys.* **A651** (1999) 323.
- [Wue03] M. Wuerkner, J. de Boer, A. I. Levon, M. Loewe, J. Kvasil, J. Srebrny, P. J. Napiorkowski, J. Iwanicki, T. Czosnyka, *Nucl. Phys.* **A725** (2003) 3.
- [Wrz05] K. Wrzosek, *Badanie struktury elektromagnetycznej jądra ^{100}Mo metodą wzbudzeń kulombowskich*, praca magisterska, Warszawa, 2005.
- [Zie09] M. Zielińska, A. Goergen, A. Buerger, W. Catford, E. Clement, C. Dossat, J. Iwanicki, W. Korten, J. Ljungvall, P. J. Napiorkowski, D. Piętak, G. Sletten, J. Srebrny, Ch. Theisen, K. Wrzosek-Lipska, *HIL Annual Report* (2009) 57
<http://www.slj.uw.edu.pl/pl/reports/HIL-Report09.pdf>

- [Zie05] M. Zielińska, *Struktura elektromagnetyczna jąder atomowych izotopów molibdenu badana metodą wzbudzenia kulombowskiego*, praca doktorska, Warszawa, 2005.
- [Zie02] M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, J. Iwanicki, P. Napiorkowski, J. Srebrny, Y. Toh, M. Oshima, A. Osa, Y. Utsuno, Y. Hatsukawa, J. Katakura, M. Koizumi, M. Matsuda, T. Shizuma, M. Sugawara, T. Morikawa, H. Kusakari, A.D. Efimov, V.M. Mikhailov, *Nucl. Phys.* **A712** (2002)3.
- [Zaj03] K. Zając, *Acta Phys.Pol.* **B34** (2003) 2241.
- [Zaj04] K. Zając, *Int. J. Mod. Phys.* **E13** (2004) 103.