

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

www.ifj.edu.pl/publ/hab

Kraków, luty 2013

Badanie kolektywnych własności jąder
atomowych
w funkcji temperatury i spinu

Maria Kmiecik

monografia

ISBN: 978-83-934248-5-6

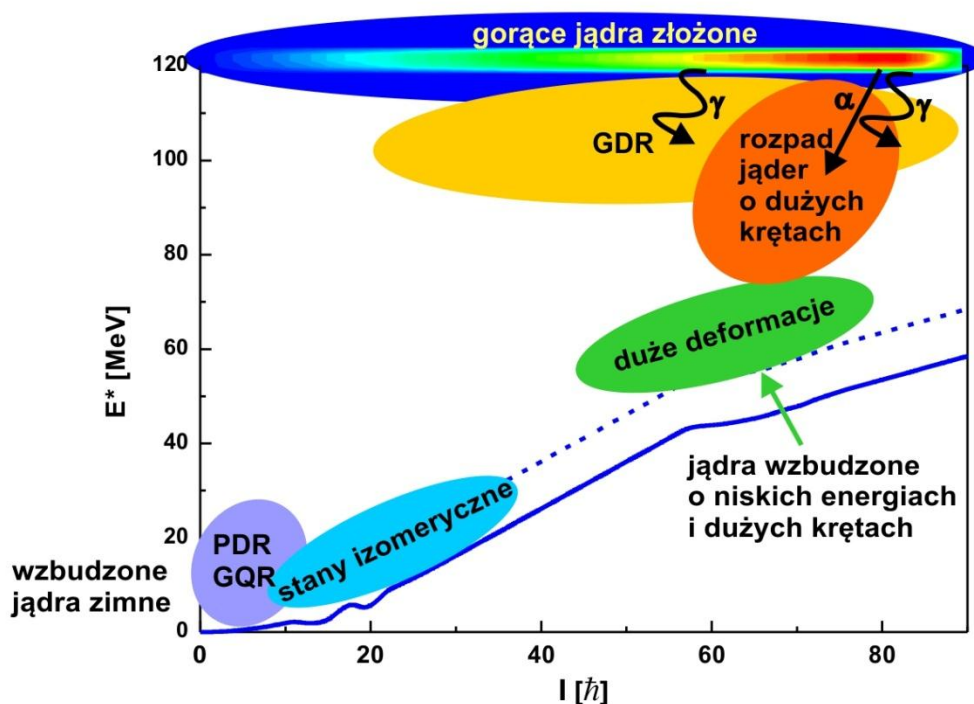
Spis treści

1. Wstęp.....	1
2. Deformacja i kolektywne własności jąder w zależności od spinu i temperatury.....	3
2.1. Deformacja zimnych jąder.....	3
2.1.1. Momenty jądrowe.....	5
2.2. Rotacja.....	6
2.2.1. Duże deformacje jąder.....	9
2.3. Gigantyczny rezonans dipolowy – GDR.....	10
2.3.1. Szerokość GDR.....	14
2.4. Pigmejski rezonans dipolowy – PDR.....	16
2.5. Modele teoretyczne opisujące kolektywne własności jąder produkowanych w reakcji z utworzeniem jądra złożonego.....	20
2.5.1. Statystyczny rozpad jądra złożonego.....	20
2.5.2. Model kroplowy jądra – LSD.....	21
2.5.3. Termiczne fluktuacje kształtu.....	22
2.5.4. Model „ <i>Phonon Damping</i> ”.....	24
3. Metody badań i przeprowadzone pomiary.....	26
3.1. Reakcje jądrowe zastosowane w badaniach.....	26
3.1.1. Produkcja jąder egzotycznych w reakcjach fragmentacji i rozszczepienia relatywistycznych wiązek ciężkich jonów.....	26
3.1.2. Rozpraszanie nieelastyczne.....	29
3.1.3. Reakcja z utworzeniem jądra złożonego.....	30
3.2. Układy detekcyjne.....	31
3.3. Przeprowadzone eksperymenty.....	38
4. Badanie wzbudzeń i własności jąder zimnych.....	42
4.1. Stany izomeryczne jąder tworzonych w reakcji rozszczepienia lub fragmentacji wiązek relatywistycznych.....	42
4.1.1. Badanie stopnia uszeregowania spinów ciężkiego jądra ^{192}Pb tworzonych w reakcji fragmentacji relatywistycznej wiązki ^{238}U	43
4.1.2. Pomiar czasów życia i czynników g w egzotycznych izotopach $^{124-130}\text{Sn}$..	48
4.2. Badanie pigmejskiego rezonansu dipolowego.....	50
4.2.1. Wzbudzenie PDR w jądrach ^{68}Ni	50
4.2.2. Pomiar PDR dla ^{208}Pb	53

5.	Badanie deformacji jąder o dużych krętach.....	58
5.1.	Superdeformacja w „ciepłych” jądrach z obszaru $A=150-200$	59
5.2.	Poszukiwanie hiperdeformacji - rozpad jądra złożonego ^{128}Ba	63
6.	Badanie wzbudzeń i własności jąder gorących za pomocą pomiaru GDR	68
6.1.	Temperatura i kręt jądra złożonego na przykładzie jądra $^{88}\text{Mo}^*$	69
6.2.	Badanie szerokości GDR w gorących jądrach ^{132}Ce i ^{88}Mo w zależności od temperatury	73
6.3.	Wpływ krętu jądra na jego deformację	79
6.3.1.	Pomiar deformacji jądra ^{216}Rn o najwyższych krętach	81
6.3.2.	Badanie przejścia Jacobiego w jądrach ^{46}Ti i ^{88}Mo	85
7.	Pomiar rozpadu gorących jąder o dużych krętach	91
7.1.	Emisja cząstek naładowanych w reakcjach z utworzeniem jąder złożonych.....	91
7.2.	Zasilanie stanów o dużej deformacji w ^{42}Ca przez niskoenergetyczną składową GDR z rozpadu $^{46}\text{Ti}^*$	97
8.	Perspektywy badań deformacji jąder oraz ich kolektywnych wzbudzeń.....	101
8.1.	Układ detekcyjny PARIS – <i>Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams</i>	101
8.2.	Pomiary przejścia Jacobiego i Poincarego	103
8.3.	Pomiar GDR wzbudzonego na stanach izomerycznych	106
8.4.	Badania z wykorzystaniem cyklotronu w CCB w Krakowie.....	106
9.	Podsumowanie	109
	Bibliografia	115

1 Wstęp

Własności kolektywne jąder atomowych są bardzo ważną dziedziną badań fizyki jądrowej, gdyż kolektywnością charakteryzują się zarówno stany wysoko wzbudzone, jak i struktura jąder przy niewielkich energiach wzbudzenia. Obszary jąder, których rezultaty badań opisane są w niniejszej pracy przedstawione zostały schematycznie na rysunku 1.1 na płaszczyźnie energia wzbudzenia / kręt.



Rys. 1.1 Obszary badań własności kolektywnych jąder w zależności od energii wzbudzenia i krętu.

Można je podzielić ze względu na temperaturę lub energię wzbudzenia ponad linią yrast. W obszarze niskich temperatur badania dotyczą wzbudzeń pigmejskich rezonansów dipolowych w jądrach o niskich krętach. Obejmują także własności stanów izomerycznych o wyższych spinach w jądrach wyprodukowanych w reakcji fragmentacji i rozszczepienia wiązek o energiach relatywistycznych. Jest to obszar tzw. jąder „zimnych”.

Jądra o średnich energiach wzbudzenia i dużych krętach tworzone są jako produkty rozpadu jąder złożonych. Charakteryzują się dużymi deformacjami, których pomiar

związany jest z badaniem tzw. obszaru kontinuum rotacyjnego w mierzonym widmie gamma. Ten obszar stanowią tzw. jądra określane zwyczajowo jako „ciepłe”.

Własności jąder o bardzo wysokich energiach wzbudzenia (tzw. jąder „gorących”), charakteryzujących się najwyższymi temperaturami, badane są poprzez pomiar produktów rozpadu jądra złożonego. Do nich należy pomiar kwantów gamma z rozpadu gigantycznego rezonansu dipolowego, zawierających informację na temat własności jąder o największych energiach wzbudzenia. Podobnych informacji dostarcza pomiar cząstek naładowanych. Badania te w szczególności umożliwiają pomiar deformacji gorących jąder.

Pomiar rozpadu jąder złożonych o najwyższych krętach poprzez wybór tylko przypadków należących do konkretnych kanałów reakcji, możliwy podczas ekskluzywnych eksperymentów, pozwala na badanie związku pomiędzy właściwościami charakteryzującymi gorące jądro złożone i strukturami produkowanymi podczas rozpadu przy niskich temperaturach. W szczególności interesujące jest badanie związku między deformacją jądra gorącego a strukturą produktu powstałego w wyniku jego rozpadu.

Niniejsza monografia jest częściową kompilacją wiedzy i osiągnięć autorki na temat kolektywnych własności jąder atomowych w funkcji temperatury i spinu, uzyskanych w badaniach prowadzonych przez ostatnie 12 lat, tj. po doktoracie. Badania były prowadzone we współpracy międzynarodowej, zaś zawarty w monografii materiał dotyczy tylko tych prac, w których autor miał główny lub istotny wkład. I tak, rozdział drugi zawiera informacje na temat podstawowych własności jądrowych stanowiących przedmiot badań. W rozdziale trzecim znajduje się opis reakcji wykorzystanych w pomiarach, a także układów pomiarowych i przeprowadzonych eksperymentów. Kolejne rozdziały dotyczą wyników przeprowadzonych badań. W rozdziale czwartym przedstawione są własności jąder zimnych, takie jak: pomiary czasów życia i czynników g stanów izomerycznych oraz wzbudzenia pigmejskich rezonansów dipolowych. Rozdział piąty dotyczy pomiaru deformacji jąder o dużych krętach. Wyniki badań własności jąder gorących za pomocą pomiaru gigantycznego rezonansu dipolowego przedstawione są w rozdziale szóstym. Badanie rozpadu jąder gorących o najwyższych krętach zawiera rozdział siódmy. W rozdziale ósmym podane zostały perspektywy podobnych badań i planowane w przyszłości pomiary. Cała praca kończy się podsumowaniem najważniejszych osiągniętych wyników, jak również bibliografią, podzieloną na 3 części: prace, w których powstaniu autor niniejszej monografii miał istotny wkład, prace współautorskie i prace innych autorów.

Prace własne, na których opierają się poszczególne podrozdziały wymienione są w przypisach dolnych do tytułów podrozdziałów. Rysunki zawarte w monografii, w których podpisach nie jest wymienione źródło bibliograficzne są nieopublikowanymi opracowaniami własnymi.

2 Deformacja i kolektywne własności jąder w zależności od spinu i temperatury

Własności jądra atomowego są wynikiem oddziaływania ze sobą poszczególnych nukleonów, zarówno silnego, krótko zasięgowego oddziaływania przyciągającego jak i odpychającego długo zasięgowego oddziaływania elektromagnetycznego. Do opisu własności jąder stosuje się dwa różne podejścia: model powłokowy - dobrze opisujący struktury jąder o zamkniętych powłokach przy niskich energiach wzbudzenia, w szczególności w lekkich jądrach oraz modele kolektywne opisujące wzbudzenia o wyższych energiach lub wzbudzenia w jądrach położonych z dala od nuklidów magicznych i posiadających dużą ilość cząstek walencyjnych. Wzbudzenia kolektywne jąder mogą być opisywane na gruncie modelu kropłowego za pomocą kolektywnej rotacji oraz wibracji. W celu dokładniejszego przedstawienia wzbudzeń cięższych jąder używane jest często złożenie obu podejść.

Własności kolektywne charakteryzują jądro, jako całość. Są wypadkową oddziaływań wszystkich lub dużej części nukleonów. Należą do nich kształt, definiowany poprzez parametry deformacji, energia wzbudzenia oraz moment pędu (jego wartość i kierunek). Także wiele rodzajów wzbudzeń jąder charakteryzuje się kolektywnością. Do nich należą gigantyczne i pigmejskie rezonanse.

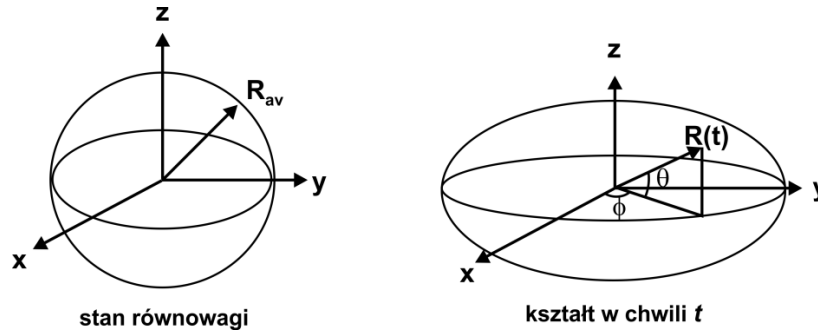
2.1 Deformacja zimnych jąder

Jądro zimne o zamkniętej powłoce posiada z reguły kształt sferyczny, żadna z jego osi symetrii nie jest wyróżniona. Natomiast jądra posiadające nukleony walencyjne mogą charakteryzować się pewną deformacją. Deformacja jądra zimnego jest charakterystyczna dla nuklidów posiadających dużą liczbę nukleonów walencyjnych. To właśnie długozasięgowe oddziaływanie pomiędzy nukleonami walencyjnymi oraz polaryzacja rdzenia przez te nukleony prowadzi do powstania deformacji jądra jako całości.

Wiele własności jąder zdeformowanych może być opisanych za pomocą modelu kropłowego. Zaliczają się do nich ruchy kolektywne jądra, wibracja i rotacja.

Wibracje jądra są przedstawiane przez drgania o wysokich częstościach kropli cieczy wokół sferycznego kształtu będącego kształtem równowagi. Kształt jądra można sparametryzować za pomocą zmiany w czasie jego promienia $R(t)$ mierzonego w danym

kierunku. Kierunek, w układzie współrzędnych sferycznych określany jest za pomocą kątów θ i φ . Taka parametryzacja kształtu jądra przedstawiona jest schematycznie na rysunku 2.1.

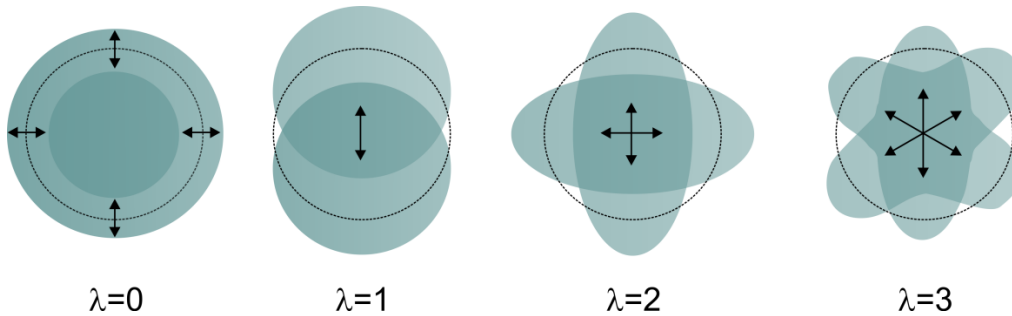


Rys. 2.1 Parametryzacja kształtu jądra

Można ją opisać za pomocą harmonik sferycznych $Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi)$ wzorem:

$$R(t) = R_{av} \left\{ 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=+\lambda} \alpha_{\lambda,\mu} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi) \right\}, \quad (2.1)$$

gdzie poszczególne człony odpowiadają różnym rodzajom drgań zobrazowanym na rysunku 2.2.



Rys. 2.2 Rodzaje drgań jądra – odstępstwo od powierzchni sferycznej.

Drgania o $\lambda=0$ i $\lambda=1$ nazywane są gigantycznymi rezonansami monopolowymi i dipolowymi, i są wzbudzeniami o stosunkowo wysokich energiach i krótkich czasach rozpadu (rzędu 10^{-20} s). Natomiast wzbudzenia o charakterze kwadrupolowym, czy oktopolowym są obserwowane także przy niskich i dobrze określonych energiach wzbudzenia

Kształty jąder o stałej deformacji można opisać taką samą jak wyżej zależnością, wyznaczającą wartość promienia jądra w danym kierunku w przestrzeni

$$R(\theta, \varphi) = R_{av} \left\{ 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=+\lambda} \alpha_{\lambda,\mu} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi) \right\}, \quad (2.2)$$

gdzie R_{av} jest czynnikiem skalującym pozwalającym na zachowanie objętości jądra, odpowiadającym średniemu promieniowi jądra (sfery o tej samej objętości).

Pierwsze dwa człony powyższego wzoru dla $\lambda=0$ i $\lambda=1$ (harmoniki zerowego i pierwszego rzędu) zaniedbujemy. Pierwszy odpowiada zmianie objętości a drugi przesunięciu środka masy jądra, co nie jest obserwowane. Deformacji kwadrupolowej

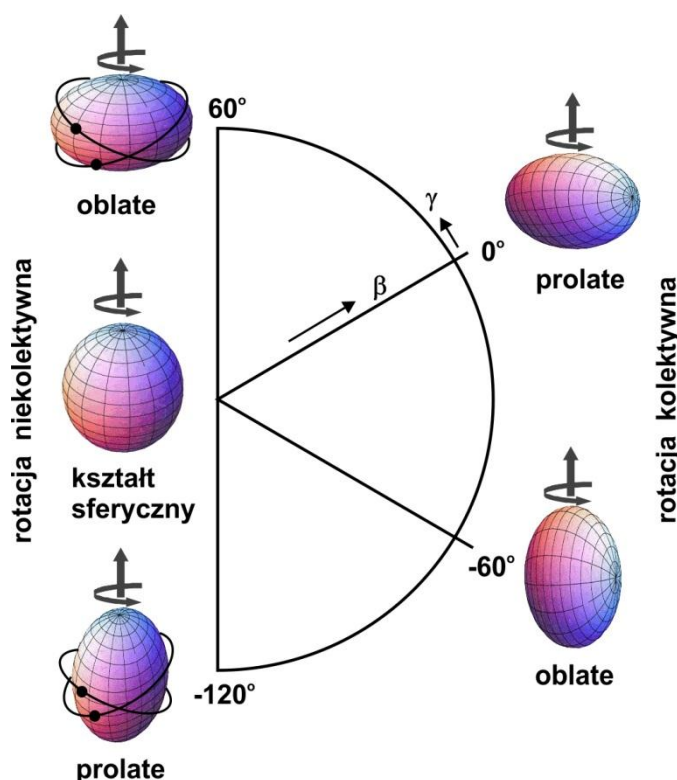
odpowiada $\lambda=2$. Parametry deformacji $\alpha_{2,\mu}$ określają kształt jądra oraz jego orientację w przestrzeni. Wyznaczają one wartości parametrów wydłużenia β oraz trójosiowości γ zgodnie z zależnościami:

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma. \quad (2.3)$$

Powierzchnia jądra, o deformacji kwadrupolowej, posiadającego kształt osiowo symetryczny wyraża się wzorem

$$R(\theta, \varphi) = R_{av} \left[1 + \beta_2 \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos(2\varphi)) \right]. \quad (2.4)$$

Dla tego typu deformacji wyróżniamy kształty wydłużone - prolate oraz spłaszczone – oblate (rys.2.3).



Rys. 2.3. Kształty jąder o deformacji kwadrupolowej.

W zależności od ułożenia osi rotacji w stosunku do osi symetrii jądra wyróżnia się rotację kolektywną i niekolektywną. Rotacja kolektywna opisywana jest poprzez ruch całego jądra. Natomiast kręt jądra w niekolektywnej rotacji jest złożeniem spinów poszczególnych nukleonów.

2.1.1 Momenty jądrowe

Miarą deformacji jądra może być wewnętrzny moment kwadrupolowy Q_0 , który określa odstępstwo rozkładu ładunku w jądrze od symetrii sferycznej: $Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_{av}^2 \beta_2 (1 + 0.16\beta_2)$. W eksperymencie wyznacza się tzw. kwadrupolowy moment spektroskopowy, który wiąże się z Q_0 w następujący sposób: $Q = Q_0 \frac{[3K^2 - I(I+1)]}{[(I+1)(2I+3)]}$, gdzie I jest spinem jądra, a K rzutem spinu na oś symetrii jądra. Deformację jądra w danym

stanie można wyznaczyć z pomiaru czasu życia tego stanu, lub zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia $B(E2)$.

Dla jąder o jednej cząstce walencyjnej mierzony moment kwadrupolowy jest sumą momentu jednocząstkowego tej cząstki oraz momentu indukowanego przez cząstkę na rdzeniu. Moment kwadrupolowy układu, o wielu nukleonach walencyjnych, może być wyrażony za pomocą sumy momentów kwadrupolowych poszczególnych nukleonów. Jądro mające nukleony walencyjne, poruszające się poza zamkniętą powłoką, posiada wypadkowy moment kwadrupolowy, który może być interpretowany jako wynik deformacji sferycznego rdzenia jądra w kierunku kształtu oblate. Pomiar momentów kwadrupolowych dla jąder o pojedynczych nukleonach walencyjnych może dostarczyć także informacji na temat funkcji falowej stanu, w którym ten nukleon się znajduje.

W badaniach struktury jądra atomowego istotną rolę odgrywa także pomiar momentu magnetycznego. Moment magnetyczny stanu o spinie I definiowany jest przez $\mu = gI\mu_N$, gdzie g jest czynnikiem Landego (zyromagnetycznym).

Pomiar momentu magnetycznego, dostarczając informacji na temat funkcji falowej opisującej konfigurację danego stanu, umożliwia sprawdzenie poprawności przewidywań modeli teoretycznych. Znając wartość momentu magnetycznego, można wyznaczyć np. spin danego stanu. Dokonuje się tego poprzez porównanie zmierzonej wartości momentu z wartościami dla znanych, podobnych stanów lub z obliczaniem teoretycznymi.

Pomiar momentów jądrowych jest istotny zwłaszcza w badaniach struktury nowych jąder egzotycznych, które mogą być produkowane w reakcjach z użyciem wiązek radioaktywnych dostarczanych przez istniejące (FRS w GSI) lub nowo tworzone urządzenia takie jak SPIRAL2 w GANIL.

2.2 Rotacja

Jeżeli założymy, że jądro jest bryłą sztywną, energia jego ruchu rotacyjnego jest określona przez

$$E_{rot} = \frac{1}{2}J\omega^2 = \frac{L^2}{2J}, \quad (2.5)$$

gdzie ω jest częstością obrotową, L momentem pędu a J statycznym momentem bezwładności jądra. Dla stanu o spinie I energia rotacji wynosi

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2J}I(I+1). \quad (2.6)$$

Wzór definiuje linię *yrast* wyznaczającą wartości energii rotacji w zależności od spinu jądra.

Statyczny moment bezwładności J określany też przez $J^{(0)}$ można zdefiniować w zależności od deformacji jądra a jego wartość nie zmienia się wraz ze zmianą spinu. Wartość rzeczywistego momentu bezwładności może jednak zmieniać się wraz ze wzrostem spinu jądra. Na ogół wartość ta lekko wzrasta. Dla niektórych jąder, w których obserwuje się tzw. „*back bending*”, następuje gwałtowny wzrost wartości momentu bezwładności wraz ze wzrostem spinu, a następnie jego spadek. Aby uwzględnić to

zachowanie definiuje się kinematyczny moment bezwładności $\mathcal{J}^{(1)}$ związany ze zmianą energii rotacji

$$\frac{dE(I)}{dI} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(1)}} (2I + 1). \quad (2.7)$$

Wyznacza się go poprzez pomiar energii kwantu gamma emitowanego podczas przejścia nukleonu pomiędzy dwoma stanami rotacyjnymi: $E_\gamma = E(I) - E(I-2)$, gdzie E_γ jest różnicą energii pomiędzy dwoma sąsiednimi stanami. Znając energie przejść pomiędzy kolejnymi stanami w pasmie rotacyjnym jądra o $\Delta I = 2$, można obliczyć

$$\frac{dE(I)}{dI} = \frac{\Delta E}{\Delta I} = \frac{E_\gamma}{2} \rightarrow \mathcal{J}^{(1)} = \frac{\hbar^2}{E_\gamma} (2I + 1). \quad (2.8)$$

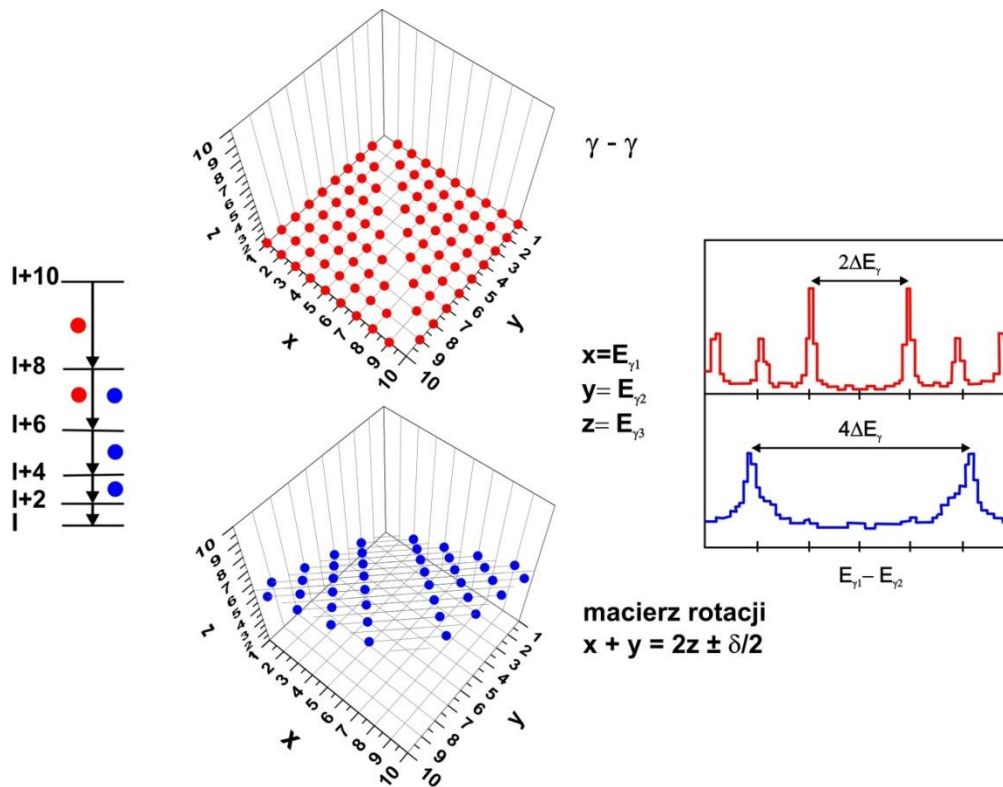
Można także określić dynamiczny moment bezwładności $\mathcal{J}^{(2)}$, wynikający z oddziaływania kolektywnej rotacji ze spinami pojedynczych nukleonów. Definiowany jest on według zależności

$$\frac{d^2E(I)}{dI^2} = \frac{d}{dI} \left[\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(1)}} (2I + 1) \right] = \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}^{(2)}}. \quad (2.9)$$

Dynamiczny moment bezwładności $\mathcal{J}^{(2)}$ można wyznaczyć mierząc różnicę energii dwóch kolejnych przejść gamma: $\Delta E_\gamma = E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$, gdzie $E_{\gamma 1}$ i $E_{\gamma 2}$ są energiami kolejnych przejść korzystając z zależności

$$\frac{d^2E(I)}{dI^2} = \frac{\Delta E_\gamma}{4} \rightarrow \mathcal{J}^{(2)} = \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma}. \quad (2.10)$$

Jądra o niewielkiej energii wzbudzenia, lecz o wysokich spinach można zacząć traktować z dobrym przybliżeniem jako bryłę sztywną. Moment bezwładności takich jąder zawiera więc informację na temat ich deformacji. Jego wartość można wyznaczyć za pomocą pomiaru energii przejść pomiędzy stanami w pasmach rotacyjnych. W celu identyfikacji struktur rotacyjnych analizuje się macierze koincydencji γ - γ (rysunek 2.4) tworząc następnie widma gamma mierzone w koincydencji ze znanymi przejściami. Najbardziej bezpośrednie podejście polega na wyznaczeniu kaskady przejść gamma w pasmie rotacyjnym - energie tych przejść charakteryzują dane pasmo. W jądrach o bardzo wysokim spinie trudno jest jednak zidentyfikować poszczególne pasma, gdyż intensywność przejść gamma wewnątrz pasma jest bardzo niska. Stosuje się wtedy inne podejście: przeprowadza się „globalną” analizę całej macierzy koincydencyjnej z warunkami na zadanych przejściach, które identyfikują badane jądro.

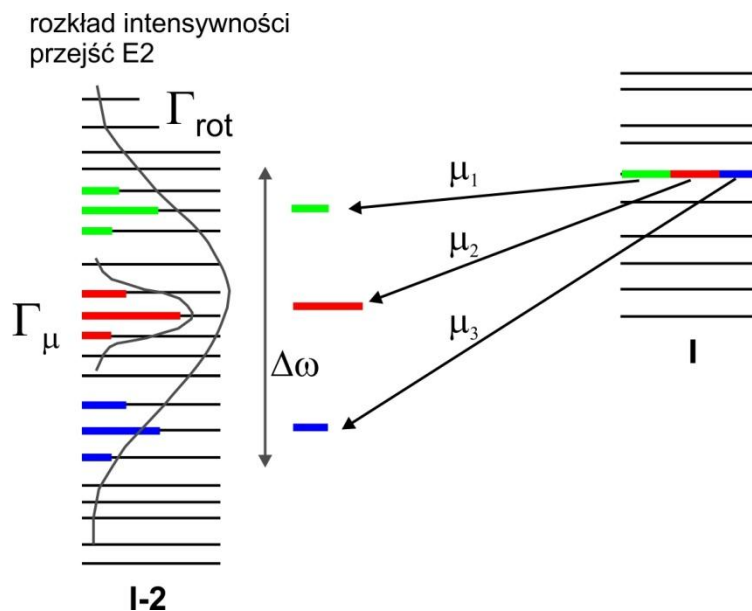


Rys. 2.4. Przykładowe schematy macierzy $\gamma - \gamma$ i $\gamma - \gamma - \gamma$ oraz widma różnic energii przejść uzyskane po zrzutowaniu macierzy na płaszczyznę prostopadłą do linii $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$.

Przykłady tworzenia macierzy koincydencji dwóch oraz trzech kwantów gamma pokazuje rysunek 2.4. Macierz $\gamma - \gamma$ zawiera przypadki jednoczesnego pomiaru dwóch przejść gamma. Dane tworzące macierz „rotacji” $\gamma - \gamma - \gamma$ odpowiadają energiom kwantów gamma spełniających zależność $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 2 E_{\gamma_3} \pm \delta/2$, gdzie $E_{\gamma_1} - x$, $E_{\gamma_3} - z$ i $E_{\gamma_2} - y$ są wartościami energii kolejnych przejść gamma a δ jest rozmyciem ich energii. Wartości energii spełniające tę zależność tworzą tzw. płaszczyznę rotacji (rysunek 2.4) o grubości δ . Po przecięciu uzyskanych macierzy prostopadle do linii $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$ i zrzutowaniu na płaszczyznę przecięcia otrzymuje się widma różnic energii $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}$ o strukturze zawierającej piki będące przekrojem krawędzi obserwowanych w macierzy. Odległości między najbardziej wewnętrznymi pikami otrzymanymi z macierzy potrójnych koincydencji $\gamma - \gamma - \gamma$ (macierzy rotacji) odpowiadają odległości drugim krawędzi otrzymanych w macierzy $\gamma - \gamma$. Znając je, można wyznaczyć ΔE , a następnie obliczyć moment bezwładności badanego jądra.

Struktura jąder o masach z zakresu $60 < A < 200$, wysokich krętach i niewielkich energiach wzbudzenia, rzędu do około 2-3 MeV ponad linią yrast, charakteryzuje się wieloma pasmami rotacyjnymi. Energie poziomów w tych pasmach są zbliżone, co powoduje, że stany należące do różnych pasm rotacyjnych mogą oddziaływać ze sobą. W wyniku tego oddziaływania dochodzi do zmieszania stanów w pewnym przedziale energii Γ_{μ} . Wielkość ta, nazywana szerokością stanu jądra złożonego, odpowiada średniej wartości czasu znajdowania się jądra w określonej konfiguracji stanów. Pasma rotacyjne zbudowane na stanach o różnych konfiguracjach, posiadających różne energie wzbudzenia i spiny różnią się w niewielkim stopniu momentem bezwładności. Oddziaływanie tych stanów z pojawiającymi się wskutek rotacji siłami Coriolisa powoduje rozmycie wartości

energii przejść pomiędzy kolejnymi poziomami. Rozpad stanu o spinie I nie następuje do określonego stanu o spinie $I-2$ lecz może zachodzić do jednego z grupy stanów o spinie $I-2$. Energia przejścia pomiędzy kolejnymi poziomami nie posiada określonej wartości, ale jest ona opisywana rozkładem o szerokości Γ_{rot} nazywanej szerokością rotacyjną. Wielkość ta określa stopień rozmywania się rotacyjnego charakteru poziomów wzbudzenia. Definicje obydwu wielkości przedstawione zostały schematycznie na rysunku 2.5.



Rys. 2.5. Schemat rozszczepienia danego przejścia gamma pomiędzy stanami rotacyjnymi pod wpływem siły Coriolisa (Γ_{rot}) oraz poszerzenia wynikającego z dużej gęstości oddziałujących stanów o podobnych energiach (Γ_{μ}) (zaadaptowane z [Leo05]).

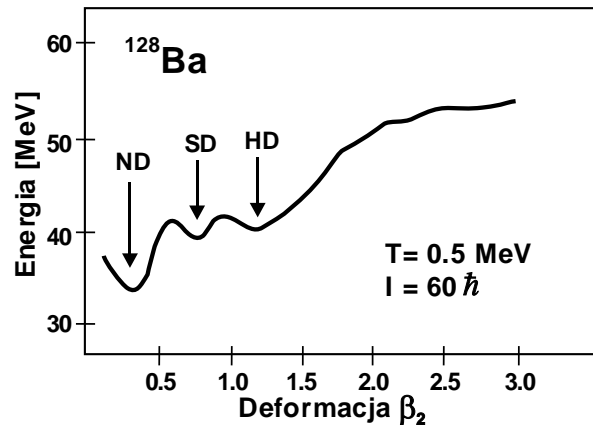
Szerokość rozkładu energii przejścia $E2$ ze stanu o spinie I do stanu o spinie $I-2$ zawiera wpływ rotacji, jak i gęstości stanów. Podczas rozpadu jądro może emitować kwanty gamma o energiach opisanych tym rozkładem. Możliwych jest wiele takich przejść nieznacznie różniących się energią, dlatego w obszarze niskich temperatur nie można zaobserwować poszczególnych pasm, natomiast w obszarze energii 2-4 MeV w widmie energetycznym widoczne jest w obszarze kontinuum (*quasikontinuum*) "wybrzuszenie" (*bump*), którego intensywność i położenie wzrasta wraz ze wzrostem krętu jądra.

2.2.1 Duże deformacje jąder

Dla jąder charakteryzujących się dużymi momentami pędu, odpowiadającymi częstościom rotacji $\hbar\omega \sim 0.6-0.7$ MeV, obserwuje się minimum energii dla deformacji kwadrupolowej zwanej superdeformacją o wartości $\beta_2 \sim 0.5-0.6$. Wartość ta odpowiada stosunkowi długiej osi symetrii jądra do krótkiej równemu około 1.5-2. Pasma dyskretne stanów superzdeformowanych zostały odkryte dla ^{152}Dy [Twi86]. Następnie zbadano ich istnienie w innych jądrach zarówno z obszaru $A=150-200$, jak i lżejszych (np. duże deformacje odkryto również w jądrach $^{40,42}\text{Ca}$). Jądra superzdeformowane charakteryzują się dużym momentem kwadrupolowym oraz dużym dynamicznym momentem bezwładności. O istnieniu pasma o dużej deformacji świadczy obserwacja w widmie gamma przejść o równych różnicach energii. Teoretycznie przewidziano również [Dud88,

Dud04, Dud05] istnienie hiperdeformacji jądrowej, dla której stosunek osi długiej do krótkiej wynosi ~ 3 .

Duże deformacje przewidywane są dla jąder, których energia osiąga kolejne minimum dla dużych wartości parametru deformacji β_2 . Schemat zależności energii od parametru deformacji dla jądra, w którym obserwowane są stany super- i hiperzdeformowane przedstawia rysunek 2.6. Pierwsze minimum odpowiada deformacji normalnej, drugie jądra superzdeformowanemu, a obecność trzeciego wskazuje na możliwe istnienie hiperdeformacji.



Rys. 2.6. Zależność całkowitej energii jądra od jego deformacji (rysunek zaadaptowany z pracy [Her07]).

Stany kolektywne pasm o dużej deformacji cechuje krótki czas życia wynoszący 10^{-15} s, podczas gdy stany kolektywne o deformacji normalnej rozpadają się zazwyczaj po czasie rzędu 10^{-12} s. Stany, których rozpad następuje po czasie dłuższym nazywane są stanami izomerycznymi. W rotujących jądrach zdeformowanych mogą występować stany izomeryczne zwane izomerami kształtu.

2.3 Gigantyczny rezonans dipolowy

Gigantyczne rezonanse są wzbudzeniem polegającym na drganiach kolektywnych nukleonów w jądrze atomowym, w których uczestniczy większość lub wszystkie nukleony. Mogą być interpretowane jako zmiany rozkładu ładunku, kształtu lub gęstości jądra wokół stanu równowagi. Ze względu na własności związane ze zmianą rozkładu ładunku, gigantyczne rezonanse dzielone są na monopolowe, dipolowe oraz kwadrupolowe. Z kolei, ze względu na zmianę izospinu, dzieli się je na wektorowe i skalarnie. Wiele poznanych już własności gigantycznych rezonansów zostało opisanych w pracach [BBB, Har01, Sno, Gaa92, Kic96].

Gigantyczny rezonans dipolowy (Giant Dipole Resonance – GDR) jest wzbudzeniem jądra przedstawianym poprzez drgania neutronów względem protonów. Wzbudzenie nukleonów polegające na ich oscylacjach w jądrze i mające charakter rezonansowy odkryto w latach 40-tych [Bot37]. Systematyczne badania rozpoczęto z zastosowaniem eksperymentów wykorzystujących zjawisko fotoabsorpcji w reakcjach typu (γ, n) i $(\gamma, \text{rozszczipienie})$ [Bal48]. Metoda ta została zastosowana w celu zmierzenia

gigantycznych rezonansów dipolowych zbudowanych na stanach podstawowych dla różnych jąder z całego obszaru masowego od ${}^3\text{He}$ do ${}^{238}\text{U}$ [Ber74, Ber75]. Mierząc przekroje czynne na absorpcje kwantów gamma oraz widma emitowanych neutronów, wykazano, że są one opisywane funkcjami Lorentza

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \frac{\sigma_0 \Gamma_{GDR}^2 E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + \Gamma_{GDR}^2 E_\gamma^2}, \quad (2.11)$$

gdzie σ_0 jest maksymalnym przekrojem czynnym.

Nasilenie rezonansu S_{GDR} definiowane jest przez całkowity przekrój czynny

$$S_{GDR} = \int_0^\infty \sigma_{abs}(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (2.12)$$

Z porównania wartości zmierzonych przekrojów czynnych z wartościami obliczonymi teoretycznie zgodnie z regułą Thomasa-Reiche-Kuhn (regułą sum ważonych energią - *energy weighted sum rule* EWSR) wynika, że dla wzbudzenia typu GDR wyniki są bliskie maksymalnej wartości przewidzianej dla nich teoretycznie, czyli, że biorą w nim udział prawie wszystkie nukleony. Mówi się, że tego typu wzbudzenie wyczerpuje regułę sum. Nasilenie GDR S_{GDR} jest bliskie 1.

Wartości centroidy funkcji nasilenia GDR (energii GDR) E_{GDR} są odwrotnie proporcjonalne do rozmiarów jądra i związane z jego masą zależnością

$$E_{GDR} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ MeV [Gaa92]}. \quad (2.13)$$

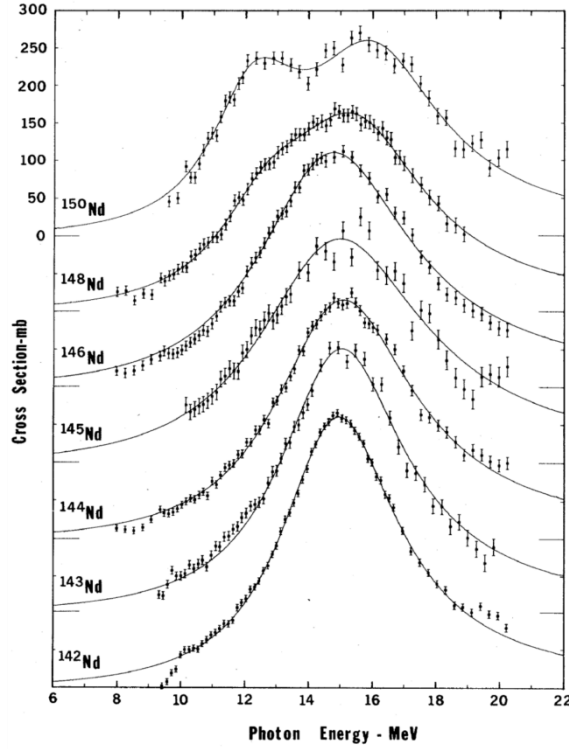
Dla jądra sferycznego jest to tylko jedna wartość, natomiast w przypadku jądra zdeformowanego różne energie odpowiadają drganiom wzdłuż poszczególnych osi symetrii.

Szerokość GDR (Γ_{GDR}) związana jest głównie z czasem życia (rozpadu) tego wzbudzenia. W przypadku GDR w jądrach gorących szerokość zawiera część wynikającą z czasu potrzebnego na rozpad poprzez emisję cząstki lub kwantu gamma oraz tłumienia spowodowanego niekoherentnymi ruchami nukleonów w jądrze (np. pod wpływem temperatury, zob. rozdział 2.5.3).

Kształt jądra może być opisany przy pomocy wyróżnienia w nim w ogólności trzech osi symetrii. Zatem drgania nukleonów w jądrze, które są źródłem GDR, można rozłożyć na oscylacje zachodzące wzdłuż tych osi. W przypadku kształtów typu oblate czy prolate (rys.2.3) dwie z tych osi są takiej samej długości. Wartości energii obu składowych E_2 i E_1 dostarczają informacji o deformacji kwadrupolowej β jądra, w którym wzbudzony był rezonans.

$$\beta = \sqrt{\frac{4\pi}{5} \frac{\frac{E_2}{E_1} - 1}{0.5 \frac{E_2}{E_1} + 0.87}} \quad (2.14)$$

W przypadku jąder zdeformowanych przekrój czynny na emisję GDR jest złożeniem dwóch składowych będących funkcjami Lorentza (rys.2.7).



Rys. 2.7. Przekroje czynne na fotoabsorbpcję dla izotopów Nd o różnych masach (z pracy [Ber75]). Wraz ze wzrostem masy obserwowane jest rozszczepienie funkcji nasilenia GDR zbudowanego na stanie podstawowym jąder oznaczające wzrost deformacji jąder.

Dla jąder o symetrii nieosiowej kształt opisywany jest poprzez parametr deformacji β oraz parametr nieosiowości γ , a energie drgań nukleonów wzdłuż trzech osi symetrii wyrażają się wzorem Hilla – Wheelera [Hil53]

$$E_k = E_{GDR} \exp\left(-\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi k}{3}\right)\right), \quad (2.15)$$

gdzie $k=1,2,3$ oznacza osie główne (x, y, z) w układzie związanym z jądrem, a E_{GDR} jest energią GDR. Funkcja nasilenia GDR jest złożeniem trzech krzywych Lorentza o wartościach energii wyznaczanych z powyższego wzoru a każda składowa funkcji Lorentza posiada szerokość:

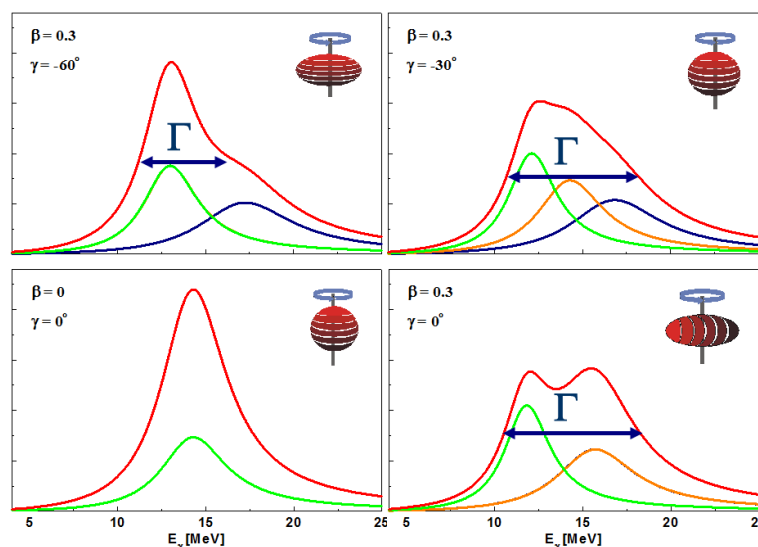
$$\Gamma_k = \Gamma_{GDR} \left(\frac{E_k}{E_{GDR}}\right)^\delta. \quad (2.16)$$

Funkcja nasilenia GDR jest sumą wszystkich składowych $Y(E_\gamma) = Y_1(E_\gamma) + Y_2(E_\gamma) + Y_3(E_\gamma)$, z których każda wyraża się wzorem

$$Y_k(E_\gamma) = \frac{S_k \Gamma_k E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDRk}^2) + \Gamma_k^2 E_\gamma^2}. \quad (2.17)$$

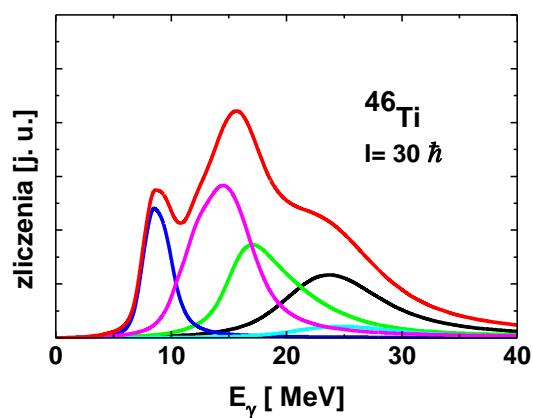
Przykładowe funkcje nasilenia GDR oraz ich składowe dla jąder o różnych kształtach przedstawia rysunek 2.8. W przypadku jąder o deformacji typu prolate i oblate

dwie ze składowych GDR są takie same, natomiast dla jądra sferycznego występuje tylko jedna składowa. Szerokości GDR wyznaczone są z pomiaru szerokości połówkowych FWHM funkcji nasilenia.



Rys. 2.8 Funkcje nasilenia GDR zbudowanego w jądrach o różnych parametrach deformacji.

Zgodnie z hipotezą Brinka [Bri55] gigantyczny rezonans dipolowy zbudowany może być także na stanach wzbudzonych. Takie wzbudzenie zaobserwowano po raz pierwszy w jądrze wytworzonym w reakcji fuzji, w widmie wysokoenergetycznych kwantów gamma [New81]. Wysokoenergetyczne kwanty gamma z rozpadu GDR emitowane są podczas rozpadu jądra złożonego w konkurencji do emisji neutronów, której prawdopodobieństwo jest 1000 razy większe. Zmierzone widmo energetyczne kwantów gamma analizowane jest poprzez porównanie z obliczeniami wykonanymi w oparciu o model statystyczny, a wartości parametrów GDR: energia, szerokość oraz nasilenie, otrzymywane są w wyniku dopasowania obliczeń do danych eksperymentalnych. Parametry te definiują funkcję nasilenia GDR, która opisywana jest funkcją Lorentza lub może być złożeniem trzech takich funkcji, jeżeli jądro jest zdeformowane.



Rys. 2.9 Funkcja nasilenia GDR dla ^{46}Ti , składająca się z pięciu składowych uwzględniających działanie siły Coriolisa. Parametry składowych obliczono dla spinu $30 \hbar$.

Przy uwzględnieniu rozszczepienia pod wpływem siły Coriolisa dwóch z tych składowych, odpowiadających ruchom nukleonów prostopadłym do osi rotacji [Nee82], w ogólności funkcja nasilenia może stanowić sumę pięciu komponent (rys.2.9).

Gigantyczny rezonans dipolowy, którego kształt sparametryzowany jest poprzez wartości nasilenia, centroidy oraz szerokości, zawiera informacje o własnościach jądra, w którym był wzbudzony. Zarówno nasilenie jak i energia są dobrze określone i mogą zmieniać się jedynie nieznacznie wraz z energią wzbudzenia jądra. Szczególnie ważna jest natomiast szerokość GDR, która zależąc od energii wzbudzenia oraz krętu jądra dostarcza informacji o jego deformacji w funkcji rozważanych parametrów.

2.3.1 Szerokość GDR

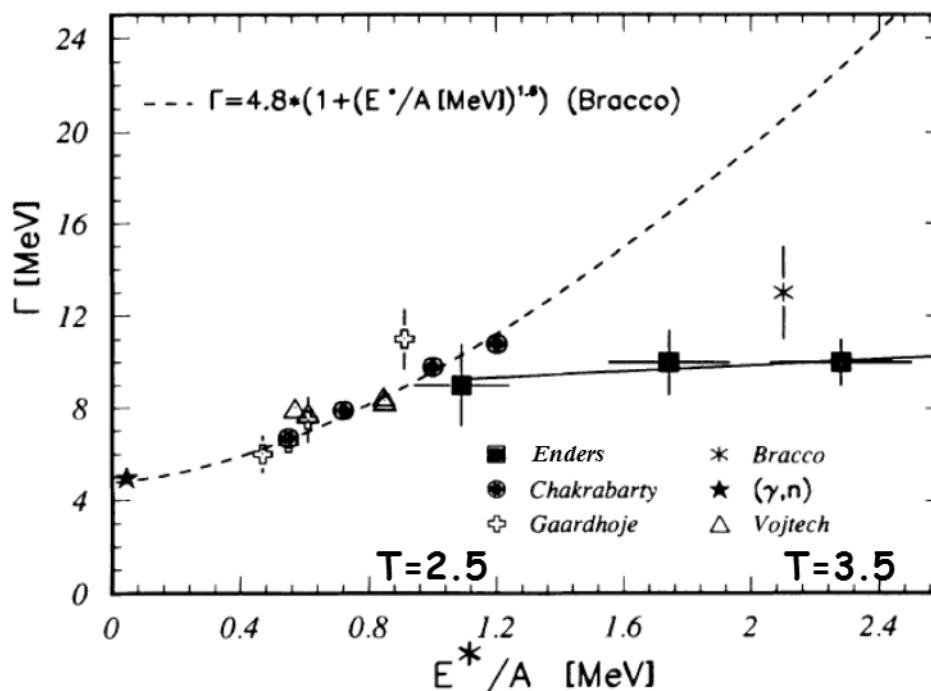
Oscylacje nukleonów uczestniczących we wzbudzeniu GDR dość szybko zanikają. Tłumienie to może być spowodowane przez różne mechanizmy. Jądro może tracić energię wzbudzonego GDR poprzez jej emisję za pomocą kwantu γ , czy cząstki, lub energia ta może być rozdzielona na pozostałe stopnie swobody. Odpowiada to szerokościom oznaczonym przez: Γ_γ , Γ^\uparrow (*escape width*) oraz Γ^\downarrow (*spreading width*) [BBB]. Składają się one na całkowitą szerokość, będącą wynikiem tłumienia GDR zbudowanego na stanie podstawowym jądra sferycznego (*damping width*)

$$\Gamma_{damp} = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow. \quad (2.18)$$

Szerokość spowodowana emisją kwantu gamma jest bardzo mała w porównaniu do typowej szerokości GDR (10^{-4} razy mniejsza), dlatego też można ją pominąć.

W przypadku jądra zdeformowanego kształt GDR jest sumą trzech składowych posiadających swoje wewnętrzne szerokości (Γ_{damp}). Funkcja nasilenia tego rezonansu posiada większą szerokość niż w przypadku jądra sferycznego. Jest ona wynikiem rozszczepienia na składowe, które zależy od wielkości deformacji (rys. 2.8).

Szerokość GDR zbudowanego w jądrze gorącym zawiera dodatkowo wpływ temperatury i związanych z nią fluktuacji kształtu (rozdział 2.5.3). Wraz ze wzrostem temperatury jądra przewidywany jest wzrost szerokości rezonansu w nim wzbudzonego. Przeprowadzone wcześniej badania wykazały wzrost szerokości dla temperatur do 2.5 MeV. Natomiast dla wyższych jej wartości obserwowano wysycenie [Bra89, End92]. Zależność szerokości GDR od temperatury, przedstawioną w pracy [End92], pokazuje rysunek 2.10.



Rys. 2.10. Zależność szerokości GDR od temperatury mierzona eksperymentalnie (punkty) oraz dopasowanie zależności (linia przerywana) sugerującej wzrost szerokości wraz z temperaturą (z pracy [End92]).

Wysycenie szerokości GDR tłumaczone poprzez ograniczenie momentu pędu wnoszonego do jądra złożonego podczas reakcji [Bra89]. W reakcjach przy wysokich energiach wiązki powstają jądra złożone o wysokich temperaturach, natomiast kręt maksymalny możliwy do uzyskania przez jądro jest ograniczony poprzez barierę na rozszczepienie. Dla niższych temperatur rozkłady krętu jąder zmieniają się wraz ze zmianą energii wzbudzenia. Natomiast przy wysokich temperaturach, gdy kręt maksymalny jest wyższy od spinu, przy którym następuje rozszczepienie, rozkłady krętu pozostają podobne dla coraz wyższych wartości temperatury. Przy wysokich energiach wiązki może też następować proces multifragmentacji, którego przypadki nie zostały oddzielone od reakcji utworzenia jądra złożonego.

Inne wytłumaczenie wysycenia szerokości GDR dostarcza model tłumienia fononowego – PDM (rozdział 2.5.4), który interpretuje tłumienie GDR poprzez oddziaływanie kolektywnych wibracji ze stanami jednocząstkowymi.

W pracy [Kel99] zasugerowano, że efekt wysycenia szerokości GDR jest pozorny, spowodowany faktem emisji przedrównowagowej cząstek naładowanych. Kwanty gamma z rozpadu GDR emitowane byłyby z jądra o niższej temperaturze niż wynika z kinematyki reakcji.

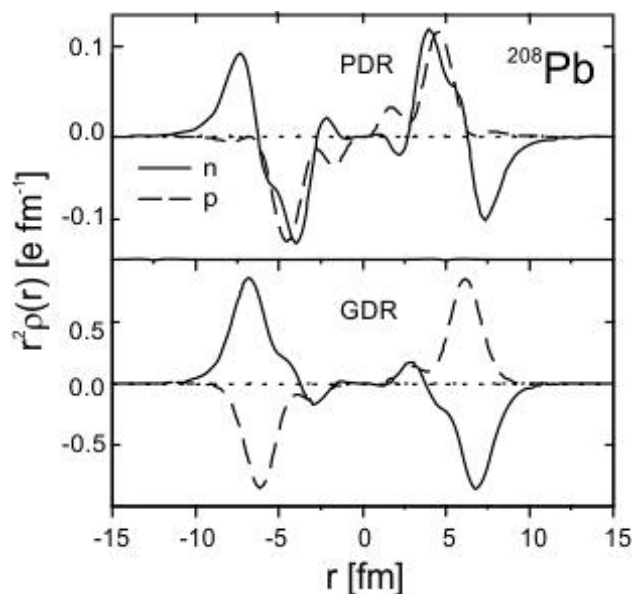
Problem wysycenia szerokości GDR sugeruje konieczność prowadzenia dalszych badań w celu weryfikacji modeli opisujących materię jądrową przy wysokich energiach wzbudzenia.

2.4 Pigmejski rezonans dipolowy – PDR

Funkcja nasilenia GDR (elektrycznego dipolowego gigantycznego rezonansu izowektorowego – IVGDR), opisująca przejścia gamma typu E1, swoją maksymalną wartość osiąga w przedziale 10-20 MeV. W obszarze niskich energii GDR, blisko energii separacji neutronu, zaobserwowano dodatkowy wzrost nasilenia osiągający 5-8 % EWSR (patrz str. 11). Zazwyczaj to częściowo kolektywne wzbudzenie nazywane jest pigmejskim albo „miękkim” rezonansem dipolowym (PDR).

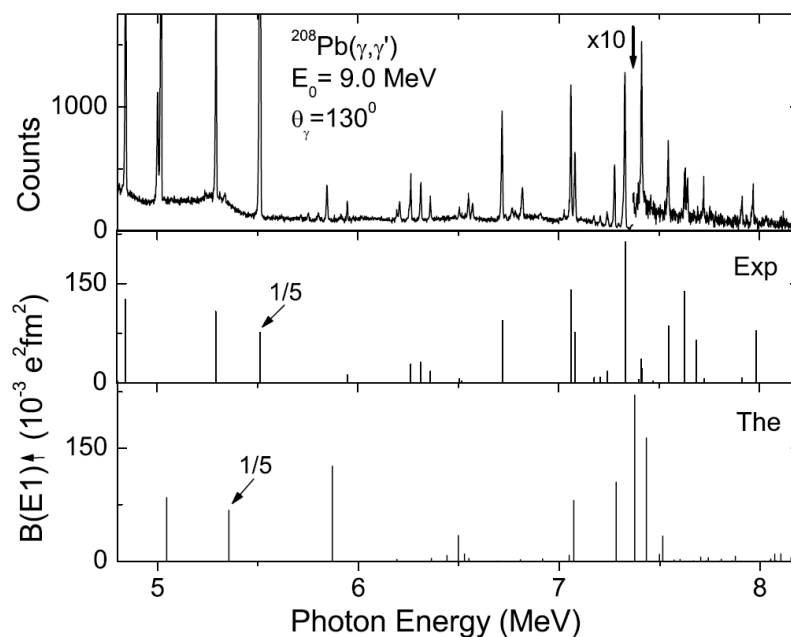
Na nasilenie PDR składają się rozpadły wielu stanów 1^- o bliskich wartościach energii (różniących się o $\sim 10-20$ keV) w obszarze kilku MeV. Przejścia gamma pochodzące z rozpadów tych stanów tworzą w widmie energetycznym pik rezonansowy. Obserwowany jest on zarówno w jądrach stabilnych, jak i niestabilnych, bogatych w neutrony, ale jego natura nie jest dobrze znana. Uważa się, że w przypadku jąder stabilnych PDR związany jest z wzbudzeniem powierzchni jądra. Natomiast dla jąder neutronadmiarowych odpowiada wzbudzeniu neutronowej „skóry” jądra. PDR przedstawiany jest także jako ruch nadmiarowej liczby neutronów względem rdzenia o równej liczbie protonów i neutronów. Mikroskopowo opisywany jest przez złożenie wielu wzbudzeń cząstka-dziura, jednakże mechanizm jego powstawania nie jest dokładnie poznany i może dla jąder niestabilnych być inny niż dla nuklidów bliskich ścieżki stabilności. W niektórych modelach przewiduje się także istnienie takiego częściowo kolektywnego wzbudzenia dipolowego dla jąder z dużym niedomiarem neutronów (czyli dla jąder bogatych w protony). Ponadto niewyjaśnione są wątpliwości dotyczące kolektywności PDR, jeżeli jest wzbudzeniem wielu stanów cząstka – dziura; małe nasilenie może świadczyć o jego niekoherencji.

Teoretyczny opis PDR opiera się na obliczeniach funkcjonału gęstości stosowanych w podejściach QRPA (*Quasiparticle Random Phase Approximation*) czy HF-RPA (*Hartree-Fock Random Phase Approximation*). Relatywistyczny opis, istotny w przypadku przewidywań dla jąder o dużej liczbie neutronów, prowadzony jest z wykorzystaniem między innymi metod RRPA (*Relativistic Random Phase Approximation*) czy RQRPA (*Relativistic Quasiparticle Random Phase Approximation*). Rezultaty obliczeń teoretycznych gęstości przejść neutronów oraz protonów w zależności od rodzaju wzbudzonego rezonansu przedstawia rysunek 2.11. Wyniki tych obliczeń pokazują, że GDR odpowiada drganiu neutronów w przeciwnej fazie do protonów. Natomiast wzbudzenie PDR przedstawiane jest przez oscylacje neutronów względem (poruszających się jednocześnie) neutronów i protonów. Takie zachowanie można określić oscylacją skórki neutronowej względem rdzenia. Nasilenie oscylacji przesuwają się w kierunku niższych energii, a ich centroida zależy od grubości warstwy neutronowej. Wielkość tego nasilenia zależy od parametru energii symetrii zależącej od grubości skórki neutronowej.



Rys. 2.11. Gęstości przejść protonów i neutronów podczas wzbudzenia stanów 1^- w jądrze ^{208}Pb o energiach 7-8 MeV dla PDR i większych od 8 MeV dla GDR (z pracy [Rich04]).

W pomiarach o wysokiej zdolności rozdzielczej wykorzystujących reakcję rozpraszania kwantów gamma na tarczy ^{208}Pb stwierdzono istnienie struktury subtelnej rezonansu pigmejskiego. Jest ona widoczna w przedstawionym na rysunku 2.12 widmie kwantów gamma, zmierzonym w tym eksperymencie w obszarze energii poniżej oraz powyżej energii wiązania neutronu $S_n=7.37$ MeV.

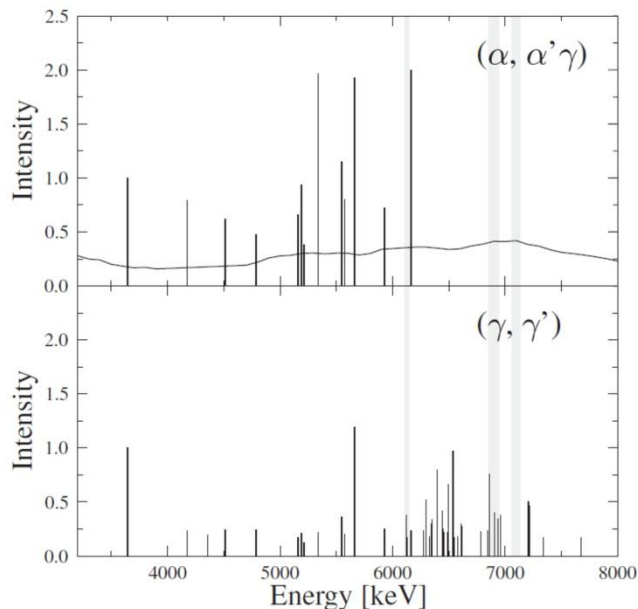


Rys. 2.12. Widmo mierzone w reakcji rozpraszania fotonów na jądrach ^{208}Pb pod kątem 130° . Kwanty gamma powstawały w wyniku wyhamowania elektronów o energii 9 MeV w absorberze Cu (rysunek z pracy [Rye02]).

Wzbudzenia rezonansów w jądrach stabilnych mierzono w ostatnich latach (np. [End04, Sav06, End10]) w reakcjach nieelastycznego rozpraszania fotonów, protonów lub cząstek α . Struktury rezonansowe obserwowano zarówno powyżej, jak i poniżej energii

wiązania neutronu w jądrze. Zauważono, że wzbudzenia o energiach poniżej energii wiązania neutronu posiadają charakter dipolowy i zidentyfikowano je jako pigmejskie rezonanse dipolowe PDR. Za pomocą reakcji rozpraszania kwantów gamma (γ, γ') zbadano PDR w jądrach o różnych masach, od ^{42}Ca [Hart00], przez ^{136}Xe [Sav08], do ^{208}Pb [Rye02]. Do pomiaru PDR wykorzystywano także rozpraszanie cząstek α (np. w jądrach ^{138}Ba [End09], ^{140}Ce [Sav06] i ^{124}Sn [End10]). Stwierdzono, że PDR występują w wielu jądrach, a ich nasilenie wzrasta wraz ze wzrostem liczby neutronów w stosunku do protonów (N/Z).

Mierząc widma gamma emitowane przez te same jądra wzbudzone za pomocą różnych reakcji stwierdzono, że są one podobne do pewnej, ustalonej wartości energii gamma. Powyżej niej, w widmie pochodzącym z reakcji (α, α') nie obserwowano przejść widocznych w reakcji (γ, γ'). Przykładem takich obserwacji są widma przejść gamma zmierzone w reakcjach rozpraszania cząstek α i kwantów gamma na jądrach ^{140}Ce [Sav06] przedstawione na rysunku 2.13.

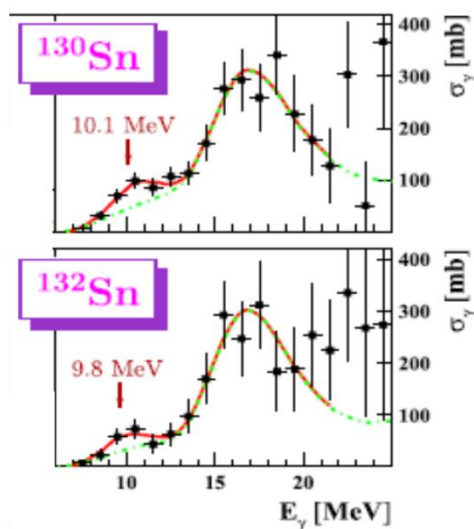


Rys. 2.13. Intensywności przejść E1 obserwowane w reakcjach rozpraszania cząstek α ($\alpha, \alpha'\gamma$) oraz kwantów gamma (γ, γ') na jądrach ^{140}Ce (z pracy [Sav06]).

Fakt, że stany obserwowane w procesie rozpraszania kwantów gamma nie są populowane przez rozpraszanie cząstki α , wyjaśniony został różnicą w mechanizmie wzbudzeń w obu przypadkach [Paa09]. Podział PDR na dwie składowe, o niższej i wyższej energii, został wyjaśniony teoretycznie z zastosowaniem do opisu oddziaływań pomiędzy nukleonami modelu RHB (*Relativistic Hartree-Bogoliubov*)+RQRPA na przykładzie jądra ^{140}Ce [Paa09]. Dla niższej energii przewidywane są wzbudzenia polegające na zgodnym w fazie ruchu neutronów i protonów odbywającym się w pewnej odległości od centrum jądra, przy jego powierzchni. Składowa PDR o niższej energii odpowiada wzbudzeniu izoskalarnemu, które nie zmienia izospinu jądra i może być wywołane zarówno przez oddziaływanie fotonu jak i cząstki alfa. Jest ono związane ze wzbudzeniem powierzchni jądra, w którym protony i neutrony oscylują w tej samej fazie. Natomiast dla wyższych energii przewidywane jest wzbudzenie zachodzące prawie w całej objętości jądra, polegające na oscylacjach neutronów i protonów w przeciwnych fazach. Posiada ono

charakter izowektorowy, taki sam jak GDR, i może być skutkiem oddziaływania, w wyniku którego może zmienić się izospin jądra. Takie właściwości są charakterystyczne dla rozpraszania fotonów.

Pigmejskie rezonanse dipolowe badane były także dla jąder egzotycznych, $^{130,132}\text{Sn}$, z wykorzystaniem pomiaru neutronów [Adr05, Kli07]. Jądra $^{130,132}\text{Sn}$ o nadmiarze neutronów produkowane były w reakcji rozszczepienia ^{238}U , a następnie uderzały w tarczę ^{208}Pb lub ^{12}C , wskutek czego ulegały wzbudzeniu. Przekroje czynne na fotoabsorbencję uzyskano rekonstruując energię wzbudzenia z pomiaru wszystkich produktów rozpadu: ciężkich fragmentów, neutronów oraz kwantów gamma. Przedstawione są one na rysunku 2.14. W rezultacie uzyskano przekrój czynny odpowiadający wzbudzeniu PDR dla ^{130}Sn wynoszący 7 % EWSR oraz 4 % EWSR dla ^{132}Sn .



Rys. 2.14. Przekroje czynne na fotoabsorbencję uzyskane dla jąder ^{130}Sn i ^{132}Sn (z pracy [Adr05]).

2.5 Modele teoretyczne opisujące kolektywne własności jąder produkowanych w reakcji z utworzeniem jądra złożonego

W celu analizy i interpretacji wyników eksperymentalnych należy porównać je z przewidywaniami modelu teoretycznego. Badania dotyczące kolektywnych własności jąder, produkowanych w reakcji z utworzeniem jądra złożonego, wymagają zastosowania modeli teoretycznych opisujących reakcje utworzenia i rozpadu jądra złożonego, a także ich charakterystyczne własności.

2.5.1 Statystyczny rozpad jądra złożonego

Jądro złożone jest systemem składającym się z wielu nukleonów, tworzonym w wyniku reakcji zderzenia dwóch jąder. Charakteryzuje się określoną energią wzbudzenia oraz krętem opisanym rozkładem zależnym od rodzaju oddziałujących jąder oraz ich energii. Ze względu na dużą liczbę nukleonów cechuje je duża gęstość stanów, która dodatkowo wzrasta wraz z energią wzbudzenia. Opis rozpadu jądra złożonego sformułowany został za pomocą modelu statystycznego przez Hausera i Feshbacha [Hau52].

Jego podstawą jest hipoteza Bohra, zgodnie z którą stosunkowo długi czas życia jądra złożonego pozwala na ekwipartycję energii na wszystkie stopnie swobody nukleonów. Dlatego też sposób rozpadu jądra złożonego nie zależy od reakcji, w której powstało. Przekrój czynny $\sigma(CN, x)$ na rozpad z emisją cząstki x jest iloczynem przekroju czynnego na utworzenie jądra złożonego σ_{CN} oraz prawdopodobieństwa P_x wyemitowania tej cząstki

$$\sigma(CN, x) = \sigma_{CN} P_x. \quad (2.19)$$

Prawdopodobieństwo można zdefiniować jako stosunek szerokości rozpadu Γ_x poprzez emisję cząstki x do sumy szerokości rozpadu Γ_i poprzez wszystkie możliwe kanały

$$P_x = \frac{\Gamma_x}{\sum_i \Gamma_i} \quad (2.20)$$

Szerokość rozpadu jądra o energii wzbudzenia E^* i spinie I_{CN} poprzez emisję cząstki x dana jest wzorem

$$\Gamma_x = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, I_{CN})} \int dE T_l(E) \rho(E^* - B_x - E_x, I_d), \quad (2.21)$$

gdzie E_x jest energią kinetyczną cząstki, B_x – jej energią separacji, I_d oznacza spin jądra końcowego, ρ_{CN} i ρ – gęstości poziomów stanu początkowego i końcowego, a $T_l(E)$ jest odpowiednim współczynnikiem transmisji.

Podobnie szerokość rozpadu poprzez emisję kwantu gamma wyrażona jest przez

$$\Gamma_\gamma^l = W(l) \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 A^{\frac{2l}{3}} \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, I_{CN})} \int dE_\gamma E_\gamma^{2l+1} \sigma_l(E_\gamma) \rho(E^* - E_\gamma, I_d), \quad (2.22)$$

Gdzie l oznacza multipolowość kwantu gamma, $W(l)$ jest współczynnikiem zależnym od niej, E_γ jest energią przejścia γ , a σ_l opisuje jego funkcje nasilenia energii gamma (w przypadku przejść typu E2 jest to funkcja nasilenia GDR).

Gęstość poziomów definiowana jest tak samo jak dla gazu Fermiego i dla danej energii wzbudzenia i krętu I jądra wyrażona jest wzorem

$$\rho(E^*, I) \propto (2I + 1) \exp \left[2\sqrt{a(U, I)U} \right], \quad (2.23)$$

gdzie a jest parametrem gęstości poziomów, U – stanowi energię termiczną określaną jako różnicę między energią wzbudzenia a energią rotacji, z uwzględnieniem poprawki na oddziaływanie typu *pairing* δP : $U = E^* - E_{rot}(I) + \delta P$. Parametr gęstości poziomów „ a ” zależy od temperatury jądra, która definiowana jest zależnością

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho(U)}{dU}. \quad (2.24)$$

W oparciu o model statystyczny powstały dwa kody, za pomocą których można wykonywać obliczenia reakcji rozpadu jądra złożonego. Jednym z nich jest CASCADE [Puh77] posiadający również wersję bazującą na metodzie Monte Carlo. Inny z programów - GEMINI++ [Cha08] stworzony został w oparciu o metodę Monte Carlo w celu obliczeń rozpadu jądra poprzez emisję cząstek. Dodatkowo, ostatnio został zmodyfikowany przez naszą grupę [Cie13] aby umożliwić w obliczeniach jednoczesne uwzględnienie emisji wysokoenergetycznych kwantów gamma.

2.5.2 Model kroplowy jądra – LSD

Model kroplowy LSD (*Lublin Strasburg Drop*) opisuje jądro atomowe jako nieściśliwą kroplę cieczy, ale w porównaniu ze zwykłym modelem kroplowym posiada dodatkowy człon związany z krzywiznami powierzchni jądrowej [Pom02, Dud04, Maz07]. Energia potencjalna liczona jest z zastosowaniem tego modelu według wzoru

$$\begin{aligned} E_{LSD} = & ZM_p + NM_n - 0.00001433Z^{2.39} - b_{obj} \left(1 - \kappa_{obj} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) A + \\ & + b_{pow} \left(1 - \kappa_{pow} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) A^{\frac{2}{3}} B_{pow}(def) + \\ & + b_{krz} \left(1 - \kappa_{krz} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) A^{\frac{1}{3}} B_{krz}(def) + \\ & + \frac{3}{5} e^2 \frac{Z^2}{r_0 A^{\frac{1}{3}}} B_{Coul}(def) - C_4 \frac{Z^2}{A} + E_{kong}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

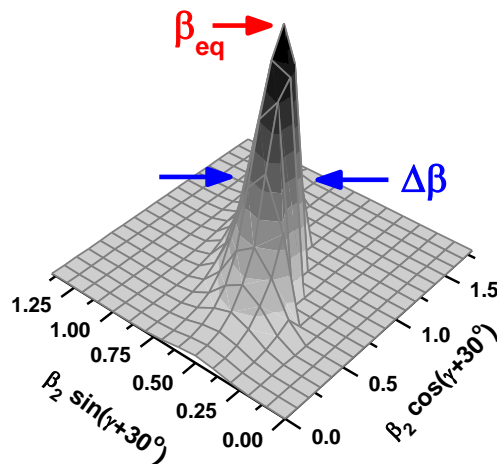
gdzie Z i N to liczby protonów i neutronów, M_p i M_n to masy protonu i neutronu, r_0 jest promieniem jądra, a człon $C_4 \frac{Z^2}{A}$ opisuje poprawkę na rozmycie ładunku na powierzchni jądra. Zestawy parametrów objętościowych b_{obj} i κ_{obj} , powierzchniowych b_{pow} i κ_{pow} oraz związanych z krzywizną jądra b_{krz} i κ_{krz} uzyskane zostały z dopasowania obliczeń do wszystkich dostępnych danych eksperymentalnych dotyczących mas jąder i odtwarzających bardzo dobrze znane bariery na rozszczepienie. Funkcje $B_{pow}(def)$, $B_{krz}(def)$ oraz $B_{Coul}(def)$, to funkcje zależne od deformacji jądra występujące przy odpowiednich członach równania, a energia uzgodnienia (kongruencji) E_{kong} związana jest z obniżeniem energii wiązania w przypadku jąder o $Z = N$.

Energia całkowita rotującego jądra jest sumą energii potencjalnej E_{LSD} oraz energii rotacji i wyraża się wzorem: $E_{macro}(def, I) = E_{LSD}(def) + \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}$.

Z zastosowaniem modelu LSD wykonano obliczenia [Maz13] dla jąder, będących przedmiotem badań zaprezentowanych w tej pracy. Obliczone wartości energii potencjalnej służyły następnie do otrzymywania energii całkowitej oraz odpowiednich rozkładów prawdopodobieństwa parametrów deformacji.

2.5.3 Termiczne fluktuacje kształtu

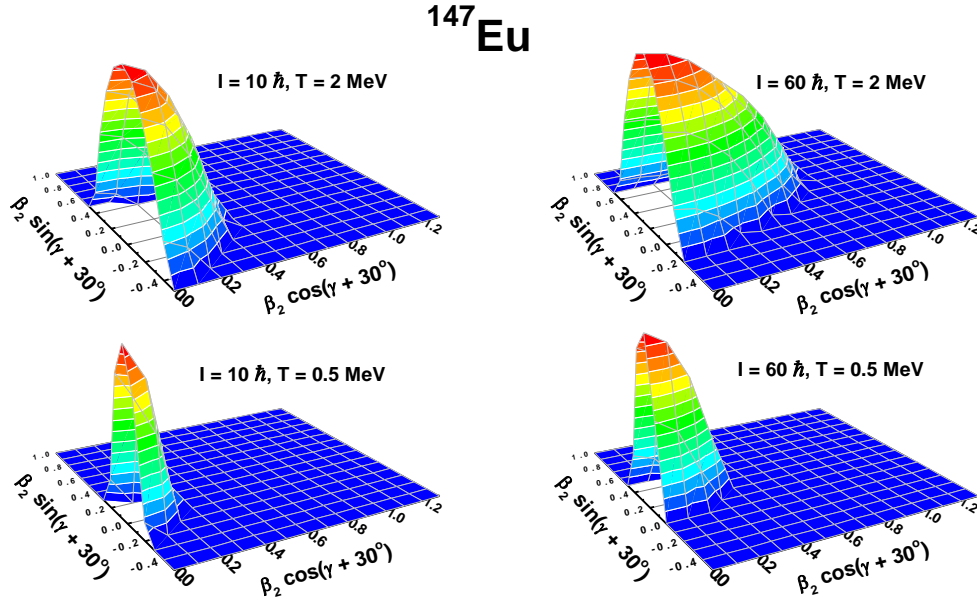
Wraz ze wzrostem temperatury jądra zanika uporządkowana struktura stanów wzbudzonych. Kształt jądra nie jest już dobrze zdefiniowany, lecz jest opisywany przez zespół kształtów [Orm97, Alh93, Dub05]. Zgodnie z modelem termicznych fluktuacji kształtu (TFM), z określonym prawdopodobieństwem zależnym od energii swobodnej jądra oraz jego temperatury, jądro może przyjąć kształt opisany dowolnymi wartościami parametrów β i γ . Prawdopodobieństwo to wyraża się wzorem: $P(\beta, \gamma, I) \approx \exp\left[\frac{-F(\beta, \gamma, I)}{kT(\beta, \gamma, I)}\right]$, gdzie $F(\beta, \gamma, I)$ to energia swobodna jądra, $T(\beta, \gamma, I)$ określa temperaturę jądrową, a k to czynnik Boltzmanna. Energia swobodna definiowana jest przez $F(\beta, \gamma, I) = E(\beta, \gamma, I) - TS$, gdzie E jest energią całkowitą jądra równą E_{macro} zgodnie z obliczeniami modelu LSD, T – temperaturą jądra, a S – entropią. Przykładowy rozkład prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro danej deformacji pokazuje rysunek 2.15. Deformacja, dla której energia jądra osiąga minimum, jest deformacją równowagową jądra β_{eq} . Opisuje ona najbardziej prawdopodobny kształt jądra. Wielkością mierzoną jest średnia deformacja β_{av} , będącą sumą wszystkich możliwych wartości deformacji ważonych rozkładem prawdopodobieństwa $P(\beta, \gamma)$. Szerokość (wariancja) tego rozkładu $\Delta\beta$, wyrażona wzorem: $\Delta\beta = \sqrt{\langle\beta^2\rangle - \beta_{av}^2}$, określa zakres wartości deformacji branych pod uwagę przy wyznaczaniu średniej.



Rys. 2.15. Rozkład prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro różnych deformacji (obliczenia na podstawie modelu LSD dla ^{98}Mo o kręcie $72 \hbar$).

Rozkład prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro danej deformacji zależy od temperatury oraz krętu jądra. Jego maksimum, odpowiadające deformacji równowagowej β_{eq} , może zmieniać się wraz ze wzrostem krętu jądra. Szerokość rozkładu $\Delta\beta$ wzrasta natomiast wraz z temperaturą jądra. Zależność ta widoczna jest na rysunku 2.16,

przedstawiającym rozkłady prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro danego kształtu dla jądra ^{147}Eu o temperaturze 0.5 i 2 MeV oraz kręcie 10 i $60 \hbar$.



Rys. 2.16. Rozkłady prawdopodobieństwa kształtu jądra ^{147}Eu o spinach $I = 10$ i $60 \hbar$ oraz temperaturach 2 i 0.5 MeV obliczone z zastosowaniem modelu LSD i modelu termicznych fluktuacji.

Można zauważyć, że dla $T > 0$ nie mamy do czynienia z jednym dobrze określonym kształtem jądra, ale z całym zespołem różnych kształtów. Określany w eksperymencie kształt jądra o wysokiej temperaturze jest kształtem średnim (efektywnym), opisywanym przez średnie wartości parametrów deformacji.

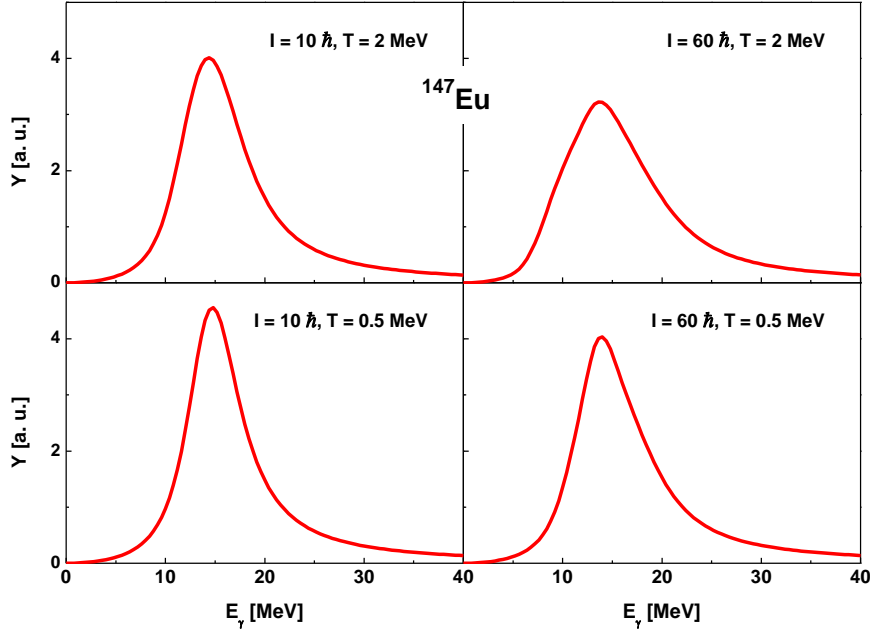
Gigantyczny rezonans dipolowy jest wzbudzeniem jądra o właściwościach zależnych od kształtu jądra, w którym występuje, dlatego też za pomocą jego pomiaru można uzyskać informację na temat deformacji jądra. Mierzona funkcja nasilenia GDR wzbudzonego w jądrze o deformacji β, γ definiowana jest jako suma składowych

$$\sigma(E, \beta, \gamma) = \sum_{k=1,2,3,4,5} \frac{\sigma_0 \Gamma_{GDR,k} E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR,k}^2)^2 + \Gamma_{GDR,k}^2 E_\gamma^2}, \quad (2.26)$$

których centroidy oraz szerokości $E_{GDR,k}$ i $\Gamma_{GDR,k}$ zależą od deformacji jądra. Ponieważ w zbiorze badanych jąder mogą znajdować się jądra o różnych deformacjach, odpowiadające im funkcje nasilenia GDR są zsumowane z wagami wynikającymi z prawdopodobieństwa uzyskania danej deformacji. W rezultacie otrzymuje się średnią funkcję nasilenia GDR wyrażoną wzorem

$$\sigma(E_\gamma, T, I) = \sum P(\beta, \gamma, T, I) \sigma(E_\gamma, \beta, \gamma). \quad (2.27)$$

Funkcje nasilenia GDR obliczone z zastosowaniem modelu LSD oraz termicznych fluktuacji kształtu dla jądra ^{147}Eu o spinach $I = 10$ i $60 \hbar$ oraz temperaturach 2 i 0.5 MeV przedstawione są na rysunku 2.17. Odpowiadają one mierzonemu eksperymentalnie kształtowi GDR. Na podanym przykładzie można zaobserwować wzrost półszerokości uzyskanych funkcji odpowiadających szerokościom Γ_{GDR} . Jest on wyraźny wraz ze wzrostem temperatury oraz mniej znaczny wraz ze wzrostem krętu, co wynika ze zmiany rozkładu prawdopodobieństwa w zależności od tych wielkości.



Rys. 2.17. Obliczone z zastosowaniem modelu LSD i modelu termicznych fluktuacji funkcje nasilenia GDR wzbudzonego w jądrze ^{147}Eu o spinach $I = 10$ i $60 \hbar$ oraz temperaturach 2 i 0.5 MeV.

2.5.4 Model „Phonon Damping”

Model „*phonon damping*” – tłumienia fononowego (PDM) – zaproponowany został przez N. D. Dang i A. Arima w roku 1998 [Dan98] w celu interpretacji zmiany szerokości GDR wraz ze wzrostem temperatury.

Opisuje on szerokość GDR zbudowanego na stanie wzbudzonym jądra o temperaturze $T \neq 0$. Model ten przedstawia GDR poprzez kolektywne wibracje (fonon GDR), które są tłumione wskutek oddziaływania ze stanami cząstka-dziura, cząstka-cząstka, czy dziura-dziura, pojawiającymi się dla wyższych temperatur. W obliczeniach uwzględniane jest oddziaływanie wymienionych konfiguracji jednocząstkowych ze stanami jedno i dwu fononowymi.

Hamiltonian tego oddziaływania stanowi sumę trzech członów, z których jeden definiuje pole jednocząstkowe, drugi odpowiada oddziaływaniom fononów, a trzeci oddziaływaniom pomiędzy nimi. Równanie ruchu dla fononu GDR tłumionego przez oddziaływanie z polem jednocząstkowym jest określone funkcją Greena

$$G_q(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{E - \omega_q - P_q(E)}, \quad (2.28)$$

gdzie $P_q(E)$ jest operatorem polaryzacji. Energia GDR, ω_{GDR} , wyznaczona jest za pomocą określenia biegunca funkcji Greena i wraża się wzorem

$$\omega_{GDR} - \omega_q - P_q(E) = 0. \quad (2.29)$$

Szerokość Γ_{GDR} rezonansu o energii $\omega = \omega_{GDR}$, zbudowanego w jądrze gorącym, definiowana jest poprzez część urojoną operatora polaryzacji $P_q(E)$

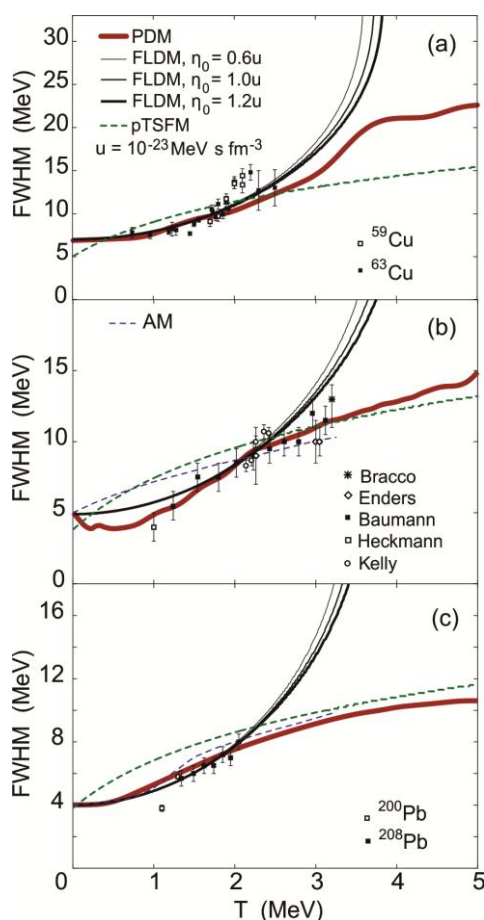
$$\Gamma_{GDR} = 2\gamma_q(\omega) = 2|ImP_q(\omega \pm i\varepsilon)|. \quad (2.30)$$

Funkcja nasilenia, opisująca kształt GDR, otrzymana została z analitycznego rozwinięcia funkcji Greena oraz poprzez rozwinięcie operatora polaryzacji wokół ω_{GDR} :

$$S_{GDR}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{GDR}(\omega)}{(\omega - \omega_{GDR})^2 + \gamma_{GDR}^2(\omega)}. \quad (2.31)$$

Ostatnio [Dan12] model został rozszerzony o uwzględnienie także krętu gorącego jądra, zdefiniowanego poprzez niekolektywną (jednocząstkową) rotację. Umożliwia to zastosowanie modelu do interpretacji GDR w gorących, rotujących jądrach sferycznych.

Wyniki obliczeń wykonanych z wykorzystaniem modelu PDM dla jąder ^{63}Cu , ^{120}Sn i ^{208}Pb , zaprezentowane w pracy [Dan11], przedstawiające zależność szerokości GDR od temperatury zawiera rysunek 2.18. Zgodnie z zaproponowanym przez model podejściem, szerokość GDR wzrasta wraz z temperaturą aż do wartości ok. 4 – 5 MeV, a następnie ulega wysyceniu.



Rys. 2.18 Szerokości GDR obliczone z zastosowaniem modelu PDM dla ^{63}Cu (a), ^{120}Sn (b) i ^{208}Pb (c) w funkcji temperatury T dla różnych, ustalonych wartości krętów M (z pracy [Dan11]).

3 Metody badań i przeprowadzone pomiary

W eksperymentach mających na celu badanie własności jąder atomowych do wytwarzania nuklidów w określonych stanach wzbudzonych wykorzystywane są różne rodzaje reakcji jądrowych. Widma kwantów gamma lub cząstek emitowanych przez produkty zawierają informację na temat własności wzbudzonego jądra. Do ich pomiaru mogą być stosowane zarówno proste układy detekcyjne, jak również systemy składające się z różnych rodzajów detektorów. Oprócz rejestracji kwantów gamma i cząstek pochodzących z rozpadu stanów wzbudzonych jąder, w niektórych eksperymentach niezbędna jest identyfikacja i wybór rodzaju badanych jąder.

Pomiar własności jąder egzotycznych w szczególnych warunkach, np. przy wysokich temperaturach lub krętach, wymaga zastosowania złożonych układów detekcyjnych, umożliwiających pomiary selektywne (ekskluzywne). Pomiary takie polegają na wybieraniu tej części spośród wszystkich wytworzonych jąder, która odpowiada żądanym wymaganiom. Dotyczą one na przykład selekcji jąder o różnych wartościach temperatury czy krętu a także wybierania ścieżek rozpadu jąder złożonych prowadzących do poszczególnych jąder końcowych (produktów reakcji).

3.1 Reakcje jądrowe zastosowane w badaniach

W zależności od mechanizmu zastosowanej reakcji można produkować jądra w różnych stanach wzbudzonych i następnie badać własności jądra w tych stanach. Do reakcji służących do badań własności jąder w stanach wzbudzonych należą: rozproszenie elastyczne i nieelastyczne, reakcje transferu, reakcje głęboko nieelastyczne i rozszczepienia, reakcje zachodzące z utworzeniem jądra złożonego, fragmentacja. Poniżej scharakteryzowane są pokrótce te reakcje, które wykorzystano w niniejszej monografii w badaniach rozpadu wzbudzonych jąder.

3.1.1 Produkcja jąder egzotycznych w reakcjach fragmentacji i rozszczepienia relatywistycznych wiązek ciężkich jonów

Do badania własności jąder stabilnych lub jąder o nadmiarze protonów szeroko stosuje się reakcję fuzji-ewaporacji. Nuklidy produkowane w tych procesach charakteryzują się wysokimi energiami wzbudzenia i wysokimi krętami. Z kolei reakcje

fragmentacji ciężkich jonów prowadzą do utworzenia egzotycznych, zarówno protono- jak i neutrono-nadmiarowych jąder o wysokich energiach wzbudzenia, ale raczej średnio niskich krętach. Reakcje rozszczepienia natomiast umożliwiają tworzenie wzbudzonych neutrono-nadmiarowych jąder o średnich masach.

Reakcja fragmentacji zachodzi w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach znacznie wyższych od bariery kulombowskiej. Przyjmuje się, że reakcja ta ma miejsce w przypadku zderzeń peryferyjnych wiązki o wysokiej energii ($E > 200 \text{ MeV/A}$). Dla zderzenia centralnego przy tych energiach obserwowana jest multifragmentacja. Reakcja fragmentacji dzieli się na dwa etapy. W pierwszym, trwającym krótko ($\sim 10^{-23} \text{ s}$) w wyniku oddziaływania jąder wiązki i tarczy część nukleonów uzyskuje wysoką energię i zostaje oderwana, zmieniając skład pocisku i tarczy. Powstają wzbudzone prefragmenty o różnych energiach. W drugim, dłuższym ($\sim 10^{-16} - 10^{-21} \text{ s}$) etapie następuje termalizacja i deekscytacja. Wyparowane zostają kwanty gamma, nukleony, lekkie jądra lub dochodzi do rozszczepienia. Końcowe produkty reakcji nazywane są fragmentami. Na ogół powstają dwa produkty, jeden o masie zbliżonej do pocisku i drugi – o masie zbliżonej do jądra tarczy.

Mikroskopowy opis reakcji fragmentacji zawiera model INtranuclear Cascade [Cug87, Cug97], który zakłada, że prefragment tworzony jest w wyniku serii zderzeń między prawie swobodnymi nukleonami. Natomiast makroskopowy model geometrycznego obcięcia (abrasion-ablation) [Gai91] opisuje fragmentację poprzez zderzenie dwóch kul. W jego wyniku w pocisku powstaje „wycięcie” o wielkości zależnej od parametru zderzenia, wyznaczające liczbę usuniętych nukleonów.

W zależności od parametru zderzenia w reakcji fragmentacji dochodzi do oderwania różnej liczby nukleonów. Powstają produkty o różnych liczbach protonów oraz różnych masach. Zbiór tworzonych jąder nazywany jest „koktajlem” izotopów. Aby wybrać konkretne jądra, produkty reakcji transportowane są przez separator fragmentów i rejestrowane przez detektory, w których, po zastosowaniu odpowiednich bramek, zachodzi selekcja wybranych przypadków.

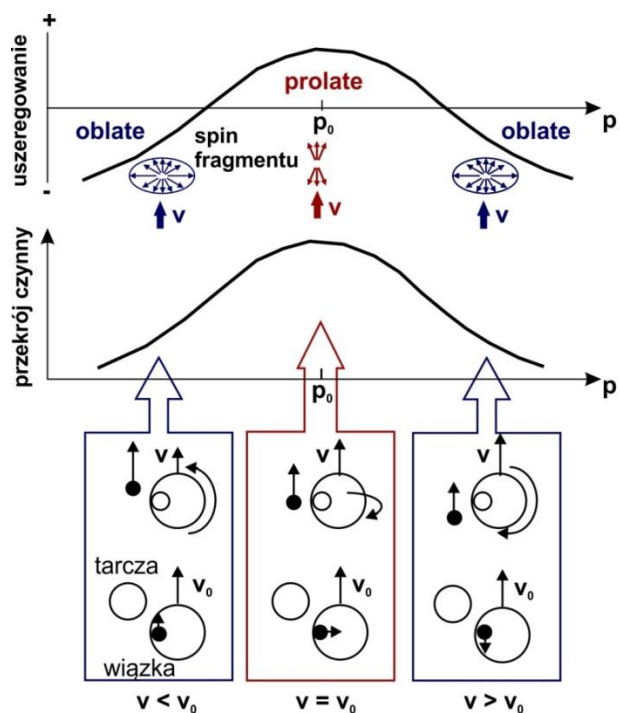
Jeżeli jako pocisku używa się jąder ciężkich o dużych wartościach Z^2/A , mogą one na skutek oddziaływania z jądrami tarczy ulegać rozszczepieniu. Prawdopodobieństwo tej reakcji zależy od gęstości stanów ponad barierą. W wyniku powstaje zbiór różnych izotopów, z których następnie wybierane są badane przypadki.

Reakcje fragmentacji oraz rozszczepienia ciężkich jonów o relatywistycznych energiach wykorzystywane są często do produkcji i badania własności egzotycznych, niezbadanych wcześniej jąder lub ich stanów izomerycznych. Niezwykle ważną własnością umożliwiającą te pomiary jest stopień uszeregowania spinów wytworzonych fragmentów. Istotny jest on zwłaszcza w eksperymentach, w których bada się oddziaływanie momentów magnetycznych jądra z zewnętrznym polem. Do nich należą pomiary czynnika g .

W zależności od oddziaływania między nukleonami pocisku i tarczy podczas zderzenia, powstały produkt uzyskuje różne wartości pędu podłużnego, a także momentu pędu (związanego z rotacją). Mechanizm powstawania uszeregowania spinów w reakcji fragmentacji można opisać według prostego modelu [Asa91]. Jego schemat przedstawia rysunek 3.1. Jeżeli nukleon w jądrze pocisku porusza się równolegle do wektora prędkości pocisku, to moment pędu nadany wyprodukowanemu fragmentowi jest prostopadły do jego prędkości (jest to tzw. uszeregowanie ujemne lub „oblate”). Taki mechanizm

charakteryzuje fragmenty o najniższych i najwyższych wartościach pędu. Z większym prawdopodobieństwem powstają produkty o pędach pośrednich i momentach pędu skierowanych równoległe do prędkości. Jest to tzw. uszeregowanie typu „prolate” lub dodatnie. Przy założeniu podobnego mechanizmu reakcji fragmentacji przy relatywistycznych energiach wiązki można, poprzez selekcję przypadków odpowiadających określonym wartościom pędu jąder, wybierać tylko te o spinach uszeregowanych.

Podobnie należy rozważyć zachowanie się spinów fragmentów rozszczepienia. W procesie rozszczepienia symetrycznego dwa fragmenty emitowane są pod kątem 180° w układzie środka masy, posiadają równe pędy a ich spiny są prostopadłe do kierunku emisji (uszeregowanie typu „oblate”). Gdy dochodzi do rozszczepienia jądra poruszającego się z dużą prędkością mamy do czynienia z dwoma sytuacjami. W pierwszej oba fragmenty emitowane są w kierunku poruszających się jąder wiązki (do przodu) z prędkością zbliżoną do prędkości wiązki. W układzie środka masy są to jądra emitowane prostopadłe do kierunku wiązki, zaś uszeregowanie ich spinów jest równoległe (lub antyrównoległe) do kierunku wiązki (jest to tzw. uszeregowanie dodatnie lub „prolate”). Wybierając wartości pędu podłużnego zbliżone do pędu wiązki (w centrum rozkładu pędów) można wybrać takie przypadki uszeregowania. Inaczej jest w przypadku fragmentów emitowanych w procesie rozszczepienia równoległe lub antyrównoległe do kierunku wiązki. Posiadają one prędkości większe lub mniejsze od prędkości wiązki a ich spiny układają się w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku prędkości wiązki. Wybierając niskie lub wysokie wartości pędu podłużnego (tzw. „skrzydła” rozkładu pędów) można dokonać selekcji przypadków charakteryzujących się uszeregowaniem spinów typu „oblate” (uszeregowanie ujemne). Jeśli przypadki nie są bramkowane „skrzydłami” albo centrum rozkładu pędów, uszeregowanie spinów się praktycznie znosi do zera.



Rys. 3.1. Model powstawania uszeregowania spinów jąder powstałych w reakcji fragmentacji (wg. [Asa91]).

Wyprodukowane jądra (w reakcjach fragmentacji lub rozszczepienia jąder pocisku przy relatywistycznej energii) są następnie transportowane przez separator fragmentów, służący do identyfikacji wybranych izotopów. Na końcu separatora znajduje się stoper, w którym jony są zatrzymywane i tam następuje rozpad stanów izomerycznych w tych jądrach. Wokół stopera znajduje się układ pomiarowy, którego zadaniem jest pomiar promieniowania gamma emitowanego przez jądra w celu zbadania ich własności takich, jak czasy życia stanów izomerycznych lub czynniki g momentów magnetycznych. Badania własności magnetycznych możliwe są tylko dla jąder o spinach uszeregowanych (albo dodatnio albo ujemnie). Ważne jest więc zachowanie uszeregowania spinów wytworzonych jąder podczas transportu przez separator. W trakcie przechodzenia przez degrader lub materiał detektorów, a także podczas transportu w powietrzu, momenty magnetyczne jąder mogą oddziaływać ze spinami elektronów atomów materii, wskutek czego mogą zmieniać się kierunki spinów jąder. Proces ten jest bardziej prawdopodobny dla ciężkich jąder, bardziej zjonizowanych. Aby zminimalizować jego prawdopodobieństwo, należało skrócić czas przejścia jonów przez separator. Dlatego też nasz grupa zaproponowała (po raz pierwszy) wykorzystanie do pomiaru jonów posiadających wysokie energie podczas transportu, aż do zatrzymania w stoperze. W prowadzonych przez nas eksperymentach mających na celu pomiary czasów życia i czynników g stanów izomerycznych energie implantowanych do stopera jonów były większe od 250 MeV/A.

3.1.2 Zderzenia nieelastyczne

Podczas reakcji wiązki jonów uderzającej w tarczę mogą mieć miejsce różne procesy. Dochodzi wtedy do oddziaływania jąder tarczy i wiązki, na które składają się odpychające siły kulombowskie działające pomiędzy protonami oraz silne przyciągające oddziaływanie jądrowe. W zależności od parametru zderzenia mamy do czynienia z różnymi typami reakcji: wzbudzeniem kulombowskim, transferem kilku nukleonów w procesie nieelastycznego rozpraszania lub zderzeniem głęboko-nieelastycznym zachodzącym z wymianą wielu nukleonów.

Dla odpowiednio dużych parametrów zderzenia można zaniedbać wpływ oddziaływania jądrowego. Dochodzi wtedy do reakcji wzbudzenia kulombowskiego, w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego obu jąder. W rezultacie powstają wzbudzone jądra tarczy i pocisku, emitujące kwanty gamma. W wyniku pomiaru tych kwantów można uzyskać informacje dotyczące takich własności jąder jak: czasy życia, stosunki rozgałęzień, prawdopodobieństwa przejść i momenty kwadrupolowe. Tego typu reakcje stosowane są też w celu wzbudzenia gigantycznych lub pigmejskich rezonansów. Szczególnie ważne w badaniach rezonansów są reakcje wzbudzenia kulombowskiego przy relatywistycznych energiach, charakteryzujące się większym prawdopodobieństwem wzbudzenia w jądrze stanów GDR i PDR (rozpadających się przez emisję przejść E1), niż GQR o charakterze E2.

W przypadku, gdy reakcja pomiędzy jądrem wiązki i jądrem tarczy zachodzi dla mniejszych wartości parametru zderzenia, na skutek oddziaływania jądrowego może dojść do wymiany nukleonów, albo do reakcji rozpraszania nieelastycznego, bez przekazu cząstek. Podczas reakcji transferu zachodzi wymiana niewielkiej liczby nukleonów. Powstają w niej wzbudzone produkty o liczbach protonów i neutronów zbliżonych do tych, jakie posiadają jądra biorące udział w reakcji. Z kolei procesy zderzeń głęboko-

nieelastycznych związane są z wymianą dużej liczby nukleonów - ich produkty mogą znacznie różnić się od jąder pocisku i tarczy oraz charakteryzują się większymi wartościami energii wzbudzenia.

Reakcje rozpraszania wykorzystywane są zazwyczaj w badaniach jąder przy energiach wzbudzenia niższych niż w przypadku jąder złożonych. Można je wykorzystywać np. do wzbudzania pigmejskich rezonansów dipolowych, czy gigantycznych rezonansów dipolowych i kwadrupolowych.

3.1.3 Reakcja z utworzeniem jądra złożonego

Jądro złożone tworzone jest w reakcji fuzji, która zachodzi przy małych wartościach parametru zderzenia. W procesie takiego zderzenia jądra łączą się ze sobą, tworząc złożony system, który, po rozdzieleniu energii na wszystkie nukleony, osiąga stan równowagi. Powstaje jądro złożone. W zależności od parametru zderzenia posiada ono różny kręt. W reakcji tworzony jest cały zbiór jąder o określonej energii wzbudzenia oraz różnych krętach opisanych rozkładem. Jądro złożone produkowane w reakcji fuzji, posiada kręt o kierunku prostopadłym do kierunku padającej wiązki. Także spiny jąder tworzonych w tej reakcji uszeregowane są prostopadle do kierunku wiązki. Z energią wzbudzenia związana jest temperatura jądra. W reakcji fuzji produkowane są jądra o bardzo wysokich temperaturach (rozdział 2.5.1).

Wzbudzone jądro złożone traci swoją energię emitując neutrony, wysokoenergetyczne kwanty gamma oraz cząstki naładowane, może także ulec rozszczepieniu. Pomiar wysokoenergetycznego promieniowania gamma pochodzącego z rozpadu GDR, emitowanego z jąder o najwyższych temperaturach dostarcza informacji o własnościach gorących jąder. Wybierając dodatkowo przedziały spinów jąder złożonych można badać ich własności w zależności od krętu. Podczas eksperymentu można wybierać poszczególne kanały rozpadu jądra, poprzez identyfikację jąder końcowych (tzw. rezyduów ewaporacji).

Rozpad jądra poprzez emisję wysokoenergetycznych kwantów gamma oraz cząstek zachodzi do momentu, gdy energia wzbudzenia ponad linią yrast stanie się mniejsza niż energia wiązania cząstki, tj. zazwyczaj około 8 MeV. Później jądro może tracić swoją energię jedynie poprzez emisję kwantów gamma o niższych energiach. Najpierw następują tzw. przejścia statystyczne typu E1, doprowadzające rozpad do linii yrast, a następnie mamy do czynienia z kaskadą przejść zazwyczaj E2 wzdłuż linii yrast.

W produktach rozpadu jądra złożonego populowane są także stany przy stosunkowo niewysokich energiach wzbudzenia (do 2-4 MeV). Pomiar kwantów gamma z rozpadu tych stanów dostarcza informacji o strukturze jąder o niewielkich temperaturach (energiach wzbudzenia).

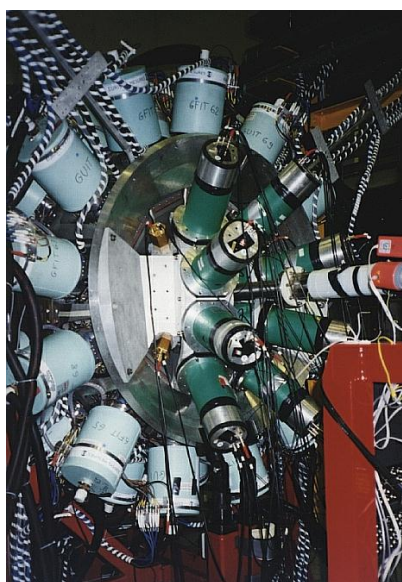
Mechanizm reakcji zachodzącej z utworzeniem jądra złożonego jest dobrze poznany, a sama reakcja jest wykorzystywana w badaniach własności jąder gorących oraz jąder przy niższych temperaturach.

3.2 Układy detekcyjne

Badania przedstawione w niniejszej pracy opierały się zazwyczaj na wynikach złożonych eksperymentów, analizowanych w wielu aspektach. Polegały one na pomiarze procesów charakterystycznych dla rozpadu jądra złożonego lub stanów wzbudzonych o niższych energiach, widm kwantów gamma oraz cząstek naładowanych, a także, w wielu przypadkach, identyfikacji utworzonych produktów reakcji. W celu jednoczesnego pomiaru zarówno kwantów gamma o wysokich i niskich energiach oraz lekkich cząstek naładowanych, czy jąder końcowych, w eksperymentach zastosowano kombinacje różnych układów detektorów. Należą do nich układy EUROBALL, RISING i AGATA służące do pomiarów dyskretnych przejść gamma; HECTOR – mierzący wysokoenergetyczne kwanty gamma oraz ICARE i GARFIELD, służące do detekcji cząstek naładowanych.

EUROBALL

Układ detektorów germanowych (HPGe) EUROBALL [Kor03, Bec92, Sim97] stosowany był do pomiarów dyskretnych przejść gamma. Składał się z 30 detektorów typu Tapered (duże pojedyncze kryształy), 26 detektorów typu Clover (każdy składający się z czterech kryształów) oraz 15 detektorów typu Cluster (każdy złożony z 7 kryształów), co dawało 239 kryształów Ge. Każdy z trzech typów detektorów wyposażony był w osłonę antykomptonowską. Wydajność układu wynosiła 10% dla 1.3 MeV. Układ wykorzystywany był w eksperymentach prowadzonych w LNL Legnaro, a następnie w IReS (obecnie IPHC) w Strasburgu w latach 1998-2002. Pracował również w połączeniu z filtrem krotności InnerBall, stanowiącym przez zespół detektorów BGO umieszczonych wokół tarczy, a także z detektorem cząstek EUCLIDES [Kor03]. W eksperymentach, w których wysokoenergetyczne kwanty gamma mierzono w koincydencji z przejściami dyskretnymi, wykorzystywano część układu EUROBALL (8.5 % wydajności), w skład której wchodziły detektory typu CLOVER i CLUSTER w połączeniu z układem HECTOR (rys. 3.2).

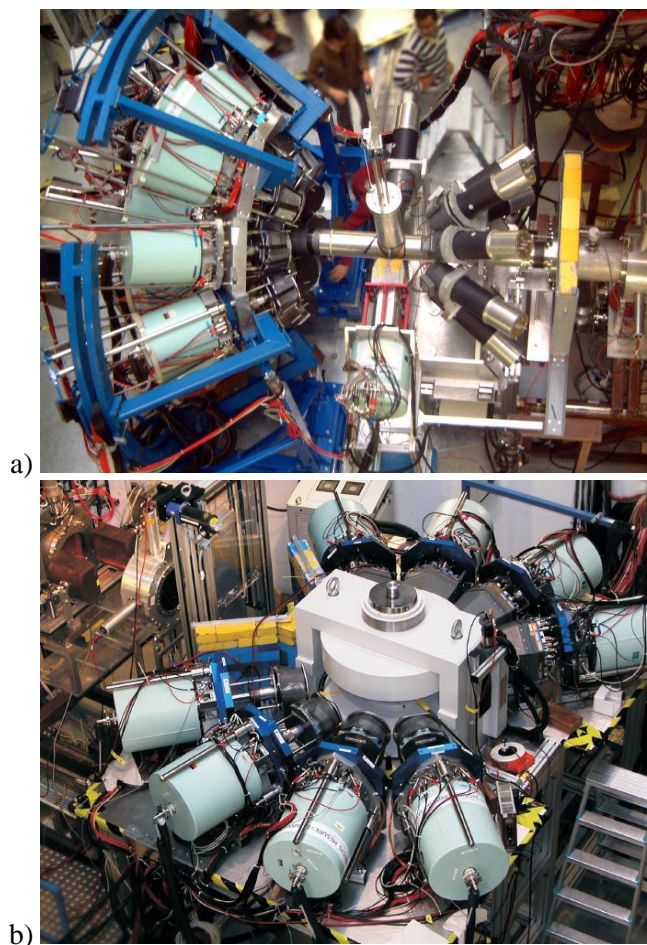


Rys. 3.2 Układ detektorów germanowych z systemu EUROBALL w połączeniu z układem HECTOR podczas eksperymentu w IReS.

RISING

Detektory germanowe typu CLUSTER użyto w układzie RISING (*Rare Isotopes INvestigations at GSI*) [Wol04]. Stanowiły one narzędzie do pomiaru przejść gamma w eksperymentach prowadzonych z zastosowaniem fragmentacji lub rozszczepienia relatywistycznych wiązek ciężkich jonów. Projekt RISING dotyczył wykorzystania tych reakcji do produkcji radioaktywnych izotopów, które następnie mogły być badane np. poprzez pomiar ich rozpadu po zatrzymaniu lub po wzbudzeniu w reakcjach wzbudzenia kulombowskiego.

W skład układu RISING wchodziło 15 detektorów typu CLUSTER z układu EUROBALL. Dla zwiększenia wydajności zrezygnowano w nich z osłon antykomptonowskich. Wydajność układu mierzona dla energii 661 keV wynosiła 15% dla detektorów umieszczonych w odległości ok. 20 cm od źródła promieniowania gamma. Segmentacja detektorów i identyfikacja miejsca oddziaływania pozwalała na zastosowanie odpowiednich poprawek dopplerowskich, co było istotne zwłaszcza dla eksperymentów z szybkimi wiązkami. W zależności od rodzaju eksperymentu detektory były rozmieszczone w różny sposób. Dla pomiarów z szybkimi wiązkami (ok. 100 MeV/A) ustawione były z przodu, natomiast w kierunku do tyłu umieszczano inne detektory, m. in. układ HECTOR (rys. 3.3a).

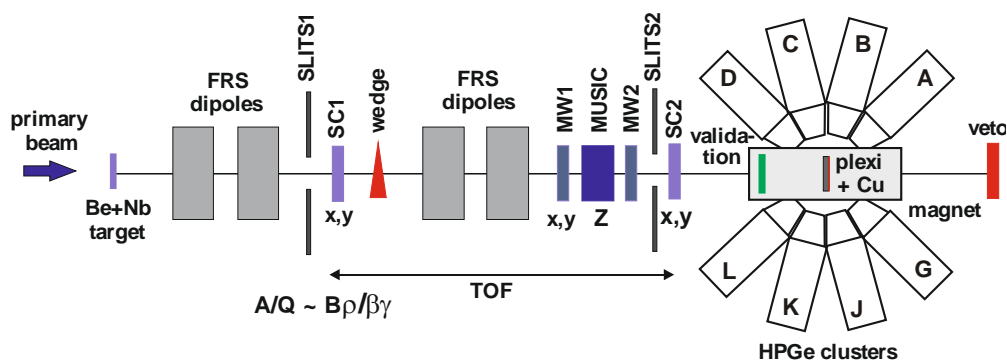


Rys.3.3 a) Układ RISING wraz z detektorami BaF2 z układu HECTOR podczas eksperymentów z wiązkami szybkimi. b) Detektory z układu RISING podczas pomiarów czynników g i czasów życia stanów izomerycznych.

Podczas eksperymentów mających na celu badanie stanów izomerycznych, używano 8 klastrów ułożonych w płaszczyźnie pod określonymi kątami ($\pm 45^\circ$, $\pm 75^\circ$, $\pm 105^\circ$ oraz $\pm 135^\circ$) w stosunku do padającej wiązki (rys. 3.3b). Taki układ umożliwiał pomiar rozkładów kątowych emitowanego promieniowania gamma oraz zależności tych rozkładów od czasu niezbędnej do wyznaczenia czynników g badanych stanów.

Wiązki wtórne produkowane były w procesie fragmentacji lub rozszczepienia wiązki pierwotnej (np. ^{238}U) na tarczy ^9Be lub ^{208}Pb o grubości 1-4 g/cm². Energia wiązki pierwotnej zawierała się w przedziale 400 MeV/A – 1 GeV/A. Odpowiednie jądra z wiązki wtórnej wybierane były za pomocą separatora FRS [Gei92], w którego skład wchodziły magnesy dipolowe oraz absorbery, a także detektory mierzące położenie wiązki oraz stratę jej energii (rys. 3.4). Selekcja jonów poruszających się po trajektoriach o promieniu krzywizny ρ realizowana była poprzez zastosowanie odpowiedniej wartości pola magnetycznego oraz absorbera z zastosowaniem tzw. techniki $B\rho\Delta E-B\rho$ [Mun92]. Natężenie pola magnetycznego B dobierane było tak, aby umożliwić selekcję jonów o określonej wartości $A/Z \sim B\rho$.

Za pomocą detektorów scyntylacyjnych SC1 i SC2 mierzących położenie wiązki oraz czas przelotu określano ich prędkość. Do pomiaru położenia stosowano także wielodrutowe liczniki proporcjonalne (MW1 i MW2). Liczbę atomową Z wyznaczano z pomiaru straty energii w komorze jonizacyjnej MUSIC. Masa jonów wyznaczana była z wartości $B\rho$ oraz z prędkości uzyskanych z pomiaru czasu przelotu. Pomiar położenia jonów w zależności od wartości A/Q , dokonywany za pomocą detektorów SC1 i SC2 umieszczonych w miejscach ogniskowania wiązki, umożliwiał identyfikację jonów oraz ich selekcję. Zastosowanie właściwych bramek umożliwiałoby wybór tylko takich przypadków, które odpowiadały danym produktom.

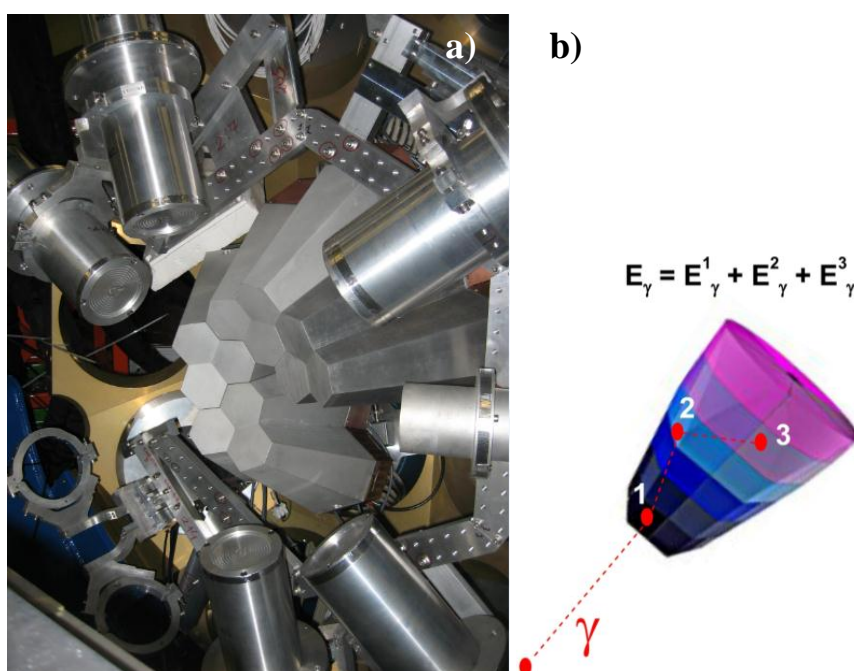


Rys. 3.4. Schemat spektrometru FRS oraz układu pomiarowego podczas eksperymentów dotyczących pomiarów czynników g .

Następnie jony wiązki wtórnej kierowane były do miejsca właściwego eksperymentu, w którym były zatrzymywane lub gdzie zachodziła reakcja z umieszczoną tam tarczą. Znajdujące się tam detektory mierzyły promieniowanie emitowane przez badane jądra. W przypadku pomiaru czynników g kwanty gamma emitowane przez zatrzymane jony rejestrowane były za pomocą 8 detektorów germanowych (rys. 3.3), umieszczonych w płaszczyźnie równoległej do wiązki.

AGATA

Celem projektu AGATA [Akk11,Baz04] jest budowa układu detektorów germanowych o dużej wydajności, umożliwiających śledzenie oddziałujących kwantów gamma, dla zastosowań w badaniach spektroskopii jądrowej. Pokrywający pełen kąt bryłowy 4π układ budowany jest z klastrów detektorów HPGe. Każdy z nich zawiera trzy detektory, których kryształy podzielone są na 36 części: 6 radialnie i 6 wzdłuż (rys 3.5b), w celu identyfikacji miejsca, w którym zachodzi oddziaływanie kwantu gamma w detektorze. Rekonstrukcja śladu kolejnych oddziaływań (rozproszenia Comptonowskiego) jest niezbędna do odtworzenia pełnej energii kwantu γ . Określenie miejsca oddziaływania umożliwia też dokładniejsze wyznaczenie kąta emisji kwantu, a tym samym umożliwia bardziej precyzyjne uwzględnienie poprawki dopplerowskiej. Do wyznaczenia miejsca oddziaływania w detektorze niezbędne jest zastosowanie algorytmów śledzenia, które wymaga przeprowadzenia analizy kształtu sygnału.

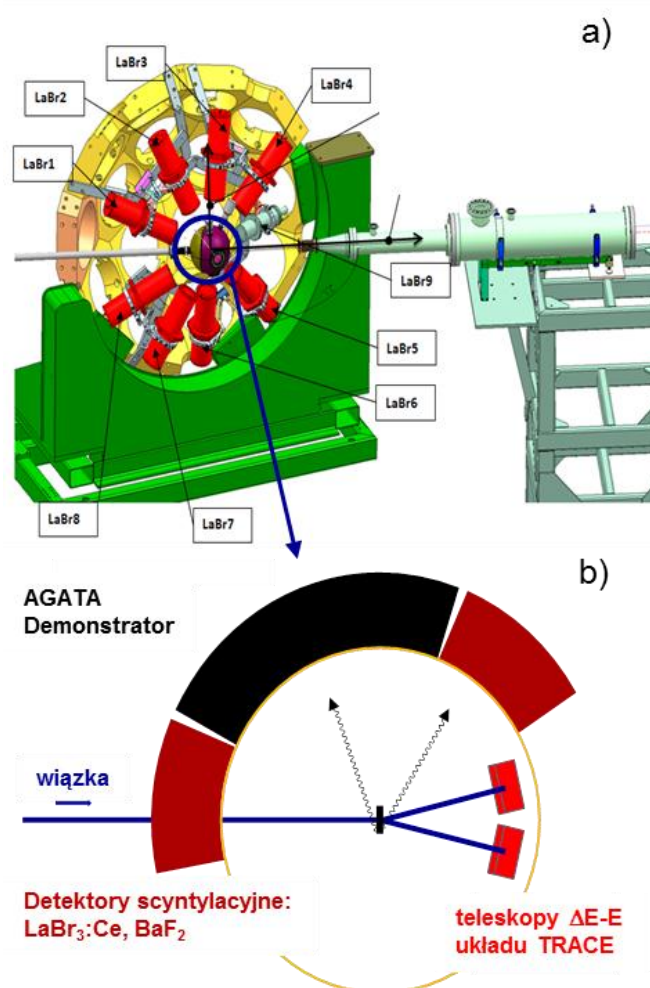


Rys. 3.5 a) Układ AGATA Demonstrator składający się z trzech klastrów detektorów w połączeniu z detektorami LaBr_3 . b) Schemat segmentacji detektora oraz oddziaływania kwantu gamma.

W pełnym układzie detektory HPGe pokrywać będą 80% pełnego kąta bryłowego. Ich wydajność na pełną absorpcję kwantu o energii 1 MeV szacowana jest na 50%. Ze względu na dużą objętość czynnego materiału detektora, AGATA będzie stanowiła wydajny układ do pomiaru kwantów gamma w dużym zakresie energii.

Obecnie projekt znajduje się w fazie nazywanej AGATA Demonstrator, w której detektor składa się z 5 klastrów po 3 segmentowane detektory HPGe (rys. 3.5a). Pomiary wzbudzeń kolektywnych, opisane w rozdziale 4, przeprowadzane były we wcześniejszym etapie projektu, z zastosowaniem układu składającego się z trzech klastrów po trzy detektory każdy. Schemat układu pomiarowego zastosowanego w badaniach rezonansów pigmejskich przedstawiony jest na rysunku 3.6. Oprócz pomiaru kwantów gamma przez detektory germanowe z układu AGATA Demonstrator, za pomocą detektorów teleskopowych ΔE - E z układu TRACE rejestrowano rozproszone jądra wiązki, a duże

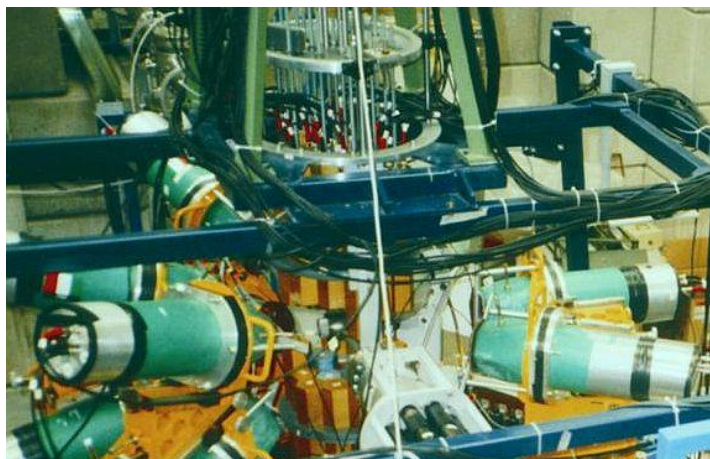
detektory scyntylacyjne LaBr_3 służyły do mierzenia wysokoenergetycznych kwantów gamma.



Rys. 3.6. Układ pomiarowy (rys. a) oraz jego schemat (rysunek b) podczas eksperymentów dotyczących badań pigmejskiego rezonansu dipolowego w LNL Legnaro. W pomiarze opisanym w pracy zastosowano 3 detektory scyntylacyjne LaBr_3 oraz 3 klastry małych detektorów BaF_2 .

HECTOR

Układ HECTOR (*High Energy γ -ray deteCTOR*), widoczny na rys. 3.7, składa się z ośmiu dużych detektorów BaF_2 , o wymiarach kryształów 14,5 cm (średnica) na 17,5 cm (długość) [Maj94]. Duże kryształy pozwalają na pomiar kwantów gamma o wysokich energiach, czyli z zakresu 5-30 MeV, z dużą wydajnością. Wynosi ona 10 % dla detektorów umieszczonych w typowej odległości 25 cm. Detektory BaF_2 charakteryzują się też bardzo dobrymi właściwościami czasowymi, umożliwiającymi rozdzielanie sygnałów różniących się o 900 ps, dzięki czemu możliwe jest rozdzielanie za pomocą czasu przelotu przypadków detekcji neutronów i kwantów gamma. Wzmocnienie każdego z detektorów jest monitorowane w trakcie pomiaru przy użyciu diody LED.



Rys.3.7. Układ HECTOR+HELENA podczas eksperymentu w LNL Legnaro.

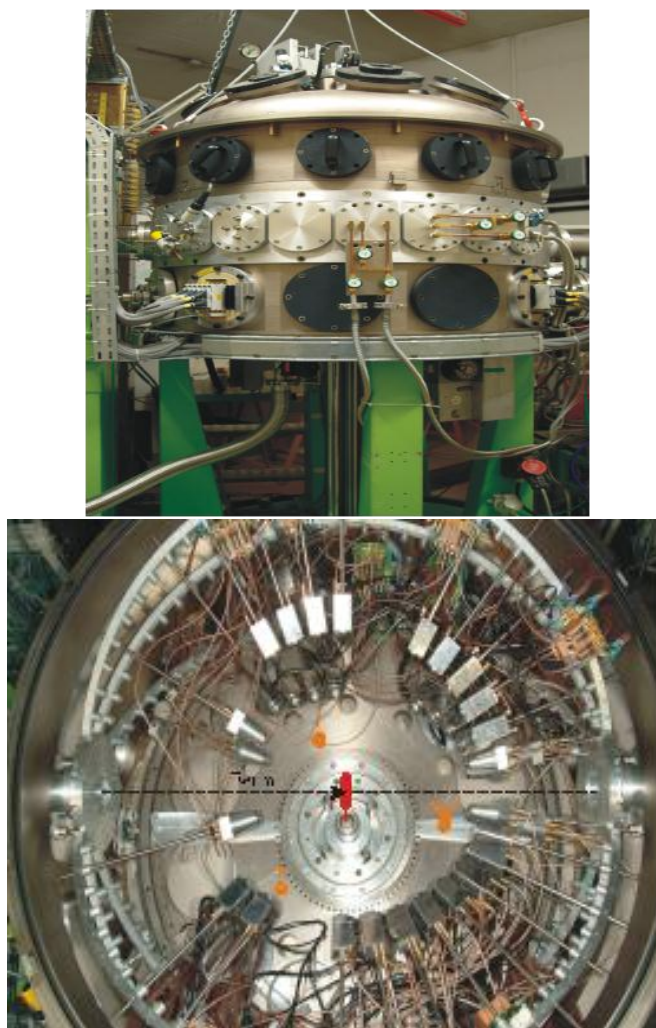
Do kalibracji detektorów w zakresie wysokich energii wykorzystuje się reakcję jądrową wiązki ^{11}B o energii 19,1 MeV z tarczą z deuteru. Powstaje wówczas jądro wzbudzone ^{12}C , które rozpada się do stanu podstawowego, emitując kwant gamma o energii 15,1 MeV.

Układ HECTOR wyposażony jest także w filtr krotności HELENA, składający się z 38 małych detektorów BaF_2 o wymiarach 3'' na 3'' oraz o wydajności około 36%, służących do rejestracji niskoenergetycznych kwantów gamma. Pomiar ich krotności umożliwia oszacowanie krętu jąder złożonych, z których zostały wyemitowane.

Ten układ detekcyjny służący do pomiarów gigantycznych rezonansów dipolowych opisany został bardziej szczegółowo w mojej pracy doktorskiej [MK2001]

ICARE

Układ detektorów ICARE [ICA] służył do pomiaru lekkich cząstek naładowanych. Wykorzystywany był w eksperymentach prowadzonych w IReS (obecnie IPHC) w Strasburgu [Brek06]. Zostały w nim zastosowane trzy rodzaje detektorów umieszczonych wewnątrz komory o średnicy 1 m, w której panowało ciśnienie rzędu 10^{-6} mbar. Jednymi z nich były teleskopowe detektory służące do pomiaru energii lekkich cząstek naładowanych lub ciężkich fragmentów, składające się z gazowej komory jonizacyjnej o regulowanym ciśnieniu oraz umieszczonej za nią diody krzemowej. W skład układu ICARE wchodziły także detektory teleskopowe dwu- oraz trzywarstwowe. Składały się one z detektora krzemowego lub dwóch takich detektorów o różnych grubościach oraz kryształu CsI(Tl) . Zastosowanie dwóch warstw krzemu umożliwiało pomiar zarówno cząstek α , jak i protonów o wysokich energiach. Komora układu ICARE oraz jej wnętrze przedstawia rys. 3.8. Położenia poszczególnych detektorów mogły być zmieniane w zależności od kinematyki badanej reakcji



Rys. 3.8. Komora układu ICARE oraz wnętrze tej komory z detektorami ustawionymi dla pomiaru rozpadu jądra ^{46}Ti produkowanego w reakcji $^{27}\text{Al} + ^{19}\text{F}$ (w IReS w Strasburgu).

GARFIELD

Znajdujący się w LNL Legnaro układ detektorów GARFIELD (*General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles In Dissipative collision*) [Gra97] służy do pomiaru cząstek naładowanych i lekkich fragmentów produkowanych w wyniku reakcji fuzji ciężkich jonów. Zbudowany jest z dwóch cylindrycznych gazowych komór dryfowych wypełnionych CF_4 , umieszczonych z przodu i z tyłu tarczy w stosunku do kierunku wiązki. Pokrywają one odpowiednio kąty od 30° - 85° oraz 95° - 150° i są podzielone na 21 oraz 24 sektory. W każdym sektorze znajduje się detektor mikro-paskowy podzielony na cztery części oraz cztery kryształy CsI(Tl) . Każdy detektor CsI pokrywa kąt 15° , natomiast rozdzielczość kątowa detektora paskowego, ustawionego prostopadle do wiązki, jest równa 7.5° . Oddziaływanie cząstki naładowanej w komorze gazowej rejestrowane jest przez detektor paskowy. Dla niskoenergetycznej cząstki jest to zarazem całkowita energia, natomiast cząstka o dużej energii traci ją całkowicie w detektorze CsI(Tl) .



Rys. 3.9. Komora układu GARFIELD z widocznymi detektorami phoswich umieszczonymi w kierunku do przodu względem wiązki – układ stosowany podczas pomiaru rozpadu jądra ^{88}Mo (w LNL Legnaro).

Do rejestracji ciężkich fragmentów stosowana jest zazwyczaj dodatkowo wielodrutowa komora proporcjonalna PSPAC, pozwalająca na wyznaczenie położenia fragmentu naładowanego oraz jego czasu przelotu. Podczas pomiaru rozpadu jądra ^{88}Mo do rejestracji lekkich i ciężkich fragmentów reakcji zastosowano detektory phoswich z układu FIASCO [Bin03]. Składają się one z trzech warstw scyntylatorów: szybszego i wolniejszego scyntylatora plastikowego oraz kryształu CsI(Tl) o grubościach odpowiednio 0.2 mm, 5 mm i 4 cm. Podczas pomiaru, 32 detektory phoswich służące do rejestracji residuów ewaporacji ustawione były pod kątami 6-12, pogrupowane po 4 symetrycznie wokół wiązki. 18 detektorów phoswich umieszczono pod kątami od 13 do 20 w celu pomiaru fragmentów rozszczepienia symetrycznego. Komora układu GARFIELD, z widocznymi z przodu detektorami phoswich, przedstawiona jest na rysunku 3.9.

3.3 Przeprowadzone eksperymenty

Eksperymenty wykorzystujące reakcje opisane w paragrafie 3.1 przeprowadzono w różnych ośrodkach badawczych. Produkowano w nich jądra bardzo gorące oraz o niższych energiach. Wytworzono i badano zarówno jądra cięższe, jak i o mniejszych masach. Opisy poszczególnych pomiarów podzielonych w zależności od rodzaju zastosowanej reakcji przedstawione są poniżej.

^{192}Pb , $^{124-130}\text{Sn}$ – fragmentacja i rozszczepienie

Badania jąder produkowanych w reakcji fragmentacji lub rozszczepienia relatywistycznych ciężkich jonów prowadzone były na przykładzie ^{192}Pb oraz izotopów $^{124-130}\text{Sn}$ o dużej liczbie neutronów. Dotyczyły one pomiaru czynników g oraz czasów życia stanów izomerycznych w tych jądrach. Prowadzone były w GSI z wykorzystaniem separatora fragmentów FRS (patrz rys. 3.4).

Jądra ^{192}Pb produkowane były w wyniku fragmentacji wiązki ^{238}U o energii 1 GeV/A na tarczy ^9Be wraz z innymi nuklidami i identyfikowane następnie w separatorze poprzez pomiar ich położenia, czasu przelotu pomiędzy dwoma detektorami scyntylacyjnymi oraz wyznaczenie liczby atomowej Z . Znając wielkość pola magnetycznego magnesów separatora, promień zakrzywienia toru jonów oraz ich prędkość, określono ich masę. W płaszczyznach ogniskowania wiązki umieszczono detektory pozwalające na pomiar położenia przelatujących jąder w zależności od wyznaczonej wielkości A/Q . Umożliwił on selekcję poszczególnych izotopów Pb.

Jądra Sn produkowane były w dwóch pomiarach. W jednym w reakcji rozszczepienia ^{238}U o energii 750 MeV/A, a w drugim – fragmentacji ^{136}Xe o energii 600 MeV/A, zachodzących w obu przypadkach na tarczy ^9Be . Selekcja wybranych izotopów odbywała się tak samo jak dla jąder Pb. W celu pomiaru kwantów gamma pochodzących z rozpadu stanów izomerycznych, wytworzone jądra były spowalniane w płytce wykonanej z pleksiglasu, a następnie zatrzymywane w folii miedzianej, której struktura nie zaburza momentów magnetycznych jąder. Pomiar przejść gamma odbywał się za pomocą 8 detektorów CLUSTER z układu RISING (patrz rys. 3.3b).

^{68}Ni – fragmentacja i wzbudzenie kulombowskie

Układ detektorów RISING został wykorzystany także do pomiaru kwantów gamma emitowanych przez neutrono-nadmiarowe jądra ^{68}Ni w celu badania pigmejskiego rezonansu dipolowego. Nuklidy ^{68}Ni wyprodukowane zostały w wyniku fragmentacji wiązki ^{86}Kr o energii 900 MeV/A na tarczy ^9Be i wybrane poprzez pomiary przeprowadzone za pomocą detektorów separatora fragmentów FRS. Wybrane jądra o energii 600 MeV/A uderzały następnie w tarczę Au (2 g/cm^2), ulegając wzbudzeniu kulombowskiemu. Następnie, po przejściu przez tarczę, wzbudzone jądra były identyfikowane w detektorze CATE. Był to kalorymetr służący do pomiaru energii oraz położenia danego jonu. Umożliwił on wybór przypadków odpowiadających wzbudzeniu kulombowskiemu jąder ^{68}Ni . Widma dyskretne kwantów gamma mierzone były za pomocą 15 detektorów CLUSTER. Rejestrowane były również widma wysokoenergetycznych przejść gamma przez 8 scyntylatorów BaF_2 z układu HECTOR (patrz rys. 3.3a).

^{208}Pb , ^{90}Zr – wzbudzenie nieelastyczne

Do pomiarów struktur pigmejskich i kwadrupolowych rezonansów w jądrach ^{208}Pb oraz ^{90}Zr zastosowano reakcję nieelastycznego rozpraszania wiązki ^{17}O na tarczach wykonanych z tych materiałów. Energia wiązki wynosiła 20 MeV/A. Rozproszone jony wiązki rejestrowane były przez teleskopowe detektory krzemowe ΔE - E podzielone na segmenty i dostarczały informacji o energii kinetycznej jądra wiązki ($\Delta E + E$). Energia dyskretnych przejść gamma emitowanych ze wzbudzonych jąder mierzona była za pomocą układu AGATA Demonstrator, składającego się podczas opisywanego pomiaru z trzech segmentowanych detektorów HPGe typu cluster. Wysokoenergetyczne kwanty gamma

rejestrowane były za pomocą trzech kłastrów detektorów BaF₂ oraz trzech detektorów LaBr₃, w skład których wchodziły: dwa o wymiarach 3.5''×8'' oraz jeden - 3''×3'' (patrz rys. 3.6).

⁴⁶Ti, ⁸⁸Mo, ¹³²Ce, ²¹⁶Rn – jądra złożone

Rozpad wzbudzonych jąder ⁴⁶Ti mierzono za pomocą połączonych układów scyntylatorów BaF₂ HECTOR z filtrem krotności HELENA oraz detektorów germanowych EUROBALL. W reakcji ¹⁸O o energii 105 MeV z tarczą ²⁸Si było tworzone jądro złożone ⁴⁶Ti o energii wzbudzenia 86 MeV i maksymalnym momencie pędu 35 ħ. Mierzono widma wysokoenergetycznych kwantów gamma w koincydencji z przejściami dyskretnymi w jądrze końcowym ⁴²Ca, co umożliwiło wybór jąder złożonych o najwyższych krętach. Analizowano także widma gamma dla różnych przedziałów spinów uzyskanych z pomiaru krotności za pomocą układu małych detektorów BaF₂ HELENA.

To samo jądro badane było również w reakcji o odwrotnej kinematyce. Wiązka ²⁷Al o energii 144 MeV uderzała w tarczę ¹⁹F, produkując jądra ⁴⁶Ti o energii wzbudzenia 85 MeV i kręcie maksymalnym 35 ħ. Cząstki naładowane emitowane w procesie ich rozpadu mierzono za pomocą układu ICARE (patrz rys. 3.8), a do rejestracji wysokoenergetycznych kwantów gamma służył detektor BGO o dużej objętości (4'' × 4'').

Własności gorącego jądra ⁸⁸Mo badane były poprzez pomiar rozpadu gamma GDR w tym jądrze. Było ono tworzone w reakcji fuzji ⁴⁸Ti + ⁴⁰Ca przy trzech wartościach energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV. Jego energia wzbudzenia, wynosiła 125, 194 i 262 MeV. Kręt maksymalny we wszystkich przypadkach był powyżej bariery na rozszczepienie, dlatego średnie jego wartości dla przypadków ewaporacji w każdej z reakcji były podobne i wynosiły 43, 42 i 41 ħ.

W eksperymencie mierzono widma cząstek naładowanych oraz kwantów gamma emitowanych podczas rozpadu jądra złożonego. Cząstki naładowane rejestrowane były przez układ GARFIELD oraz dodatkowo przez detektory scyntylicyjne typu phoswich, a wysokoenergetyczne przejścia gamma przez scyntylatory BaF₂ układu HECTOR. Pomiar ciężkich fragmentów produkowanych w wyniku reakcji: produktów ewaporacji oraz fragmentów rozszczepienia, wykonywany był za pomocą detektorów phoswich. Ich zastosowanie umożliwiło pomiar wybranych wysokoenergetycznych kwantów gamma emitowanych w przypadkach rozpadu jądra złożonego prowadzących do residuum ewaporacji (patrz rys. 3.9).

Rozpad jąder złożonych ¹³²Ce badany był w zależności od reakcji, w wyniku której jądra te były tworzone. Eksperyment przeprowadzono dla dwóch reakcji o różnej symetrii masowej: ⁶⁴Ni+⁶⁸Zn oraz ¹⁶O+¹¹⁶Sn. Do pomiaru cząstek α zastosowano układ detektorów GARFIELD, a wysokoenergetyczne kwanty gamma z rozpadu GDR, zbudowanego na stanach wzbudzonych tego jądra, mierzono za pomocą układu HECTOR. Rejestrowano także położenia oraz czasy przelotu końcowych produktów ewaporacji za pomocą czterech detektorów PSPPAC (*Position Sensitive Parallel Plate Avalange Counter*), umieszczonych po dwa po każdej stronie wiązki. Dzięki ułożeniu jeden za drugim umożliwiały one także rozróżnienie przypadków o wyższych energiach, odpowiadających rozproszonej wiązce, od produktów reakcji posiadających energie niższe.

Eksperyment mający na celu pomiar rozpadu jądra złożonego o możliwie najwyższych spinach, blisko bariery na rozszczepienie, został przeprowadzony dla jąder

^{216}Rn , produkowanych w reakcji $^{18}\text{O}+^{198}\text{Pt}$ przy energii wiązki 96 MeV. W wyniku jego rozpadu powstawały jądra ^{212}Rn i ^{211}Rn charakteryzujące się stanami izomerycznymi o wysokich spinach ($I=30$ i $I=63/2$). Energie wiązki dobrano tak, żeby produkować jądra o spinie maksymalnym $L_{max}=42\hbar$, nieznacznie powyżej bariery na rozszczepienie. Wysokoenergetyczne promieniowanie gamma mierzone było za pomocą układu HECTOR, przejścia dyskretne rejestrowane były za pomocą detektora germanowego w osłonie antykomptonowskiej. Produkty reakcji zatrzymywane były w stoperze wykonanym z folii Mylarowej, umieszczonej w odległości 40 cm od tarczy. Stoper znajdował się wewnątrz osłony antykomptonowskiej BGO, która stanowiła detektor opóźnionych przejść gamma emitowanych przez zatrzymane jądra (patrz rys. 3.7).

^{128}Ba , ^{163}Er , ^{151}Tb , ^{196}Pb – produkty reakcji rozpadu jądra złożonego

Wymienione jądra stanowiły produkty rozpadu jąder złożonych. Własności tych jąder w zakresie energii wzbudzenia i spinu badane były poprzez pomiar energii przejść gamma z rozpadu stanów wzbudzonych.

Jądra ^{163}Er produkowane były w reakcji $^{18}\text{O}+^{150}\text{Nd}$, przy energii wiązki 87 i 93 MeV. W jej wyniku tworzone było jądro złożone ^{168}Er , z którego po emisji 5 i 6 neutronów powstawały dwa główne produkty ^{163}Er i ^{162}Er . Do produkcji jąder końcowych ^{151}Tb wykorzystana została reakcja rozpadu jądra złożonego ^{157}Tb , tworzonego w reakcji wiązki ^{130}Te o energii 155 MeV z tarczą ^{27}Al . Własności jądra ^{196}Pb badane były w eksperymencie, w którym w reakcji ^{170}Er o energii 148 MeV z tarczą ^{30}Si powstawało jądro złożone ^{200}Pb a następnie po emisji 4 neutronów, końcowy produkt ^{196}Pb . Podczas obu eksperymentów kwanty gamma rejestrowane były przez układ detektorów germanowych EUROBALL (patrz rys. 3.2). Mierzono widma energii przejść dyskretnych oraz macierze γ - γ , a także koincydencje trzech kwantów umożliwiające tworzenie macierzy rotacji γ - γ - γ .

4 Badanie wzbudzeń i własności jąder o niskich energiach wzbudzenia

Stany jąder przy niskich energiach wzbudzenia (zwane także jądrami zimnymi – *cold nuclei*) mogą być wzbudzone za pomocą reakcji nieelastycznego rozpraszania, reakcji transferu, reakcji głęboko nieelastycznych, a także w reakcjach rozszczepienia lub fragmentacji. Badanie własności jąder przy niskich energiach wzbudzenia opiera się w dużej mierze na pomiarze kwantów gamma pochodzących z rozpadu ich stanów wzbudzonych. Często wykorzystuje się w tych badaniach fakt, że niektóre stany są stanami izomerycznymi.

4.1 Stany izomeryczne jąder tworzonych w reakcji rozszczepienia lub fragmentacji wiązek relatywistycznych¹

W reakcji fragmentacji lub rozszczepienia ciężkich jonów przy wysokich energiach produkowany jest zbiór wzbudzonych jąder wielu izotopów. Stany wzbudzone tych jąder charakteryzują się różnymi czasami rozpadu. Gdy czas życia danego stanu wzbudzonego jest znacznie dłuższy od czasów życia innych stanów w tym jądrze, nazywany jest on stanem izomerycznym. Badanie własności tych stanów dostarcza informacji na temat struktury jąder.

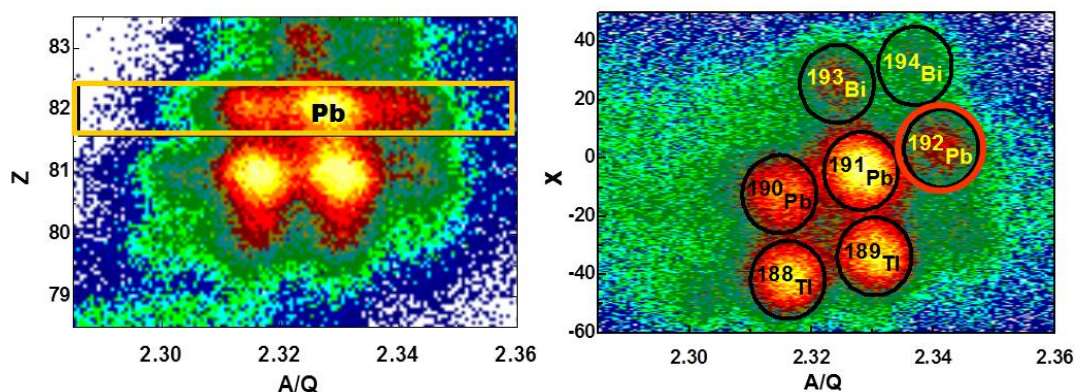
W przypadku badań wykorzystujących reakcje fragmentacji i rozszczepienia wiązek relatywistycznych możliwy jest pomiar stanów izomerycznych o odpowiednio długich czasach rozpadu. W celu selekcji jąder, przed właściwym pomiarem rozpadu ich stanów wzbudzonych są one transportowane przez separator fragmentów. Ze względu na czas potrzebny na przejście jąder przez separator, który wynosi około 200 ns, można badać jedynie stany izomeryczne o czasach życia porównywalnych z czasem przelotu lub dłuższych. Górne ograniczenie mierzalnych czasów wiąże się z ilością koincydencji przypadkowych w konkretnym eksperymencie – w układzie RISING mierzono czasy życia nawet milisekundowe.

¹ w oparciu o prace ze znaczącym własnym udziałem: [I, II]

Pomiary czasów życia oraz czynników g stanów izomerycznych z wykorzystaniem reakcji fragmentacji i rozszczepienia wiązek relatywistycznych przeprowadzone były w GSI Darmstadt w ramach projektu RISING.

4.1.1 Badanie stopnia uszeregowania spinów ciężkiego jądra ^{192}Pb tworzonych w reakcji fragmentacji relatywistycznej wiązki ^{238}U

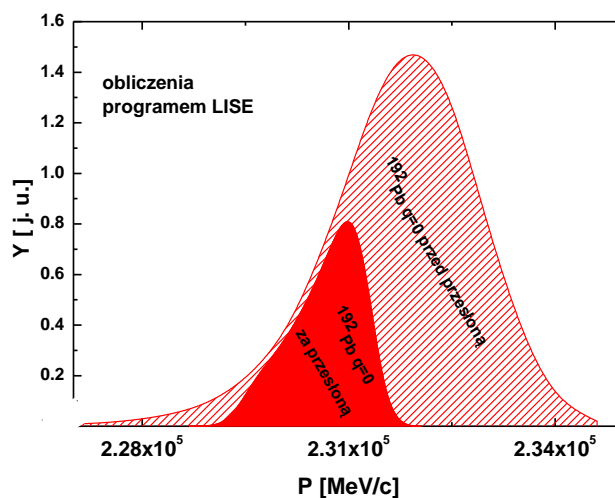
Jądra ^{192}Pb otrzymywane były wraz z innymi izotopami Pb oraz jądrami innych pierwiastków, powstałych w wyniku fragmentacji ^{238}U o energii 1 GeV/A na tarczy ^9Be . Wybór jąder ^{192}Pb dokonywany był dla każdego przypadku z zastosowaniem separatora fragmentów FRS. Za pomocą jego detektorów wyznaczono liczbę atomową Z oraz pozycję w płaszczyźnie ogniskowania i czas przelotu jąder. Określenie prędkości (z czasu przelotu) oraz $B\rho$ umożliwiło identyfikację masy (oszacowanie wielkości A/Q). Zmierzone w trakcie eksperymentu zależności Z i położenia w detektorze umieszczonym w końcowej części separatora od A/Q pokazują dokładność selekcji danego izotopu ^{192}Pb (rysunek 4.1).



Rys. 4.1 Identyfikacja jąder izotopów Pb na podstawie zależności Z od A/Q oraz pomiaru pozycji x jonów w płaszczyźnie ogniskowania (rezultaty analizy danych pomiarowych przedstawione w pracy [1]).

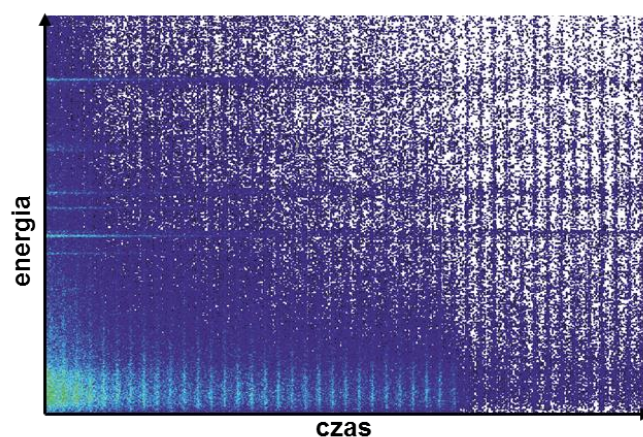
Z badań mechanizmu fragmentacji przy niższych energiach wynika, że wyprodukowane w ten sposób jądra są całkowicie zjonizowane i posiadają spiny jednakowo uszeregowane dla określonych przedziałów wartości podłużnego pędu. Najniższe i najwyższe jego wartości odpowiadają uszeregowaniu jąder typu „oblate” (o spinach prostopadłych do kierunku wiązki), natomiast wartości średnie (odpowiadające maksimum rozkładu) odpowiadają uszeregowaniu jąder typu „prolate” (posiadających kręt równoległy do kierunku wiązki) [Asa91]. Mierząc rozkład pędu, można wybrać przypadki odpowiadające poszczególnym jego przedziałom tak, żeby uzyskać jądra o jednym typie uszeregowania spinów. Taki warunek jest konieczny dla pomiarów czynnika g , który opiera się na oddziaływaniu momentu magnetycznego jądra, związanego ze spinem jądra, z polem zewnętrznym. Różne kierunki spinów oznaczają różne kierunki momentów magnetycznych i ich oddziaływania z zewnętrznym polem magnetycznym mogą wzajemnie się znosić. W takim przypadku oscylacje funkcji $R(t)$ w widmie czasowym są tłumione. Aby zwiększyć średni stopień uszeregowania spinów badanych jąder, wybiera się przypadki odpowiadające takim wybranym obszarom rozkładu pędu jonów, w których dominuje jeden typ uszeregowania spinów (albo dodatni albo ujemny). Można dokonać tego podczas pomiaru poprzez ustawienie przesłon tak, aby umożliwić dalszy transport przez separator jonów o określonym pędzie. Wartości pędów jonów wybranych

z zastosowaniem tej metody przedstawia rysunek 4.2. Drugi sposób polega na zadawaniu odpowiednich warunków podczas sortowania danych.



Rys. 4.2 Wartości pędów jąder produkowanych w reakcji oraz wybranych za pomocą przesłon separatora FRS, charakteryzujących się uszeregowanymi spinami (na podstawie [1]).

Oprócz wyboru wytworzonych jąder o jednakowych kierunkach spinów ważne jest zachowanie jego uszeregowania także podczas transportu jonów przez separator fragmentów oraz podczas oddziaływania w detektorach, służących do wybierania określonych jąder. Podczas transportu jonów w powietrzu może dojść do przyłączenia elektronów, czego skutkiem jest utrata uszeregowania spinów. Z obliczeń przeprowadzonych za pomocą kodów GLOBAL [Sch98] i LISE [Baz02] oszacowano, że, aby zachować stan pełnej jonizacji podczas transportu przez separator, jądra muszą posiadać dużą energię. Aby uzyskać przed zatrzymaniem w stoperze duży odsetek (około 90%) całkowicie zjonizowanych fragmentów, powinny one posiadać energię rzędu 300 MeV/A [Ney07]. Energia jąder ^{192}Pb wynosiła 290 MeV/A na końcu drogi transportu, przed zatrzymaniem w stoperze [1], pozwalała więc na zachowanie jonizacji przez jądra ^{192}Pb , aż do pomiaru rozpadów stanów izomerycznych. Promieniowanie gamma emitowane w wyniku tego rozpadu mierzone było za pomocą 8 detektorów CLUSTER z układu RISNG. Zależność jego energii od czasu przedstawia rysunek 4.3.

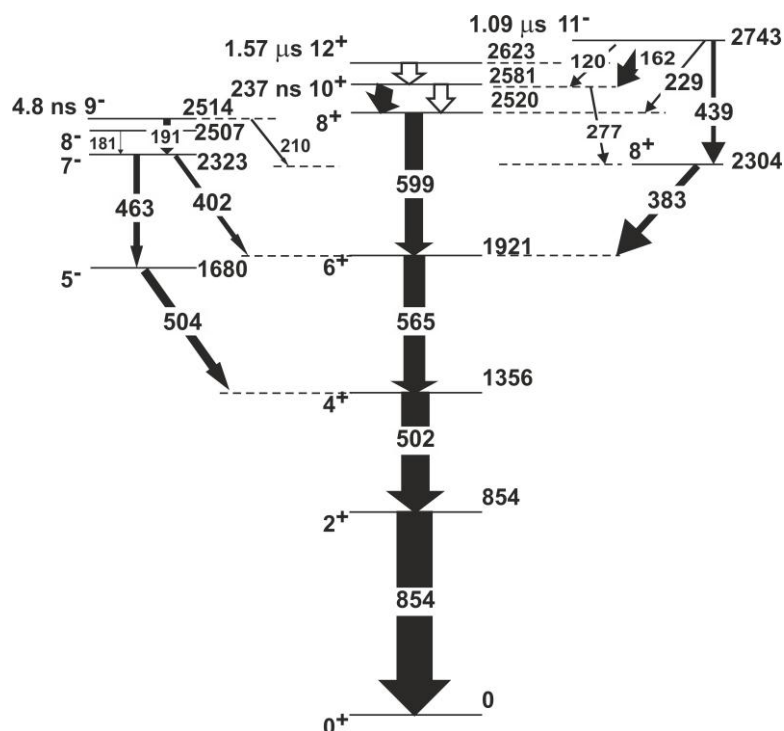


Rys. 4.3. Zależność energii emitowanych kwantów gamma z rozpadu stanu izomerycznego od czasu zmierzona dla ^{192}Pb za pomocą 8 detektorów CLUSTER z układu RISNG.

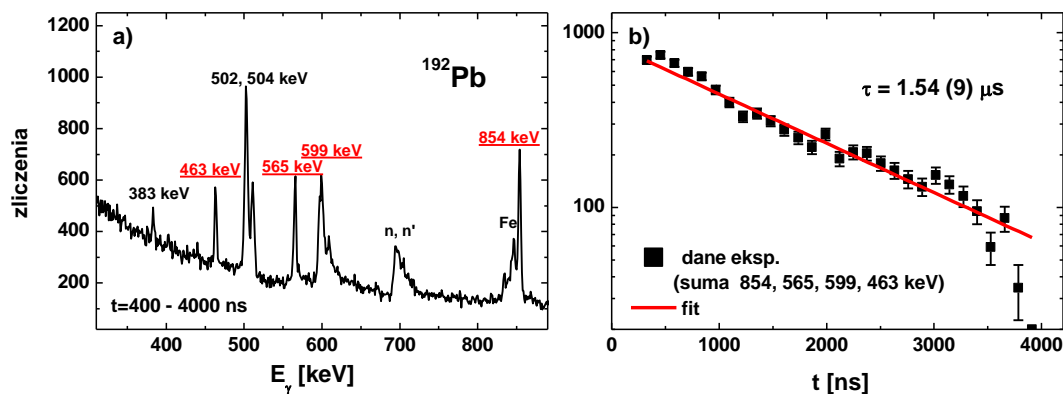
W obszarze niskich energii ($E_\gamma < 300$ keV) widać emisje natychmiastowego promieniowania gamma pochodzącego z hamowania wiązki wytworzonych fragmentów w stoperze. Do analizy danych pomiarowych stosowano pakiet oprogramowania SPY/CRACOW [Gre07].

Przy wyznaczaniu czynnika g istotną, mającą wpływ na jego wartość wielkością jest stopień uszeregowania spinów badanych jąder. Mechanizmy istniejące podczas tworzenia jąder w reakcjach fragmentacji i rozszczepienia wiązek jonów o dużych energiach umożliwiają wybór jąder o uszeregowanych spinach. Ważne jest jednak zachowanie tego uszeregowania podczas transportu i selekcji jonów przez separator fragmentów. Proces ten został zbadany wcześniej dla jąder produkowanych w reakcjach fragmentacji, ale badania dotyczyły niższych energii wiązki oraz mniejszych mas, a także jąder tworzonych w reakcjach fuzji-ewaporacji.

W celu zbadania uszeregowania spinów dla ciężkich jąder powstających w reakcji fragmentacji wiązki relatywistycznej, wykorzystano pomiar czynnika g stanu 12^+ w jądrze ^{192}Pb [I]. Jego wartość wyznaczona została na podstawie analizy rozpadu gamma badanego jądra. W mierzonych widmach energetycznych kwantów gamma emitowanych w wyniku rozpadu jądra ^{192}Pb , obserwowano przejścia pomiędzy stanami o najniższych energiach. Oszacowano, że są one zasilane przez rozpad stanu izomerycznego 12^+ . Schemat rozpadu jądra ^{192}Pb zamieszczony jest na rysunku 4.4, natomiast widma energetyczne oraz czasowe kwantów gamma przedstawia rysunek 4.5.



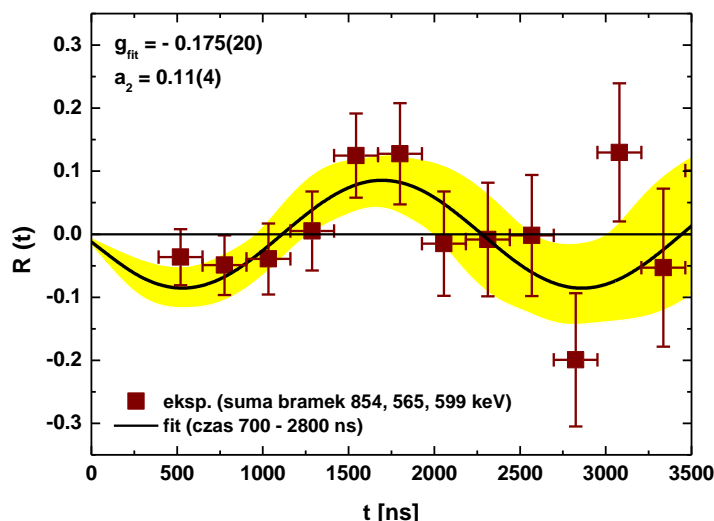
Rys. 4.4. Częściowy schemat poziomów w jądrze ^{192}Pb (wg. [Ion07]).



Rys. 4.5. Widmo energetyczne oraz zależność czasowa kwantów gamma mierzonych w reakcji rozpadu stanu izomerycznego 12^+ jądra ^{192}Pb (rezultaty analizy danych przedstawione w pracy [I]).

Zaznaczone w widmie energetycznym linie odpowiadają kwantom gamma emitowanym z rozpadu stanów wzbudzonych jądra ^{192}Pb , kolorem czerwonym oznaczono te przejścia, które posłużyły, poprzez postawienie na nich bramek, do utworzenia widma czasowego.

Analizując widmo czasu, po którym obserwowano kwanty gamma, względem pulsu wiązki, wyznaczono czas życia. Otrzymana wartość $\tau = 1.54(9) \mu\text{s}$ bardzo dobrze zgadza się z wynikiem pomiaru w reakcji fuzji-ewaporacji $1.56(6) \mu\text{s}$ otrzymanym dla stanu 12^+ [Ion07]. Częstość precesji Larmora spinów jąder w stanach izomerycznych ω_L , odpowiadająca częstości oscylacji widm czasowych, została wyznaczona w wyniku analizy tych widm mierzonych dla dwóch przeciwnych kierunków polaryzacji pola magnetycznego. W tym celu zastosowano metodę zaburzonych rozkładów kątowych TDPAD (*Time Differential Perturbed Angular Distribution*) [Geo02, Gol85], pozwalającą na obliczenie funkcji $R(t)$ definiowanej jako $R(t) = (a-b)/(a+b)$, gdzie a i b odpowiadają widmom mierzonym dla dwóch polaryzacji pola magnetycznego. W wyniku dopasowania funkcji $R_{fit}(t) = A \sin(2\omega_L t - \phi)$ do otrzymanej eksperymentalnej zależności $R(t)$ przedstawionej na rysunku 4.6, uzyskano wartość częstości oscylacji $\omega_L = 0.00135(16) \text{ ns}^{-1}$, która jest opisana zależnością $\omega_L = g\mu_N B/\hbar$ (gdzie g jest czynnikiem g , μ_N jest magnetonem jądrowym a B jest natężeniem pola magnetycznego). Uzyskana stąd wartość czynnika g dla stanu 12^+ w jądrze ^{192}Pb wynosi $g = -0.175(20)$ i jest zgodna z wynikami wcześniejszych pomiarów prowadzonych z wykorzystaniem reakcji fuzji-ewaporacji [I].



Rys. 4.6. Zmierzona funkcja $R(t)$ dla stanu 12^+ w jądrze ^{192}Pb wraz z dopasowaną zależnością [I]. Kolorem żółtym zaznaczono obszar odpowiadający niepewności dopasowanej funkcji.

Ta dobra zgodność wyników otrzymanych w reakcji fragmentacji wiązki o relatywistycznej energii, z wartościami otrzymanymi w eksperymentach klasycznych wykorzystujących dobrze znane mechanizmy tworzenia i rozpadu jąder, świadczy o zachodzeniu w badanym przypadku procesów umożliwiających powstawanie jąder o uszeregowanych spinach. Stopień uszeregowania spinów jąder tworzonych w reakcji fragmentacji jonów o energiach relatywistycznych został wyznaczony, korzystając ze zmierzonej zależności $R(t)$. Jest ona definiowana również za pomocą współczynników rozkładu kąтового A_2B_2 jako $R(t) = 3A_2B_2 / (4 + A_2B_2) \sin(2\omega_L t)$, gdzie $a_2 = A_2B_2$ zawiera informację o stopniu uszeregowania spinów jąder, dla których została zmierzona funkcja $R(t)$. Wartość współczynnika a_2 otrzymana z pomiaru amplitudy funkcji $R(t)$ wyniosła $a_2 = 0.11(4)$. Z porównania z wartością odpowiadającą maksymalnemu (100%) uszeregowaniu spinów dla stanu 12^+ w jądrach ^{192}Pb [Yam] $a_{2\text{max}} = 0.40$ wynika, że uszeregowanie spinów w jądrach wytworzonych w reakcji fragmentacji wiązki o energii relatywistycznej, i zachowane podczas transportu przez separator fragmentów oraz w procesach selekcji i implantacji w stoperze, wynosi $28\% \pm (10\%)$ maksymalnej możliwej wartości dla tego stanu [I]. Pokazuje to, że przy stosowaniu wysokiej energii produktów implantowanych do stopera, możliwe jest utrzymanie 1/3 wartości uszeregowania spinów dla tak ciężkiego jądra, jak ^{208}Pb . Taki stopień uszeregowania był wystarczający do pomiaru czynnika g . Warto tu podkreślić, że jest to pierwszy wynik pomiaru czynnika g dla tak ciężkiego jądra, otrzymanego w reakcji fragmentacji przy relatywistycznej energii wiązki.

Rezultat ten pokazuje, że jest możliwe prowadzenie podobnych pomiarów dla bardziej egzotycznych ciężkich nuklidów wytwarzanych w reakcjach fragmentacji. Mechanizmy zachodzące zarówno podczas tworzenia jąder poprzez fragmentację ciężkich relatywistycznych jonów, jak i wybierania izotopów, pozwalają na zachowanie wystarczającej liczby jąder o spinach uszeregowanych w celu wykorzystania do badań wzbudzonych w nich stanów izomerycznych.

4.1.2 Pomiar czasów życia i czynników g w egzotycznych izotopach $^{124-130}\text{Sn}$

Jądra Sn o dużej liczbie neutronów produkowane były w reakcjach fragmentacji lub rozszczepienia. Reakcje rozszczepienia wiązki ^{238}U lub fragmentacji jonów ^{136}Xe dostarczanych z akceleratora SIS zachodziły na tarczy ^9Be . W wyniku tych reakcji produkowanych było wiele różnych jąder, z których, za pomocą separatora fragmentów FRS, wybierano tylko te stanowiące przedmiot badań. Identyfikacja jonów prowadzona była dla każdego mierzonego przypadku w systemie „event-by-event”, stosując do selekcji pomiary takich wielkości jak położenie, liczba atomowa Z oraz czas przelotu pomiędzy dwoma szybkimi detektorami scyntylacyjnymi. W procesie selekcji stosowane są detektory mierzące położenie jonu (liczniki wielodrutowe), jego liczbę atomową Z (komora jonizacyjna, pomiar ΔE), czas przelotu między dwoma szybkimi detektorami scyntylacyjnymi. Jądra przechodziły przez separator z dużą energią, aż do spowolnienia w stoperze wykonanym z plastiku, a następnie zostały zatrzymane w warstwie Cu o grubości 2 mm. Stoper umieszczony był w polu magnetycznym oddziałującym z momentami magnetycznymi jąder umożliwiając ich pomiar. Promieniowanie gamma emitowane z rozpadu stanów izomerycznych mierzone było za pomocą detektorów germanowych układu RISING.

Zmierzono rozpad stanów izomerycznych $19/2^+$ w jądrze ^{127}Sn oraz 10^+ w ^{128}Sn [Ata07, Ata10] produkowanych w reakcji fragmentacji wiązki ^{136}Xe o energii 600 MeV/A na tarczy ^9Be o grubości 1024 mg/cm^2 . Do pomiarów czynników g zastosowano metodę zaburzonych rozkładów kątowych TDPAD. Analizując widma czasowe rozpadu gamma tych stanów izomerycznych otrzymano funkcje $R(t)$, zawierające informacje o czynnikach g danych stanów izomerycznych. Dla stanu $19/2^+$ w jądrze ^{127}Sn były to przejścia o energiach 715 keV ($E1+M2 - 19/2^+ \rightarrow 15/2^-$) oraz 1095 keV ($E2 - 15/2^- \rightarrow 11/2^+$). Wartość czynnika g tego stanu oszacowano na $g = -0.17(2)$. Czynniki g dla stanu 10^+ w jądrze ^{128}Sn wyznaczony na podstawie analizy widma czasu odpowiadającego emisji kwantu gamma o energii 321 keV, emitowanego podczas jego rozpadu, wynosi $g = -0.20(4)$. Otrzymane wyniki zgodne są z obliczeniami wykonanymi w oparciu o model powłokowy, potwierdzając jego skuteczność w opisie struktury jąder Sn nawet o dużym nadmiarze neutronów [Ata10].

Czynnik g zmierzono dla stanu 7^- o energii $E^*=2219 \text{ keV}$ jądra ^{126}Sn , produkowanego w reakcji rozszczepienia wiązki ^{238}U o energii 750 MeV/A. Z rozpadu gamma tego stanu, wyznaczono jego połowiczny czas rozpadu, który wynosi $5.9(8) \mu\text{s}$ [II]. Zmierzono także czas połowicznego rozpadu znanego stanu 10^+ , który wyniósł $7.5(3) \mu\text{s}$ [II], potwierdzając rezultat wcześniejszych badań $7.7(5) \mu\text{s}$ [Zha00]. Stosując metodę TDPAD wyznaczono wartość czynnika g stanu 7^- $g = -0.98(9)$, która jest zbliżona do wartości czynników g stanów 7^- w innych parzystych izotopach Sn. To sugeruje, że konfiguracje tych stanów są takie same ($\nu h_{11/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}$) [II].

W jądrach Sn bogatych w neutrony, produkowanych w reakcjach fragmentacji i rozszczepienia przy relatywistycznej energii, zidentyfikowano nowe stany izomeryczne [Loz08]. Dla ^{125}Sn znaleziony został nowy stan izomeryczny o spinie $I^\pi=23/2^+$ oraz potwierdzono wartości czasów połowicznego rozpadu stanów izomerycznych ($27/2^-$) $0.23(2) \mu\text{s}$ i $19/2^+$ $6.2(2) \mu\text{s}$. Czas połowicznego rozpadu stanu $23/2^+$, obserwowanego również w innych sąsiednich izotopach $^{123,127,129}\text{Sn}$, wyniósł $0.6(2) \mu\text{s}$.

Dla jąder ^{127}Sn produkowanych zarówno w reakcji fragmentacji ^{136}Xe , jak i rozszczepienia ^{238}U , zaobserwowano nowy stan $27/2^-$ o czasie połowicznego rozpadu $0.25(3)$ μs . W tym przypadku zmierzono również rozpad znanego stanu $19/2^+$.

W widmie gamma zmierzonym dla ^{129}Sn zaobserwowano przejścia, które zostały przyporządkowane do rozpadu stanu $(27/2^-)$ o czasie rozpadu $0.27(7)$ μs . Otrzymane wartości czasów połowicznego rozpadu znanych stanów $19/2^+$ i $23/2^+$ potwierdziły wyniki wcześniejszych badań. Dodatkowo zmierzono czasy rozpadu znanych stanów izomerycznych w parzystych izotopach $^{124,126,128,130}\text{Sn}$, które były zgodne z danymi literaturowymi.

W reakcji fragmentacji ^{136}Xe o energii 600 MeV/A był także badany stopień uszeregowania spinów. Dla stanów $19/2^+$ w jądrach ^{127}Sn wyniósł $19(5)\%$ natomiast dla stanów 10^+ w ^{128}Sn $12(4)\%$ maksymalnych wartości możliwych do uzyskania (w reakcji fuzji-ewaporacji) dla badanych stanów izomerycznych [Ata10].

Pod tym kątem przeanalizowano również wyniki pomiaru funkcji $R(t)$ dla stanów izomerycznych w jądrach ^{126}Sn , produkowanej poprzez rozszczepienie ^{238}U o energii 750 MeV/A [II]. Z pomiaru amplitudy funkcji $R(t)$, uzyskano stopień uszeregowania spinów wynoszący $18(8)\%$ maksymalnej wartości dla badanych stanów.

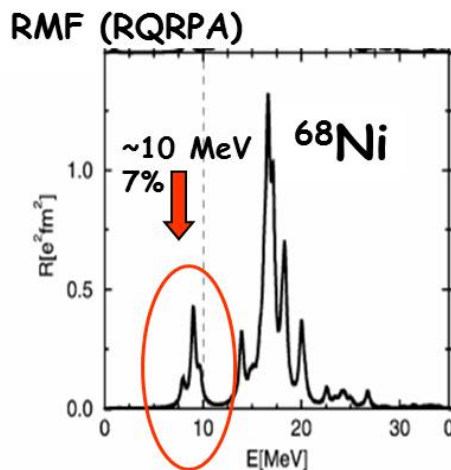
Ponadto pomiary czynników g , dostarczają unikalnych informacji na temat struktury badanych stanów, posiadają istotne znaczenie zwłaszcza w przypadku nowo tworzonych jąder bogatych w neutrony, które powstają w reakcjach fragmentacji i rozszczepienia ciężkich jonów o relatywistycznych energiach. W badaniach tych bardzo ważną wielkość stanowi uszeregowanie spinów produkowanych jąder. Amplituda funkcji $R(t)$, niezbędnej podczas analizy danych za pomocą metody TDPAD, zależna jest od stopnia uszeregowania spinów badanych jąder i jest tym większa, im większe jest to uszeregowanie. Podczas planowania badań własności magnetycznych nowych, egzotycznych izotopów, należało zbadać, czy w reakcjach fragmentacji i rozszczepienia, które służą do ich produkcji, spiny tworzonych jąder są uszeregowane. Takie dane istniały dla reakcji fragmentacji zachodzących przy średnich energiach oraz dla jąder o niskich i średnich masach. Wyniki przeprowadzonych przez nas badań pokazują po raz pierwszy, że spiny w jądrach utworzonych w reakcji fragmentacji oraz w reakcji rozszczepienia ciężkich jąder o relatywistycznych energiach są uszeregowane. Dodatkowo wykazaliśmy, że uszeregowanie nie ulegało istotnej zmianie podczas transportu przez separator oraz nie zostało zaburzone w procesie selekcji poszczególnych izotopów, dzięki zastosowanej dużej prędkości badanych jonów. Aby wytworzone jądra zachowały spiny uszeregowane, konieczne było również całkowite ich zjonizowanie. Otrzymane wartości stopnia uszeregowania spinów badanych jąder, wynoszące w zależności od reakcji od około 10 do 40% , są wystarczające do prowadzenia tego typu badań. Wydaje się więc, że opisaną metodę można stosować dla podobnych pomiarów w obszarach jeszcze bardziej egzotycznych ciężkich jąder.

4.2 Badanie pigmejskiego rezonansu dipolowego²

Pigmejskie rezonanse dipolowe mogą być wytworzone w wyniku reakcji nieelastycznego rozpraszania fotonów (γ, γ') lub protonów, czy cząstek α na jądrach tarczy. Do wzbudzenia PDR wykorzystywane są także reakcje wzbudzenia kulombowskiego oraz nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów.

4.2.1 Wzbudzenie PDR w jądrach ^{68}Ni

Przewidywania teoretyczne, wykonane za pomocą różnych podejść wykazywały dla jąder ^{68}Ni istnienie rezonansu pigmejskiego o energii około 10 MeV i nasileniu 5-10 % EWSR. Przykładowe wyniki obliczeń metodą RQRPA przedstawia rysunek 4.7 [Vre01]. Oprócz widma GDR widoczny jest wzrost nasilenia w obszarze energii poniżej 10 MeV odpowiadający PDR. Te przewidywania potwierdzone zostały eksperymentalnie.

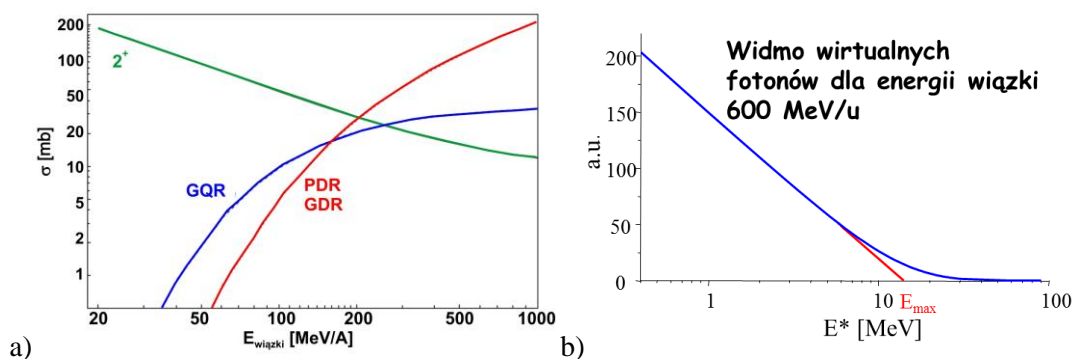


Rys. 4.7. Obliczenia teoretyczne metodą RQRPA dla rezonansu pigmejskiego w jądrze ^{68}Ni [Vre01].

Pomiar wzbudzenia PDR w jądrze ^{68}Ni przeprowadzono z wykorzystaniem reakcji fragmentacji wiązki ^{86}Kr o energii 900 MeV/A. Eksperyment przeprowadzono w GSI z zastosowaniem separatora fragmentów FRS, służącego do selekcji izotopów ^{68}Ni . W wyniku reakcji wzbudzenia kulombowskiego, zachodzącego przy energii 600 MeV/A na tarczy Au, jony ^{68}Ni uzyskiwały energię wzbudzenia do około 15 MeV. Wzbudzenie kulombowskie następuje wskutek oddziaływania elektromagnetycznego jąder wiązki i tarczy, które opisywane jest poprzez wymianę wirtualnych fotonów.

Zastosowana energia 600 MeV/A była z jednej strony na tyle wysoka, że umożliwiała efektywne i selektywne wzbudzenia stanów o multipolowości E1 (PDR i GDR) (rysunek 4.8a), a z drugiej – na tyle niska, że wzbudzane były stany o energiach poniżej GDR, a więc spodziewane stany PDR. Zależność ilości przypadków o danej energii wzbudzenia od jej wartości dla energii wiązki 600 MeV przedstawia rysunek 4.8b, jest to tzw. widmo wirtualnych fotonów. W tym eksperymencie po raz pierwszy badano PDR w jądrze egzotycznym za pomocą pomiaru rozpadu gamma tego rezonansu.

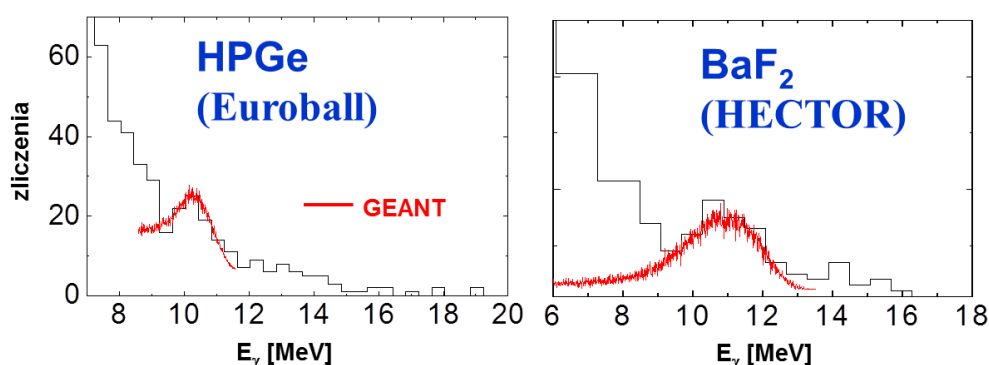
² w oparciu o prace ze znaczącym własnym udziałem: [III,IV] oraz dane nieopublikowane



Rys. 4.8. a) Przekroje czynne na różne wzbudzenia w procesie wzbudzania kulombowskiego w funkcji energii wiązki na nukleon [Gla98]. b) Widmo wirtualnych fotonów dla energii wiązki 600 MeV/u [Ber86].

Podczas eksperymentu kwanty gamma emitowane przez jądra ^{68}Ni rejestrowane były za pomocą układu detektorów germanowych RISING oraz detektorów BaF_2 z układu HECTOR. Selekcja jonów wyprodukowanych w procesie fragmentacji następowała przed tarczą, poprzez identyfikację masy i ładunku podczas przejścia jonu przez separator. Dodatkowo, po przejściu przez tarczę, konieczna była ponowna identyfikacja jąder ^{68}Ni w celu odrzucenia reakcji zachodzących z transferem nukleonów. Wybór przypadków wzbudzenia jąder ^{68}Ni możliwy był dzięki zastosowaniu detektora CATE składającego z 9 detektorów krzemowych oraz umieszczonych za nimi 6 detektorów CsI symetrycznie w osi wiązki.

W widmach energetycznych kwantów gamma mierzonych zarówno przez detektory germanowe jak i scyntylacyjne (rys. 4.9) zaobserwowano wzrost w przedziale energii około 11 MeV [III, Bra07]. Wyniki symulacji odpowiedzi detektorów na kwanty gamma o energii 11 MeV bardzo dobrze odtwarzają rezultaty pomiaru, potwierdzając obserwację wzrostu nasilenia przejść gamma.

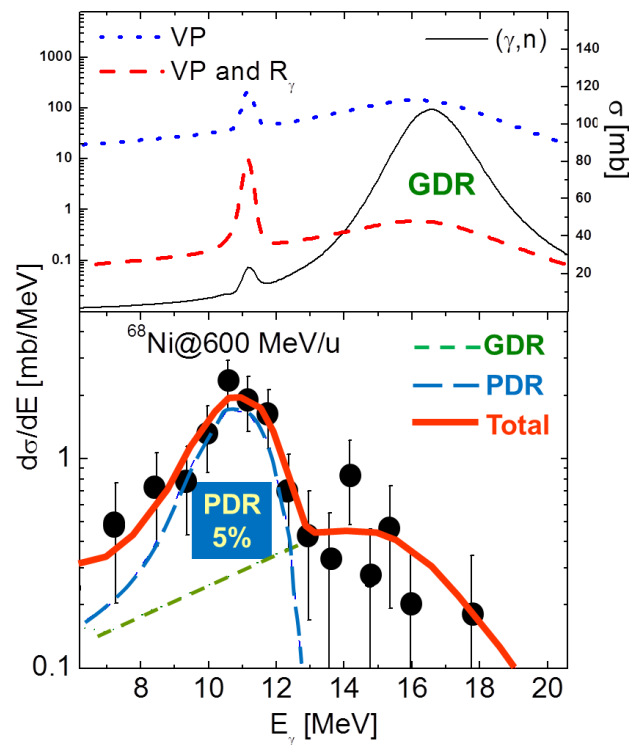


Rys. 4.9. Widma kwantów gamma mierzone za pomocą detektorów HPGe oraz BaF_2 . Zaznaczono też rezultat symulacji oddziaływania kwantów gamma z obszaru PDR w detektorach. Odpowiada on mierzonemu wzrostowi nasilenia obserwowanemu w każdym z pomiarów w obszarze PDR (zaadaptowane z pracy [Bra07]).

Zmierzone widmo gamma oprócz części odpowiadającej PDR zawiera także część wysokoenergetyczną, pochodzącą od GDR. Posiada ona jednak małą intensywność z powodu zastosowania w eksperymencie stosunkowo niskiej energii wiązki – widmo wirtualnych fotonów praktycznie kończy się przy energii 16 MeV. Była to celowa decyzja, gdyż część odpowiadająca GDR stanowi tło dla właściwego pomiaru, które powinno być

uwzględnione w analizie. W celu oszacowania nasilenia PDR i GDR w mierzonym widmie, wykonano obliczenia przekroju czynnego na emisję kwantów gamma w badanej reakcji rozpadu rezonansu. Znany przekrój czynny na fotoreakcję (γ, n) , σ , przemnożono przez widmo wirtualnych fotonów VP, za pomocą którego opisana była reakcja wzbudzenia kulombowskiego. Następnie uwzględniono rozgałęzienia rozpadu do stanu podstawowego poprzez emisję kwantów gamma R_γ ($VP+R_\gamma$), a wynik został pomnożony przez funkcję odpowiedzi detektora. W ten sposób otrzymano eksperymentalny całkowity przekrój czynny na emisję kwantów gamma mierzonych w reakcji.

Uzyskane wyniki obliczeń przekroju czynnego pokazują istnienie pików o energii około 11 MeV, którego nasilenie zostało oszacowane na 5% EWSR (*energy weighted sum rule*) (rys. 4.10). Obliczony całkowity przekrój czynny dobrze odtwarza wyniki pomiaru (rysunek 4.10 dół) energii kwantów gamma za pomocą detektorów BaF₂. Można w nim wyróżnić części odpowiadające PDR i GDR.



Rys. 4.10. Przekrój czynny na emisję kwantu gamma dla ^{68}Ni przewidywany teoretycznie (górze) i oszacowany w wyniku pomiaru (dół) (rysunek na podstawie pracy [III]).

Otrzymana wartość nasilenia 5% EWSR jest podobna do wartości uzyskanej dla niestabilnego, bogatego w neutrony jądra ^{132}Sn [Adr05] (rozdział 2.4). W przedstawionych badaniach po raz pierwszy zmierzono rezonans pigmejski wzbudzony w jądrze ^{68}Ni i po raz pierwszy zastosowano do jego pomiaru reakcję rozpraszania wirtualnych fotonów [III]. Użyta energia 600 MeV/A, choć z jednej strony umożliwiała selektywne wzbudzanie PDR, wolne od innych wzbudzeń, to mierzone kwanty gamma ze wzbudzonego pocisku ^{68}Ni ulegały znacznemu poszerzeniu dopplerowskiemu. Dlatego też tego typu eksperyment nie umożliwia badania struktury subtelnej PDR.

4.2.2 Pomiar PDR dla ^{208}Pb

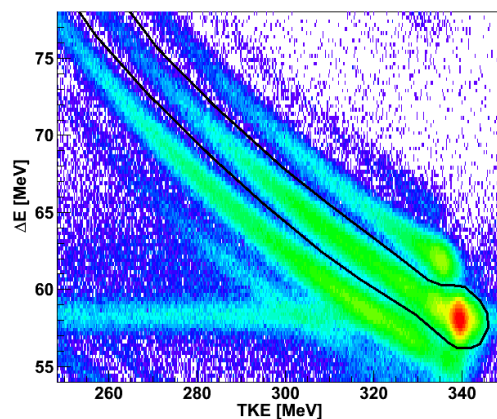
Stany rezonansowe, do jakich należy PDR, mogą być wzbudzone w jądrach także w procesie nieelastycznego rozpraszania jonów przy niskich energiach wiązki [Lan11]. Udział populacji PDR względem GDR jest zależny, podobnie jak w przypadku wzbudzenia kulombowskiego, od energii wiązki jonów. Można, więc tak dopasować tę energię, aby uzyskać wzbudzenie PDR przy jednoczesnej redukcji niskoenergetycznej części GDR. Ponadto, pomiar kwantów gamma emitowanych z ciężkiej, wzbudzonej tarczy, która ulega niewielkiemu odrzutowi, nie jest znacząco obciążony poszerzeniem dopplerowskim. Można się więc pokusić o zbadanie struktury PDR z dobrą zdolnością rozdzielczą.

Pomiar tych wzbudzeń przeprowadziliśmy dla ^{208}Pb jako tarczy, wykorzystując reakcję rozpraszania na niej jonów ^{17}O o energii 20 MeV/A. Taka wartość energii wiązki jest odpowiednia dla wzbudzeń gigantycznego rezonansu kwadrupolowego w ołowiu (GQR – *Giant Quadrupole Resonance*), którego struktura była także mierzona.

W prowadzonych badaniach istotny jest pomiar wzbudzenia jąder tarczy przy jednoczesnym zminimalizowaniu wpływu tła pochodzącego od wzbudzeń pocisku. W tym celu przydatny jest wybór jąder wiązki o niskich energiach separacji neutronu. Do nich należą neutrononadmiarowe jądra ^{13}C ($S_n = 4.9$ MeV) oraz ^{17}O ($S_n = 4.1$ MeV). Interesujące przypadki rozpraszania nieelastycznego wybierane są poprzez selekcje w kanale wyjściowym jądra pocisku. Jeżeli pocisk zostanie wzbudzony do wysokiej energii, porównywalnej z PDR, wyemitowany zostanie neutron i zdarzenie zostanie odrzucone, nie dając wkładu do tła.

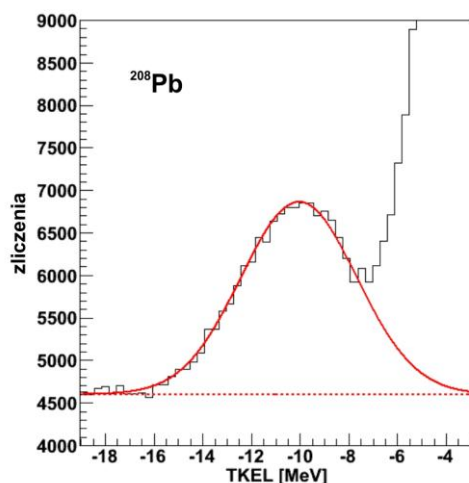
Eksperymenty przeprowadzono w LNL, Legnaro, z wykorzystaniem układu detektorów germanowych AGATA Demonstrator, detektorów scyntylnych o wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej LaBr₃ - HECTOR+ oraz układu detektorów krzemowych TRACE, służącego do detekcji rozproszonej wiązki.

Pigmejskie rezonanse dipolowe PDR są wzbudzeniem kolektywnym jądra, które rozpada się do stanu podstawowego poprzez emisję przejść gamma typu E1. Mogą być one obserwowane w widmach kwantów gamma emitowanych przez wzbudzone jądra tarczy w obszarach energii odpowiadających PDR. W badanej reakcji struktury odpowiadające obserwacji PDR w ^{208}Pb zostały zmierzone zarówno za pomocą detektorów LaBr₃, jak i HpGe. Podczas analizy zastosowano różne metody służące odfiltrowaniu danych w celu minimalizacji tła. Wybierano przypadki jednoczesnego pomiaru rozproszenia elastycznego ^{17}O oraz rejestracji kwantu gamma, emitowanego ze wzbudzonego jądra tarczy o energii równej energii traconej przez rozproszony jon wiązki. Widma mierzone przez układ AGATA Demonstrator analizowano z zastosowaniem pakietu RADWARE [Rad87], którego procedury wykorzystano do redukcji tła comptonowskiego.



Rys. 4.11. Straty energii ΔE w funkcji całkowitej energii kinetycznej rozproszonych jonów w detektorze TRACE wg. [IV] – zaznaczony został obszar odpowiadający jonom wiązki ^{17}O .

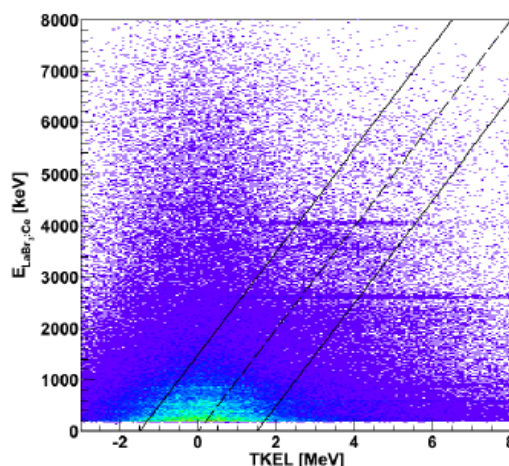
Pomiar straty energii ΔE w funkcji całkowitej energii kinetycznej rozproszonych jonów w detektorze krzemowym układu TRACE umożliwił wybór przypadków odpowiadających rozpraszaniu wiązki ^{17}O (rysunek 4.11) oraz wyznaczenie energii wzbudzenia jąder tarczy. Zakładano, że wartość tej energii była równa energii kinetycznej traconej przez wiązkę podczas rozpraszania TKEL (*total kinetic energy loss*), którą wyznaczano jako różnicę energii kinetycznej jądra rozproszonego elastycznie i rozproszonego nieelastycznie. Energia wzbudzenia jąder tarczy wyznaczona poprzez pomiar energii wiązki rozproszonej dla ^{208}Pb wykazuje wzrost nasilenia w obszarze około 10 MeV odpowiadającym gigantycznemu kwadrupolowemu rezonansowi (rysunek 4.12).



Rys. 4.12. Energia wzbudzenia jąder ^{208}Pb zmierzona w reakcji rozpraszania wiązki ^{17}O wg. [IV].

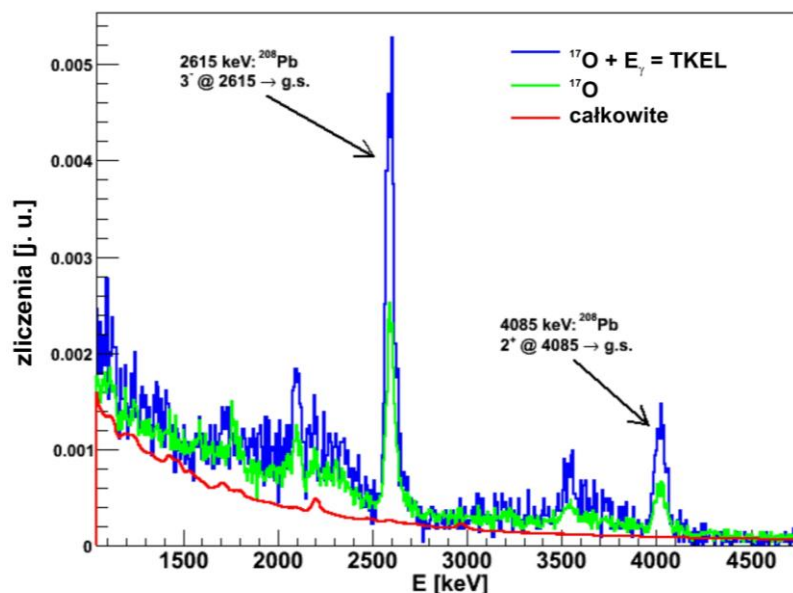
Pomiar energii rozproszonych jąder wiązki przez detektor TRACE wykorzystywany był również do wyznaczenia widma energetycznego promieniowania gamma emitowanego przez wzbudzone jądro tarczy. Energia kwantów gamma emitowanych podczas rozpadu stanów wzbudzonych tarczy do stanu podstawowego jest równa energii przekazanej do tarczy podczas rozproszenia, a tym samym energii traconej przez wiązkę. Zatem strata całkowitej energii kinetycznej wiązki (TKEL) jest równa energii promieniowania emitowanego przez jądra tarczy, mierzonego za pomocą detektorów scyntylacyjnych LaBr_3 ($3'' \times 3''$) oraz germanowych z układu AGATA Demonstrator. W celu redukcji tła, do utworzenia widma promieniowania gamma

wybijano przypadki, dla których energia kwantu zawierała się w przedziale TKEL ± 1.5 MeV jak zaznaczono na rysunku 4.13.



Rys. 4.13. Macierz energii przejść gamma zmierzona za pomocą detektorów LaBr_3 w koincydencji z stratą energii kinetycznej wiązki TKEL w detektorze TRACE [Nic_PhD].

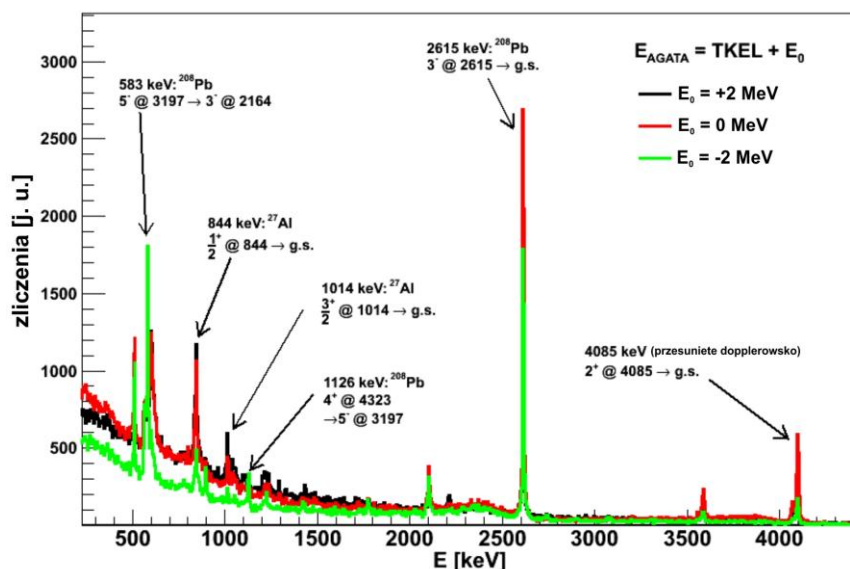
Dodatkowo wymagano koincydencji czasowej pomiędzy rozproszonymi jonami ^{17}O i kwantami gamma. Wybór spośród wszystkich zachodzących procesów zdarzeń, odpowiadających reakcji rozproszenia wiązki ^{17}O , umożliwia obserwacje w mierzonym widmie kwantów gamma przejść pochodzących z rozpadu stanów wzbudzonych w jądrach tarczy ^{208}Pb (rysunek 4.14). Dodatkowy warunek ograniczający wartość mierzonej straty energii kinetycznej wiązki powoduje dalszą redukcję tła.



Rys. 4.14. Widma energetyczne dla różnych warunków straty energii wiązki mierzone detektorami LaBr_3 [Nic_PhD].

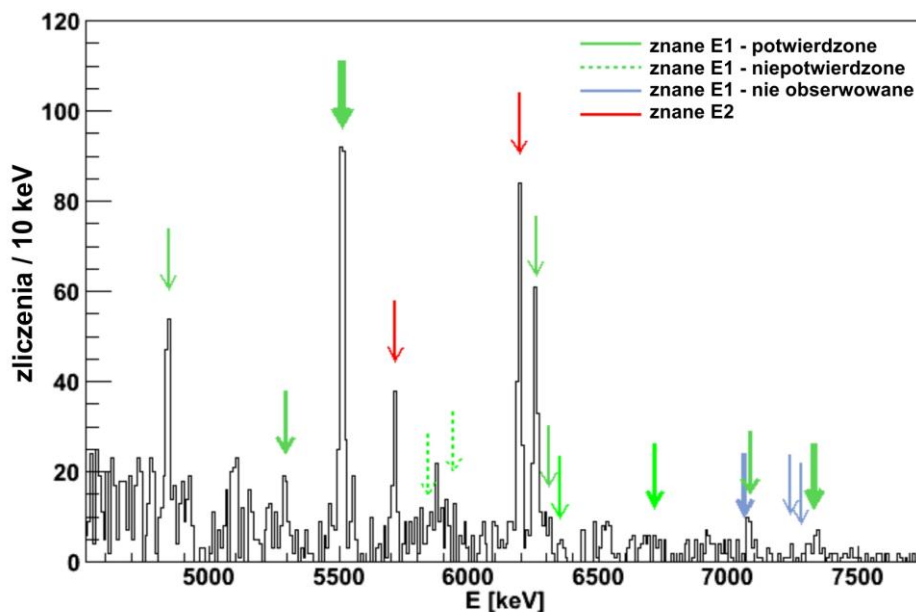
Podobna procedura została zastosowana dla widm gamma mierzonych za pomocą układu AGATA Demonstrator. Jej wyniki przedstawia rysunek 4.15. W tym przypadku, ponieważ energetyczna zdolność rozdzielcza detektorów germanowych jest większa, energię przejść gamma z rozpadu wzbudzonych jąder tarczy mierzono dla różnych wartości całkowitej straty energii rozproszonej wiązki TKEL. Największą redukcję tła otrzymano

dla $TKEL = E_0$, gdzie E_0 jest energią kwantu gamma pochodzącego ze wzbudzonego jądra tarczy.



Rys. 4.15. Widma energetyczne dla różnych warunków straty energii wiązki TKEL mierzone przez układ AGATA [Nic_PhD].

Przejścia gamma z rozpadu stanów rezonansowych mierzone były za pomocą układu AGATA stosując podane powyżej warunki. Rysunek 4.16 przedstawia widmo przejść gamma w reakcji wzbudzenia jąder ^{208}Pb . Widoczne są w nim przejścia E1 interpretowane jako rozpad PDR, zidentyfikowane we wcześniejszych eksperymentach [Rye02], zaznaczone zielonymi strzałkami.



Rys. 4.16. Widma gamma mierzone za pomocą układu AGATA Demonstrator pochodzące z rozpadu PDR w jądrze ^{208}Pb . Znanie wcześniej przejścia [Rye02] pochodzące z tego rozpadu zaznaczono zielonymi strzałkami [Nic_PhD].

W widmie (rys. 4.16.) wyraźnie widoczne są przejścia w obszarze energii odpowiadającym PDR, poniżej 7 MeV. Praktyczny brak przejść w obszarze wyższych

energii może świadczyć o podobnym mechanizmie wzbudzenia stanów PDR, jak w przypadku rozpraszania cząstek α ($\alpha, \alpha'\gamma$). Może to oznaczać, że w reakcji nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów populujemy tylko izoskalarną część PDR. Jest to interpretowane jako izoskalarne wzbudzenie powierzchni jądra, polegające na oscylacjach protonów i neutronów w tej samej fazie (rozdział 2.4).

Kontynuacją badań wzbudzeń PDR był pomiar rozpraszania wiązki ^{17}O na tarczy ^{140}Ce . Eksperyment, (którego rzeczniczką była autorka monografii) został wykonany w Legnaro z zastosowaniem układu AGATA Demonstrator, rozbudowanego układu HECTOR+, składającego się z 9 dużych detektorów LaBr_3 oraz układu TRACE. Podobnie jak w przypadku pomiaru dla ^{208}Pb rejestrowano kwanty gamma pochodzące z rozpadu stanów wzbudzonych jąder. Dane eksperymentalne są analizowane [Krz13] a wstępne rezultaty sugerują obecność przejść gamma z rozpadu PDR.

5 Badanie deformacji jąder o dużych krętach

Szczególnie interesującymi własnościami kolektywnymi charakteryzują się nuklidy z obszaru $A = 150-200$ o niskich temperaturach i wysokich krętach. Z reguły produkowane są w procesach rozpadu jądra złożonego, które powstaje podczas kolizji jąder przy dużym parametrze zderzenia. Ponieważ rozpad zachodzi z emisją lekkich cząstek, które nie unoszą dużych ilości krętu, jądra końcowe w takich przypadkach charakteryzują się wysokimi wartościami spinu oraz niskimi energiami wzbudzenia powyżej linii yrast. Nuklidy o energii wzbudzenia rzędu kilku MeV powyżej linii yrast określa się terminem „jądra ciepłe” (*warm nuclei*). Na przykład, jądro powstałe w ten sposób przy niewielkiej energii wzbudzenia, 2-3 MeV powyżej linii yrast, co odpowiada temperaturze około 0.5 MeV, może posiadać moment pędu rzędu $50 - 60 \hbar$, a jego energia prawie w całości zawarta jest w szybkiej rotacji.

Stany jądrowe leżące w pobliżu linii yrast bardzo często można opisać poprzez sprzężenia dwóch typów wzbudzeń, kolektywnych i jednocząstkowych. Energia ruchu kolektywnego pochodzi z rotacji jądra jako całości, natomiast wzbudzenia jednocząstkowe są wynikiem przenoszenia nukleonów znajdujących się w pobliżu poziomu Fermiego do wyższych orbitali jednocząstkowych. W takim układzie występuje także siła Coriolisa, dążąca do zmiany ruchu nukleonów tak, aby ich moment pędu był zgodny z kierunkiem osi obrotu jądra. Należy również wziąć pod uwagę siły pairingu (dwójkowania), które wpływają na wielkość momentu bezwładności jądra.

Dla danego pasma stanów rotacyjnych moment bezwładności jądra nie zmienia się ze spinem, dwa stany tego pasma o spinie I i $I-2$ połączone są ze sobą przejściem gamma o energii, która nie zależy od wartości spinu (patrz rysunek 2.4). Energie wzbudzenia tych stanów ponad linią yrast są także niezależne od wartości spinu, co oznacza, że stany rotacyjne rozpadają się do stanów końcowych o takiej samej gęstości poziomów wzdłuż całego pasma.

W przypadku wielu pasm rotacyjnych o nieznacznie różnych momentach bezwładności, poszczególne pasma mogą oddziaływać ze sobą. Obserwuje się wtedy tłumienie („damping”) rotacji, które związane jest nie z gęstością poziomów, lecz zachowaniem pasm stanów rotacyjnych w zależności od momentu pędu. Nukleony znajdujące się w poszczególnych stanach wzbudzonych reagują na oddziaływanie sił Coriolisa i odśrodkowych. W wyniku tych oddziaływań rozpady danego stanu o spinie I mogą zachodzić nie tylko do stanu o spinie $I-2$ w tym samym pasmie, ale do całego

rozkładu stanów o zbliżonych energiach należących do innych pasm (rysunek 2.5). Dany stan wzbudzony może więc ulec rozpadowi do stanu w tym samym pasmie albo w innym blisko leżącym emitując kwant gamma o energii nieznacznie innej niż w przypadku emisji do stanu w tym samym pasmie. Szerokość rozkładu tej energii kwantu nazywana jest „tłumieniem” rotacyjnym. Określa ona czas, w którym jądro ze względu na szybką rotację traci możliwość uzyskania nowej konfiguracji, odpowiadającej niżej leżącemu poziomowi w danym pasmie.

Wykorzystując te własności szybko rotujących jąder w obszarze niskich temperatur można badać strukturę jąder o energiach pomiędzy energiami jąder zimnych, których stany wzbudzone są dobrze określonymi poziomami energetycznymi opisywanymi modelem powłokowym, a energiami jąder gorących charakteryzujących się wzbudzeniami kolektywnymi interpretowanymi przez model kropłowy. Do przeprowadzenia badań jąder w obszarze przejścia ze stanów uporządkowanych do chaosu niezbędne jest zastosowanie wysokowydajnych układów detektorów umożliwiających pomiary koincydencyjne promieniowania gamma.

5.1 Superdeformacja w „ciepłych” jądrach z obszaru $A = 150-200^5$

Jądra o energiach wzbudzenia rzędu kilku MeV powyżej linii yrast (tzw. jądra „ciepłe”) oraz wysokich krętach charakteryzują się wieloma pasmami stanów rotacyjnych nieznacznie różniących się energiami i dlatego niemożliwych do identyfikacji. Tworzą one w widmie energetycznym obszar tzw. quasikontinuum rotacyjnego o energiach w zakresie 2-3 MeV i dużej gęstości stanów. Badanie tego obszaru – przejścia ze stanu uporządkowania do stanu chaosu - dostarcza cennych informacji na temat struktury stanów w nim obserwowanych oraz oddziaływania nukleonów w jądrach o niskich temperaturach i wysokich krętach.

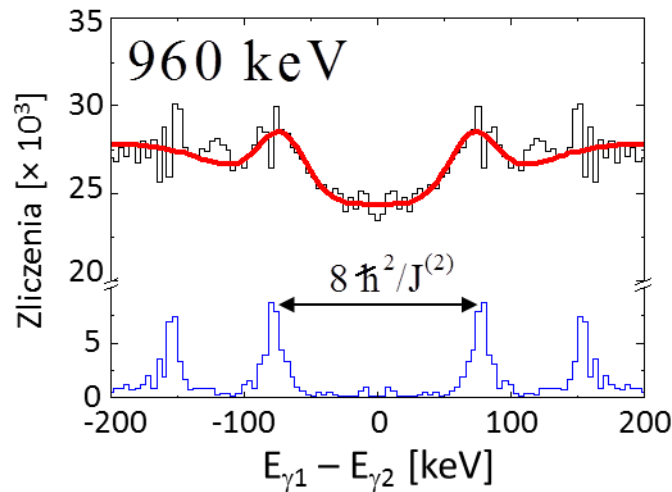
Obszar ten badany był na przykładzie jąder ^{163}Er [V, Leo05_1, Leo05_2] o niewielkiej deformacji w stanie podstawowym. Przy niskich energiach bliskich linii yrast 2-3 MeV (odpowiadających temperaturze do 0.5 MeV) obserwuje się wiele (około 20-40 dla każdego spinu) pasm rotacyjnych. Powyżej tej energii, dla wysokich momentów pędu, gęstość poziomów wzrasta do około $10^2-10^3 \text{ MeV}^{-1}$ dla normalnie zdeformowanego jądra [Mat97]. Idąc jeszcze wyżej, do energii 7 MeV ponad linią yrast, jądro przedstawia system chaotyczny. W obserwowanym widmie gamma nie można wyróżnić poszczególnych pasm rotacyjnych. Istnienie wielu stanów wzbudzonych przy określonym kręcie jądra można tłumaczyć sprzężeniem wielu różnych wzbudzeń cząstka-dziura oraz kolektywnej rotacji.

Pomiary przejść gamma z obszaru quasikontinuum w jądrach o niskich temperaturach miały na celu badania deformacji jądra poprzez oszacowanie momentu bezwładności. W tym celu wykorzystano wyniki eksperymentu, który wykonano z zastosowaniem układu EUROBALL w laboratorium IRES (IPHC) w Strasburgu przy użyciu wiązki ^{18}O o energii 87 i 93 MeV, bombardującej tarczę ^{150}Nd . Powstałe jądro złożone ^{168}Er posiadało maksymalny kręt 40 i 45 \hbar . Jego własności w obszarze kontinuum badane były dla krętu do około 40 \hbar oraz energii do około 4 MeV ponad linią yrast.

⁵ w oparciu o prace ze znaczącym własnym udziałem [V, VI]

Przeanalizowano macierze energii przejść gamma ($E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$) będących w koincydencji (rozdział 2.2). Ich cechą charakterystyczną jest obszar minimum wzdłuż diagonalnej (tzw. „dolina”), ponieważ w koincydencji nie występują dwa przejścia o tej samej energii. Maksima odpowiadają energiom poszczególnych kwantów gamma. Do analizy wykorzystano widmo tworzone poprzez przecięcie rozkładu ($E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$) prostopadłe do diagonalnej, które przedstawione jest na rysunku 5.1. Odległość pomiędzy wewnętrznymi maksimami wynosząca $2\Delta E$, związana jest z momentem bezwładności jądra wzorem $\Delta E = E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} = 4\hbar^2 / J^{(2)}$.

Zmierzona odległość między wewnętrznymi pikami wynosi 120 keV, co daje moment bezwładności $J^{(2)} = 8/120\hbar^2$, natomiast obliczona teoretycznie wartość $2\Delta E$ jest zbliżona i wynosi 150 keV [V].

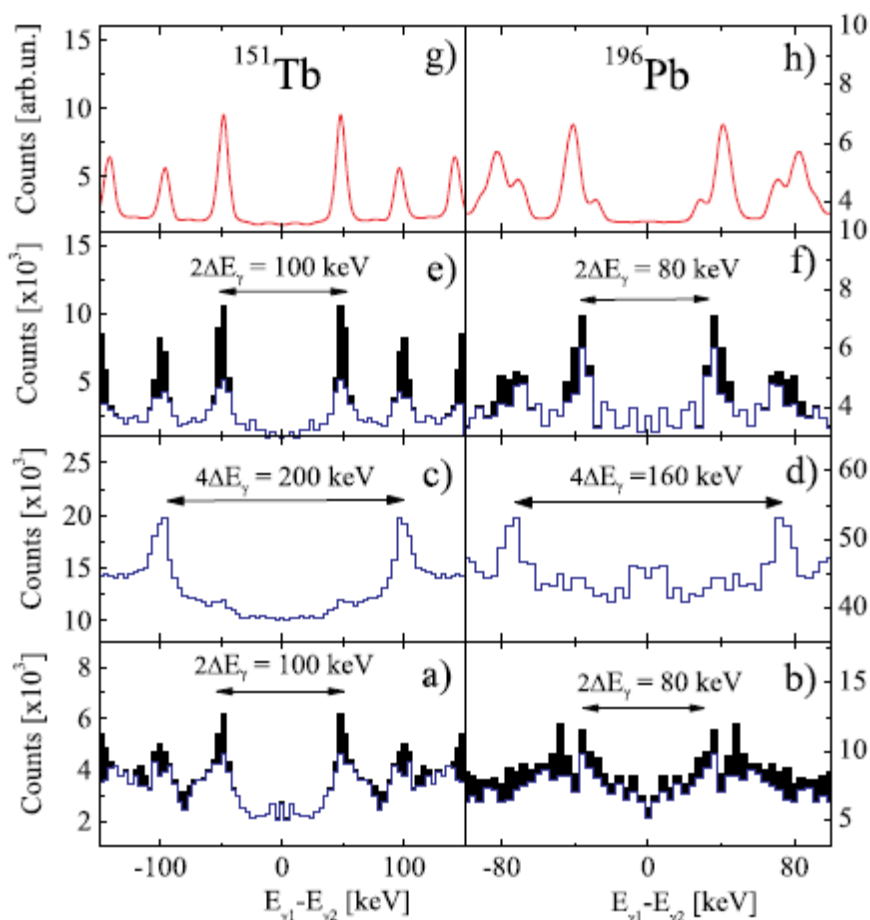


Rys. 5.1. Pomiar momentu bezwładności dla ^{163}Er wraz z przewidywaniami teoretycznymi (zaadaptowane z [V]).

Metoda analizy obszaru kontinuum widm gamma została zastosowana także do badania własności jąder superzdeformowanych o niskich temperaturach na przykładzie jąder ^{151}Tb i ^{196}Pb [Leo08, VI, Leo09_2]. Eksperymenty, w których produkowano wymienione jądra, przeprowadzone zostały w IReS (obecnie IPHC) w Strasburgu przy użyciu układu EUROBALL. Zastosowano reakcje ^{130}Te o energii 155 MeV z ^{27}Al oraz ^{170}Er o energii 148 MeV z tarczą ^{30}Si . Dodatkowo, w eksperymencie badającym ^{196}Pb część detektorów HpGe została zastąpiona przez układ detektorów BaF_2 HECTOR do pomiaru wysokoenergetycznych kwantów gamma. Jądra ^{151}Tb i ^{196}Pb już we wcześniejszych pomiarach przejść dyskretnych gamma wykazały istnienie w stanie podstawowym niewielkiej deformacji, natomiast przy wysokich krętach zaobserwowano w nich pasma stanów superzdeformowanych.

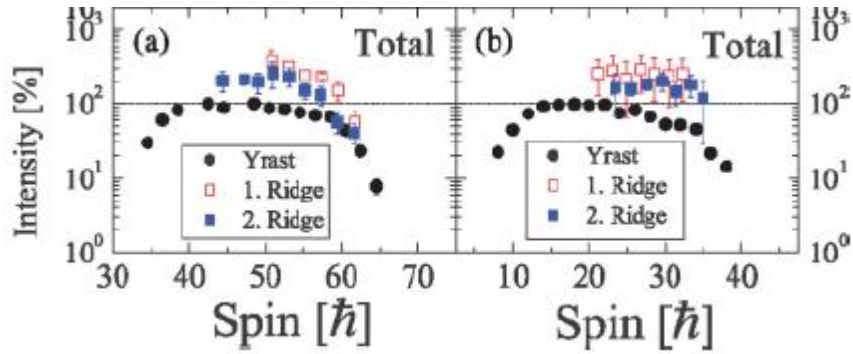
W analizowanych macierzach koincydencji γ - γ zmierzono odległości $2\Delta E$ między wewnętrznymi pikami, które wyniosły 100 keV dla ^{151}Tb oraz 80 keV dla jądra ^{196}Pb [VI]. Otrzymane rzuty przecięcia macierzy przedstawia rysunek 5.2a i 5.2b. Na podstawie zależności $2\Delta E = 8\hbar^2 / J^{(2)}$ oszacowano wartości momentów bezwładności, które wskazują na obserwację pasm superzdeformowanych w obu badanych jądrach. Podobnie przeanalizowano macierze rotacji γ - γ - γ i stosując zależności $4\Delta E = 16\hbar^2 / J^{(2)}$ (rys. 2.5c

i 2.5d) uzyskano takie same wartości momentów bezwładności wynoszące $80 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ dla ^{151}Tb oraz $100 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ dla ^{196}Pb .



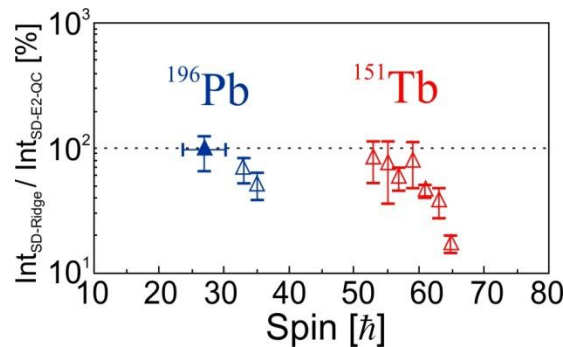
Rys. 5.2 Pomiar momentu bezwładności dla ^{151}Tb oraz ^{196}Pb [Leo08].

Podczas analizy pasm stanów rotacyjnych w jądrach ^{151}Tb i ^{196}Pb oraz ich rozpadu zaobserwowano, że więcej przypadków mierzonych jest dla przejść pomiędzy stanami pasm superzdeformowanych, niż dla rozpadu tych stanów do pasm yrastowych. Odpowiada to większej liczbie przypadków obserwowanych dla pików (krawędzi) z obszaru kontinuum w stosunku do intensywności przejść yrastowych. Krawędzie występujące w macierzach koincydencji gamma zawierają przypadki przejść gamma pomiędzy stanami w pasmach, natomiast pozostałe zdarzenia zawierają przejścia o energiach różniących się od wartości odpowiadającej danym pasmom - tworzą one nieskorelowane tło. Analizując pik odpowiadający krawędzi, można uzyskać informację o intensywności przejść gamma w danych pasmach. Informację o intensywności przejść w obszarze kontinuum można otrzymać z mierzonego, jednowymiarowego widma energii gamma, analizując przejścia E2 – z przedziału energii 2-4 MeV. Zależność tych wielkości od spinu jądra przedstawia rysunek 5.3.



Rys. 5.3. Intensywności przejść pomiędzy stanami pasm superzdeformowanych oraz z pasm superzdeformowanych do yrastowych w jądrach ^{151}Tb i ^{196}Pb [VI].

Zaobserwowanie większej liczby przypadków przejść pomiędzy stanami superzdeformowanymi niż między superzdeformowanymi a yrastowymi, świadczy o tym, że tylko część wzbudzonych stanów superzdeformowanych w badanych jądrach ^{151}Tb i ^{196}Pb rozpada się do stanów yrastowych o niewielkiej deformacji.



Rys. 5.4. Stosunek obserwowanej intensywności przejść pomiędzy stanami pasm superzdeformowanych oraz pomiędzy SD a yrastowymi w jądrach ^{151}Tb i ^{196}Pb [VI].

Intensywność przejść gamma tworzących pasma w jądrze superzdeformowanym, w stosunku do przypadków wszystkich przejść E2 w obszarze kontinuum, dla jąder ^{151}Tb i ^{196}Pb maleje wraz ze wzrostem krętu jądra. Obserwacja ta świadczy o tym, że wraz ze wzrostem krętu struktura rotacyjna stanów wzbudzonych jest rozmywana, traci swój uporządkowany charakter i mamy do czynienia z przejściem od układu uporządkowanego do chaotycznego.

5.2 Poszukiwanie hiperdeformacji - rozpad jądra złożonego $^{128}\text{Ba}^6$

Odkrycie superdeformacji w szybko rotujących, zimnych jądrach na przykładzie ^{152}Dy [Twi86], a także stwierdzenie istnienia superdeformacji w szybko rotujących jądrach wzbudzonych do energii kilku MeV powyżej linii yrast - jądrach o niskiej temperaturze - dały początek poszukiwaniom kształtów jądrowych o dużej deformacji w innych rejonach mapy nuklidów.

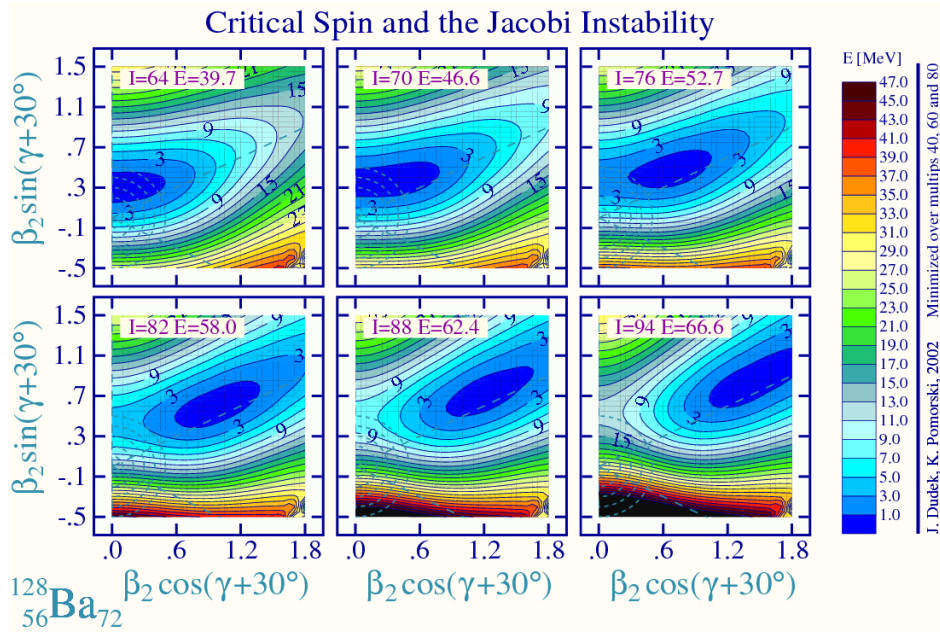
Bardzo duża deformacja – hiperdeformacja – przewidywana jest dla jąder, w których występuje trzecie minimum energii potencjalnej, w stanach takich stosunek długości osi symetrii jądra powinien przyjmować wartość pomiędzy 2 a 3 [Dud04]. Okazało się, że bardzo duże deformacje jąder mogą występować w wielu różnych obszarach masowych. Ich istnienie stwierdzono zarówno w lekkim jądrze ^{12}C , (które można traktować jako klastr trzech cząstek alfa) jak i w nuklidach bardzo ciężkich z grupy aktynowców (opisywanych jako system złożony z dwóch jąder o deformacji oktapolowej) [Blo89,Kra99].

Obliczenia teoretyczne przewidywały także istnienie hiperdeformacji przy wysokich krętach, szczególnie w jądrach z obszaru ziem rzadkich. Jednak w badaniach przeprowadzonych dla ^{168}Y [Wil97], ^{147}Gd [Fos96] czy ^{152}Dy [Gal93] nie zaobserwowano pasm wzbudzeń rotacyjnych odpowiadających hiperdeformacji.

Z kolei obliczenia z zastosowaniem modelu LSD [Pom03] dla jednych jąder (np. ^{126}Ba , ^{126}Xe czy ^{144}Nd) pokazują wraz ze wzrostem krętu zmianę kształtu – jest to tzw. przejście Jacobiego – do bardzo dużych deformacji (hiperdeformacji). W przypadku innych jąder (np. ^{168}Hf , ^{216}Rn) obliczenia te nie przewidyują istnienia takich egzotycznych kształtów – wskazują na obecność raczej niewielkiej deformacji i tylko nieznaczny jej wzrost aż do pewnej wartości, przy której zachodzi rozszczepienie.

Bardzo duże deformacje poszukiwane były w badaniach rozpadu jądra złożonego ^{128}Ba , utworzonego w procesie fuzji $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$. Przewidywania teoretyczne modelu LSD pokazują, że przy dużych wartościach momentu pędu (w obszarze 70-80 \hbar) jądro to posiada kształt typu Jacobiego [VII]. Rozpadając się, tworzy między innymi jądra końcowe ^{126}Ba , $^{122,124,126}\text{Xe}$, ^{118}Te , $^{124,125}\text{Cs}$. Obliczone dla ^{126}Ba i ^{126}Xe zależności energii potencjalnej od deformacji (rysunek 5.5) pokazują istnienie minimów także dla większych wartości parametru deformacji, co wskazuje na możliwość obserwacji w tych nuklidach stanów superzdeformowanych i hiperzdeformowanych typu prolate.

⁶ w oparciu o pracę ze znaczącym własnym udziałem [VII]



Rys. 5.5 Energia potencjalna ^{128}Ba dla wysokich krętów obliczona z zastosowaniem modelu LSD.

Eksperyment mający na celu poszukiwanie hiperdeformacji w jądrach ^{128}Ba przeprowadzono w laboratorium IReS (obecnie IPHC) w Strasburgu z zastosowaniem układu detektorów germanowych EUROBALL IV. Oprócz tego urządzenia, składającego się z 239 detektorów w osłonach antykomptonowskich, zastosowano także filtr krotności InnerBall oraz detektor cząstek naładowanych DIAMANT. Do utworzenia jądra ^{128}Ba wykorzystano reakcję wiązki ^{64}Ni o energiach 261 i 255 MeV z jądrami tarczy ^{64}Ni .

Przewidywano, że zarówno badane gorące jądro złożone, jak i produkty jego rozpadu o niższych temperaturach mogą charakteryzować się dużą deformacją. W szczególności badany był rozpad tego jądra poprzez emisję tylko dwóch neutronów prowadzący do ^{126}Ba [Her03, VII], gdyż wybór takiego kanału rozpadu pozwalał na selekcję jąder o najwyższych możliwych krętach.

Pomiar dla dwóch energii wiązki umożliwił bardziej selektywny wybór danych odpowiadających produktowi ^{126}Ba poprzez odjęcie widm gamma zmierzonych dla obu reakcji. Rozpad jądra złożonego przy najwyższych krętach poprzez emisję dwóch neutronów zachodzi w przypadku reakcji przy wyższej energii wiązki, podczas gdy przy niższej energii nie jest on obserwowany. Odjęcie widm otrzymanych w obu pomiarach pozwoliło na zminimalizowanie tła zawierającego dane pochodzące z innych ścieżek rozpadu.

W celu wyznaczenia deformacji badanych jąder analizowane były obszary widm gamma odpowiadające tzw. kontinuum o energiach w zakresie kilku MeV. Są to obszary sprzężeń wzbudzeń jednocząstkowych o niskich energiach z kolektywną rotacją jądra o wysokim kręcie. Struktury te, ze względu na większą gęstość stanów, obserwowane są jako wiele pasm przejść rotacyjnych o zbliżonych energiach, tworzących w widmie energii gamma część ciągłą wzrastającą wraz ze wzrostem momentu pędu. Analiza przejść gamma z obszaru „kontinuum” pozwala wyznaczyć wartość dynamicznego momentu bezwładności jądra, dającego informację o jego deformacji. Wartość tę określa się ze znajomości różnicy energii poszczególnych przejść.

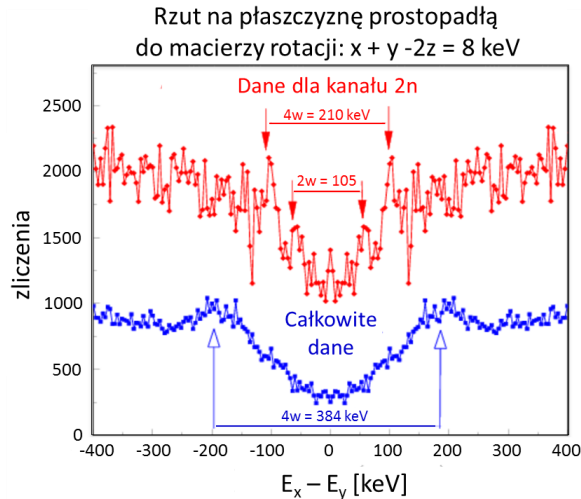
Analiza polega w tym przypadku na wybieraniu poszczególnych pasm poprzez stawianie odpowiednich bramek. Jest to jednak trudne ze względu na dużą liczbę pasm charakteryzujących się przejściami o zbliżonych energiach. Można również badać widma wielowymiarowe odpowiadające jednoczesnemu pomiarowi dwóch lub trzech kwantów stosując metodę analizy fluktuacji obrazowanych na płaszczyźnie energii rotacji tzw. RPM (*Rotational Plane Mapping*). Kształt jądra o niewysokiej temperaturze (produktu rozpadu jądra złożonego) nie jest ściśle określony, gdyż podlega termicznym fluktuacjom. W konsekwencji, jego moment bezwładności przyjmuje różne, lecz niewiele różniące się wartości. W jądrach o zbliżonych kształtach może być wzbudzonych wiele pasm charakteryzujących się stanami o podobnych różnicach energii. Tworząc widma przejść dla grup pasm wzbudzonych w jądrach o zbliżonych momentach bezwładności łatwiej oszacować wartości momentów bezwładności. W tym celu wykorzystuje się przypadki pomiaru koincydencji trzech kwantów gamma.

Z macierzy trójwymiarowych (E_x, E_y, E_z) energii trzech przejść gamma będących w koincydencji, konstruowane są macierze dwuwymiarowe (E_x, E_y) przy założeniu, że spełniony jest warunek $\delta \leq (E_x + NE_y - (N + 1)E_z) \leq \delta$, gdzie δ jest zadany rozmyciem wartości energii przejść w pasmie określającym błąd wyznaczanej wartości momentu pędu. $N=1$ oznacza wybór do analizy pasma o obserwowanych trzech kolejnych przejściach z danego pasma.

W utworzonych macierzach obserwuje się krawędzie po obu stronach linii diagonalnej ($E_x = E_y$) odległe od siebie o $w = (E_x - E_y) = 4\Delta E_\gamma = 16\hbar^2/J^{(2)}$ MeV [VII, Her03] (patrz rys. 2.4).

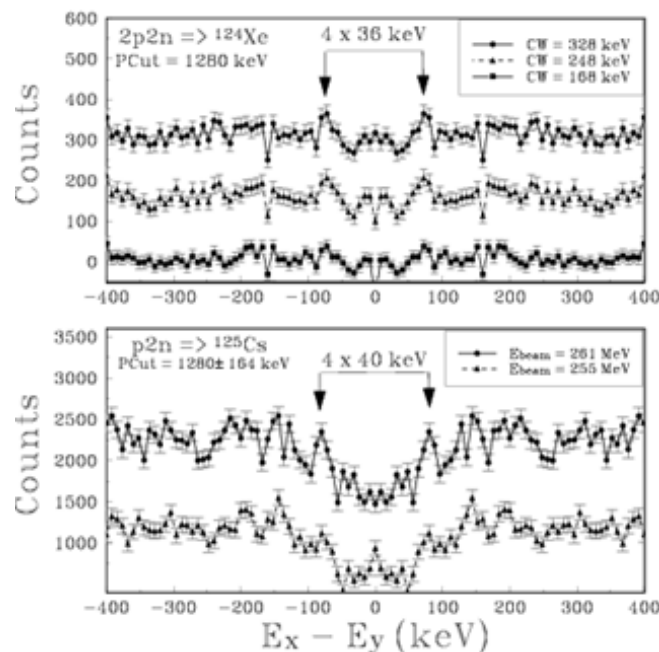
Taki sposób wyznaczania momentu bezwładności został zastosowany dla danych mierzonych w reakcji rozpadu jądra ^{128}Ba . W przypadku jądra końcowego ^{126}Ba δ wynosiło 8 keV, co oznaczało wybór takich przejść, które różniły się nie więcej niż 4 keV od wartości odpowiadającej czystym przejściom rotacyjnym. Stosując opisaną powyżej metodę wyznaczono odległość pomiędzy krawędziami (rysunek 5.6) dla pasma o dużej deformacji w ^{126}Ba , $w = 210$ oraz dynamiczny moment bezwładności ^{126}Ba , $J^{(2)} = 76 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ [VII, Her03, Her04, Her07], odpowiadający superdeformacji. Dla porównania określony został także moment bezwładności jąder o deformacji normalnej, wyznaczając odległości krawędzi uzyskanych dla pasm rotacyjnych mierzonych dla wszystkich danych rozpadu ^{128}Ba (rysunek 5.6). Wartość dynamicznego momentu bezwładności jądra o normalnej deformacji wyniosła $J^{(2)} = 41 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ [Her03].

Analiza widm gamma mierzonych w koincydencji z emitowanymi cząstkami naładowanymi dostarczyła informacji o momentach bezwładności innych produktów badanej reakcji. Stwierdzono, że moment bezwładności jądra ^{122}Xe wynosi $77 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ i jego wartość jest zbliżona do wartości otrzymanej dla ^{126}Ba , natomiast w dla jądra ^{125}Cs , powstającego po emisji protonu oraz 2 neutronów, uzyskano wartość momentu bezwładności $100 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$.



Rys. 5.6 Rzut przecięcia macierzy $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$ z widoczną strukturą krawędzi, których odległości zawierają informacje o momencie bezwładności badanych jąder w rozpadzie jądra złożonego ^{128}Ba (linia niebieska) a w szczególności jądra ^{126}Ba (linia czerwona). (Rysunek zaadaptowany z pracy [Her03]).

Taka duża wartość dynamicznego momentu bezwładności oznacza, że mamy do czynienia z hiperdeformacją. Momenty bezwładności zmierzone zostały także dla innych produktów badanej reakcji. W przypadku ^{118}Te , ^{125}Cs , ^{124}Cs i ^{124}Xe stwierdzono, że posiadają one wartości $J^{(2)} \geq 100 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ odpowiadające bardzo dużej deformacji – hiperdeformacji [VII]. Rezultaty pomiaru dla ^{124}Xe oraz ^{125}Cs przedstawia rysunek 5.7. Ciekawym wynikiem jest obserwacja hiperdeformacji w „ciepłych” jądrach tylko w przypadku, gdy mamy do czynienia z emisją protonu. Może to się wiązać z przedrównowagową emisją protonu, efektem diskutowanym w rozdziale 7 w kontekście emisji cząstki alfa.



Rys. 5.7. Rzuty przecięcia macierzy $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$ dla jąder ^{124}Xe i ^{125}Cs zawierające struktury krawędzi, z których odległości oszacowano momenty bezwładności odpowiadające hiperdeformacji (rysunek z pracy [VII]).

Wyniki pomiarów momentów bezwładności pokazują, że badane o $Z = 52-56$ definiują dobry obszar do poszukiwań hiperdeformacji za pomocą widm dyskretnych przejść gamma. Pozostałe wymienione jądra, produkowane w kanałach rozpadu z emisją cząstki alfa, posiadają moment bezwładności o wartości mniejszej, odbiegającej od przewidywań teoretycznych.

Pomimo zaobserwowania struktur hiperzdeformowanych w jądrach „ciepłych” (tj. dla pasm leżących kilka MeV ponad linią yrast), nie udało się wyodrębnić pasm dyskretnych przejść gamma, wzdłuż linii yrast, odpowiadających hiperdeformacji. Może to oznaczać, że rozpad stanów hiperzdeformowanych w kontinuum prowadzi do znacznie niższych spinów na linii yrast, gdzie hiperdeformacja już nie istnieje.

6 Badanie wzbudzeń i własności jąder gorących za pomocą pomiaru GDR

O ile dla jąder zimnych i ciepłych mamy do czynienia z przeplataniem się własności jednoczątkowych i kolektywnych, to dla jąder gorących ($T > 1$ MeV), gdzie efekty powłokowe zanikają, dominują efekty kolektywne. Gorące jądro, opisywane przez model kropłowy, zachowuje się podobnie do kropli cieczy. Energia, którą posiada rozłożona jest równomiernie pomiędzy wszystkie nukleony, które biorą udział wzbudzeniu polegającym na wibracji bądź rotacji.

Jądra atomowe o wysokich temperaturach i krętach tworzone są w reakcjach fuzji jądra pocisku z jądrem tarczy. Powstaje wtedy gorące jądro złożone o energii wzbudzenia zależnej od energii wiązki i od rodzaju jąder biorących udział w reakcji. Część energii wzbudzenia gorącego jądra zawarta jest w jego rotacji, a pozostała część odpowiada jego temperaturze. Szczególnym rodzajem wzbudzenia jest gigantyczny rezonans dipolowy (GDR – *Giant Dipole Resonance*) polegający na oscylacjach neutronów względem protonów w jądrze. Oscylacje te charakteryzują się wysokimi częstościami, małymi amplitudami oraz dużym stopniem kolektywności, bo biorą w nich udział praktycznie wszystkie nukleony. Funkcja nasilenia GDR odzwierciedla kształt jądra jak i mechanizmy powodujące tłumienie tych oscylacji, dlatego pomiar GDR stanowi dobre narzędzie w badaniach fizyki jąder gorących. Badanie tego rodzaju wzbudzenia pozwala na uzyskanie informacji o własnościach jąder złożonych zaraz po ich utworzeniu a także na testowanie poprawności działania modeli opisujących materię jądrową przy dużych energiach wzbudzenia i krętach.

Pomiary GDR i badanie przy ich pomocy własności jąder stanowią zasadniczy, od wielu lat, obszar działania autorki niniejszej monografii. Przedstawione w tym rozdziale rezultaty badań są rozszerzeniem tematyki zawartej w pracy doktorskiej autorki.

6.1 Temperatura i kręt jądra złożonego na przykładzie jądra $^{88}\text{Mo}^{*9}$

Wzbudzone jądro złożone jest produktem niestabilnym o krótkim czasie życia (10^{-21} s) i dąży do zmniejszenia swojej energii poprzez emisję neutronów, wysokoenergetycznych kwantów gamma z rozpadu GDR, czy lekkich cząstek naładowanych (protonów i cząstek alfa). Mierząc je uzyskuje się informacje o własnościach jądra, z którego zostały wyemitowane. W szczególności pomiar energii wysokoenergetycznych kwantów gamma z rozpadu gigantycznego rezonansu dipolowego umożliwia określenie kształtu jądra, z którego został wyemitowany (rozdział 2).

Ponieważ emisja kwantów gamma z rozpadu GDR zachodzi głównie w pierwszych krokach rozpadu jądra złożonego, jest on doskonałym narzędziem do badania jąder gorących zaraz po utworzeniu. Gorące jądro złożone charakteryzuje się opisywanymi poprzez rozkłady wartościami temperatury oraz krętu, które ulegają zmianie po emisji cząstki. Badanie własności jąder w zależności od tych wielkości wymaga więc zastosowania metod umożliwiających ich wyznaczenie.

Do pomiaru wartości krętu stosuje się filtr krotności (np. HELENA, rozdział 3). Ze zmierzonej krotności dyskretnych kwantów gamma określa się całkowity kręt uniesiony przez nie. Przedziały krętu definiowane są też przez wybór określonych kanałów rozpadu za pomocą identyfikacji jąder końcowych albo pomiaru emitowanych cząstek naładowanych. Można także wybierać przypadki rozpadu jąder do stanów izomerycznych o wysokich spinach, ograniczając w ten sposób rozkład krętów badanych jąder.

Ważną wielkością charakteryzującą badane jądra jest temperatura jądrowa. Temperatura określana jest przez energię wzbudzenia po uwzględnieniu (odjęciu) energii rotacji. $T = \left(\frac{d \ln \rho(U)}{dU}\right)^{-1}$, gdzie ρ jest gęstością poziomów a U – energią dla jąder, w których wzbudzony był GDR, daną zależnością: $U(I) = E^* - E_{rot}(I) - E_{GDR}$, w której E^* oznacza energię wzbudzenia jądra, $E_{rot}(I)$ – energię rotacji a E_{GDR} – energię GDR. Energia U jest zależna od krętu jądra oraz energii wzbudzenia malejącej w kolejnych krokach rozpadu. Przy wyznaczaniu średniej wartości temperatury należy uwzględnić obie zależności a także zmianę gęstości poziomów podczas rozpadu jądra. W przybliżeniu temperaturę wyraża się wzorem: $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$, gdzie a jest parametrem gęstości poziomów zależnym od masy jądra i wynoszącym najczęściej od $a=A/10$ MeV⁻¹ do $a=A/8$ MeV⁻¹. W dokładniejszym podejściu a zmienia się wraz ze zmianą temperatury jądra. Średnią temperaturę jądra można oszacować biorąc po uwagę średnią wartość energii U lub, bardziej dokładnie, ważąc wartości temperatur w każdym z kroków rozpadu ich udziałami

zgodnie ze wzorem: $\langle T \rangle = \frac{\sum_i w_i T_i}{\sum_i w_i}$, gdzie w_i oznacza udział kroku i w procesie rozpadu

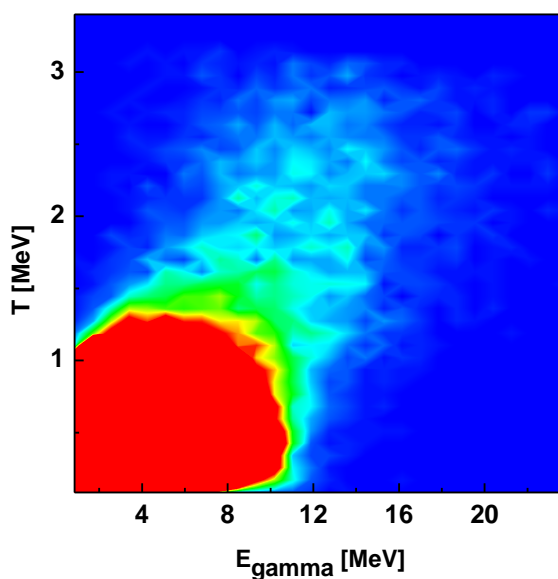
jądra. Ponieważ zarówno średnie temperatury w poszczególnych krokach jak i ich udziały są trudne do oszacowania zwłaszcza dla dużych energii wzbudzenia jąder, w wyniku powyższej analizy otrzymuje się przybliżone wartości temperatur.

Bardziej dokładne jest wyznaczanie temperatury jądra na każdym etapie jego rozpadu. W tym celu wykorzystano obliczenia reakcji rozpadu jądra w oparciu o model

⁹ w oparciu o własne dane nieopublikowane

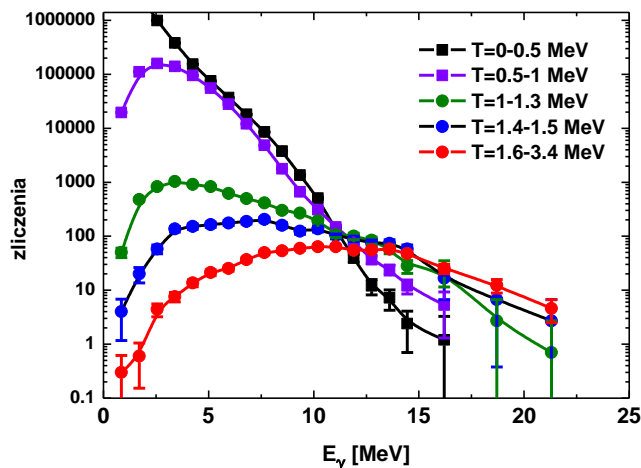
statystyczny. Oszacowanie temperatury przeprowadzone zostało dla jądra ^{88}Mo badanego przy energiach wzbudzenia 125 i 262 MeV. Obliczenia dla mierzonej reakcji wykonane zostały przy użyciu zmodyfikowanego programu GEMINI++ [Cie13]. Jest to kod symulujący rozpad jądra złożonego w oparciu o model statystyczny metodą Monte Carlo. Dzięki jej zastosowaniu uzyskuje się informację o badanej reakcji krok po kroku. W obliczeniach stawiano warunki odpowiednie do zadawanych w rzeczywistym eksperymencie. Eksperymentalnie selekcja rozpadów jąder złożonych prowadzących do residuów dokonywana była za pomocą detektorów typu phoswich mierzących stratę energii w detektorze w zależności od czasu dolotu do detektora. Podczas obliczeń zdarzenia te wybierano, biorąc pod uwagę spośród wszystkich możliwości rozpadu jądra złożonego, tylko przypadki prowadzące do utworzenia produktów, które zostały zaobserwowane przez detektory (poprzez wybór kąta, pod którym zachodziła ich detekcja).

W każdym kroku rozpadu jądra otrzymujemy informację o jego temperaturze. W celu wyznaczenia temperatury jądra, w którym wzbudzony był GDR, analizowane są tylko przypadki opisujące jądra po emisji wysokoenergetycznego kwantu gamma. Macierz zależności ich temperatury od energii wyemitowanego kwantu, uzyskaną w wyniku obliczeń za pomocą programu GEMINI++ przedstawia rysunek 6.1. Obszar o największej liczbie zliczeń odpowiadający jądrom o temperaturach poniżej ok. 1.3 MeV oznacza jednocześnie, że kwanty gamma w nich wzbudzone posiadały energie z obszaru przejść statystycznych oraz kontinuum o niższych energiach, do 11 MeV. Jest to poniżej średniej energii wiązania neutronu w produktach rozpadu ^{88}Mo , dla których wartość ta zawiera się w przedziale około 10-13 MeV [Hof06].



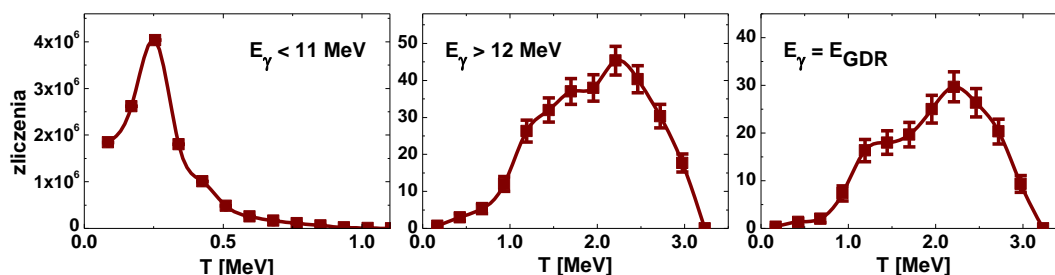
Rys. 6.1. Temperatura jądra po emisji kwantu gamma w zależności od energii tego kwantu otrzymana za pomocą kodu GEMINI++ dla rozpadu jądra złożonego ^{88}Mo o temperaturze 3 MeV wytworzonego w wyniku reakcji $^{48}\text{Ti}+^{40}\text{Ca}$.

Widma energetyczne promieniowania gamma odpowiadające różnym przedziałom temperatury składające się na całe widmo kwantów gamma emitowanych podczas rozpadu jądra przedstawia rysunek 6.2. Można zaobserwować, że przejścia o wysokich energiach emitowane są przez jądra o wyższych temperaturach, natomiast dla temperatur niskich dominują kwanty o niskich energiach. Przecięcie poszczególnych widm widoczne jest w obszarze energii wiązania neutronu.



Rys. 6.2 Widma wysokoenergetycznych kwantów gamma wzbudzonych w jądrach ^{88}Mo o różnych przedziałach temperatur obliczone za pomocą programu GEMINI++.

Aby określić temperaturę jąder, w których wzbudzony był GDR, można zastosować dwa podejścia. W jednym bierze się pod uwagę przypadki emisji kwantu gamma o energii większej od energii wiązania neutronu ($E_\gamma > 12 \text{ MeV}$) i sumuje temperatury jąder, w których były one wzbudzone ważąc krotnością kwantów o danej energii. Drugie podejście zakłada uwzględnienie przypadków odpowiadających emisji kwantu gamma o energii bliskiej energii gigantycznego rezonansu ($E_\gamma = E_{\text{GDR}}$). Dla ^{88}Mo energia ta jest równa $E_{\text{GDR}} = 15.9 \text{ MeV}$ a zakres jej wartości, dla którego szacowana była temperatura wynosił $14.5 - 17.5 \text{ MeV}$. Obydwa podejścia zastosowane do wyznaczenia temperatur jąder powstających podczas rozpadu jądra złożonego ^{88}Mo , dla których obserwowany był rozpad GDR, dostarczyły tych samych wyników. Przykładowe rozkłady temperatur otrzymane w ich wyniku dla jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 125 MeV przedstawia rysunek 6.3. W obu przypadkach oszacowana średnia temperatura wynosi $2 \pm 0.6 \text{ MeV}$.

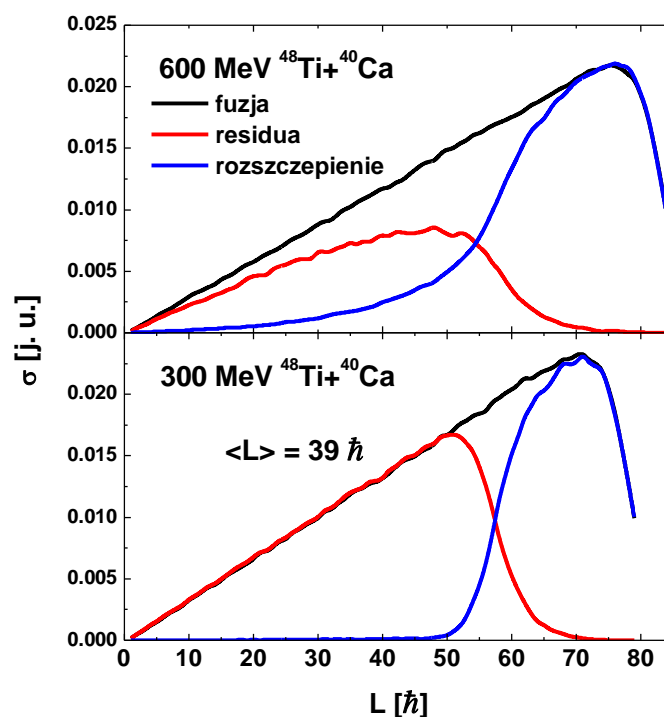


Rys. 6.3 Rozkłady temperatur otrzymane z obliczeń programem GEMINI++ w reakcji rozpadu ^{88}Mo dla różnych wartości energii emitowanych kwantów gamma.

Dodatkowo, w celu porównania wyznaczono rozkład temperatury jąder po emisji kwantów gamma o niższych energiach, poniżej energii wiązania neutronu. Jest on przedstawiony na rysunku 6.3 dla $E_\gamma < 11 \text{ MeV}$. Średnia wartość tego rozkładu wynosi $0.27 \pm 0.15 \text{ MeV}$. Otrzymana w taki sam sposób wartość średniej temperatury jąder o energii wzbudzenia 262 MeV , dla których mierzony był rozpad GDR, wynosi $3.1 \pm 1.0 \text{ MeV}$.

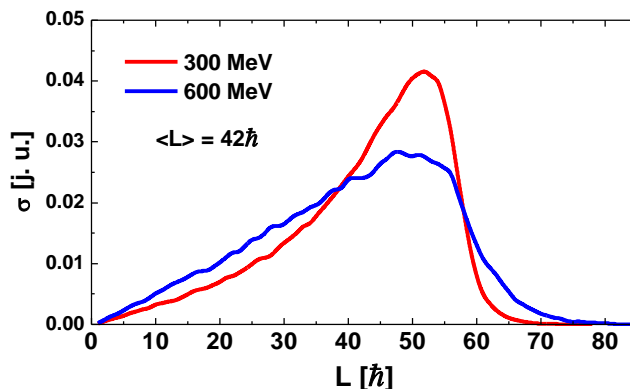
Oszacowanie średniej wartości krętu badanych jąder można przeprowadzić również z wykorzystaniem programu symulującego rozpad jądra złożonego. Jest to istotne

zwłaszcza, gdy podczas eksperymentu nie mierzono krotności niskoenergetycznych kwantów gamma. Wyznaczenie rozkładów krętu jądra ^{88}Mo zostało przeprowadzone z zastosowaniem kodu GEMINI++. Tak samo jak w przypadku określenia temperatury, w obliczeniach zadawano warunki stosowane podczas pomiaru. Uzyskane rozkłady krętów jąder produkowanych w badanych reakcjach fuzji a następnie rozpadających się do produktów lub ulegających rozszczepianiu przedstawia rysunek 6.4. Energie wiązki ^{48}Ti były tak dobrane, by maksymalny kręt tworzonych jądra był większy od wartości, przy której zachodzi rozszczepienie. Do analizy pod kątem badania rozpadu GDR wykorzystywane są przypadki prowadzące do utworzenia residuów. Obliczony średni kręt jąder złożonych ^{88}Mo , których rozpad zachodzi w reakcjach z utworzeniem produktów końcowych, nie zmienia się wraz z energią wzbudzenia.



Rys. 6.4. Rozkłady krętu jąder złożonych produkowanych w reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy różnych energiach wiązki a także jąder rozpadających się z utworzeniem residuów i ulegających rozszczepieniu.

Podczas eksperymentu mierzono wysokoenergetyczne kwanty gamma, dlatego też w obliczeniach istotny był fakt rejestracji kwantu gamma o wysokiej energii ($E > 5$ MeV). Dodatkowo rezidua rejestrowane były przez detektory umieszczone pod pewnymi kątami w kierunku do przodu. Rozkłady krętów jąder złożonych otrzymane po uwzględnieniu w obliczeniach obu wymagań (rys.6.5), nie różnią się znacząco dla zastosowanych energii wiązki i posiadają takie same wartości średnie wynoszące $42 \hbar$.



Rys. 6.5. Rozkłady krętu jąder złożonych obliczone za pomocą kodu GEMINI++, odpowiadające przypadkom emisji wysokoenergetycznych kwantów gamma oraz utworzenia i zarejestrowania przez układ eksperymentalny residuów ewaporacji.

Wykonując pomiary z zastosowaniem wiązek o różnych energiach zazwyczaj otrzymuje się jądra złożone o różnych temperaturach. Jednocześnie jednakże zmienia się też wartość krętu tworzonego jądra. Obie te wielkości są ze sobą powiązane i badania prowadzone są dla obu z nich jednocześnie. W niektórych przypadkach możliwe jest rozdzielenie tych zależności.

6.2 Badanie szerokości GDR w gorących jądrach ^{132}Ce i ^{88}Mo w zależności od temperatury¹⁰

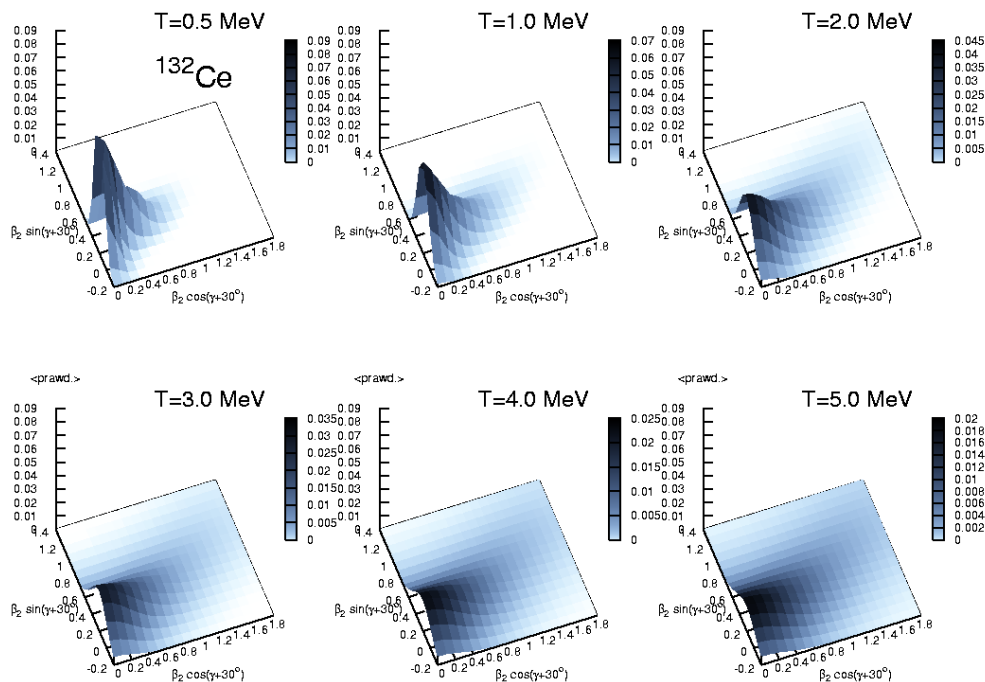
Badania własności jąder w zależności od temperatury dotyczyły pomiaru szerokości GDR dla takiej zależności. Szerokość GDR jest szerokością połówkową funkcji nasilenia gigantycznego rezonansu. Funkcja ta jest opisywana złożeniem funkcji Lorentza przedstawiających składowe GDR, zawiera w sobie informacje o deformacji jądra. Kształt jądra przy danej temperaturze nie jest ściśle określony, lecz zgodnie z opisem modelu termicznych fluktuacji kształtu, mamy do czynienia z całym zespołem kształtów możliwych do przyjęcia przez jądro z pewnym prawdopodobieństwem. W wyniku pomiaru możemy określić więc średni kształt badanego jądra mierząc szerokość wzbudzonego w nim GDR.

Rozkłady prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro ^{132}Ce parametrów deformacji β i γ dla różnych temperatur po zsumowaniu po wszystkich wartościach krętów obliczone zostały [Maz07] w oparciu o model LSD [Pom02, Dud04]. Przedstawia je rysunek 6.6.

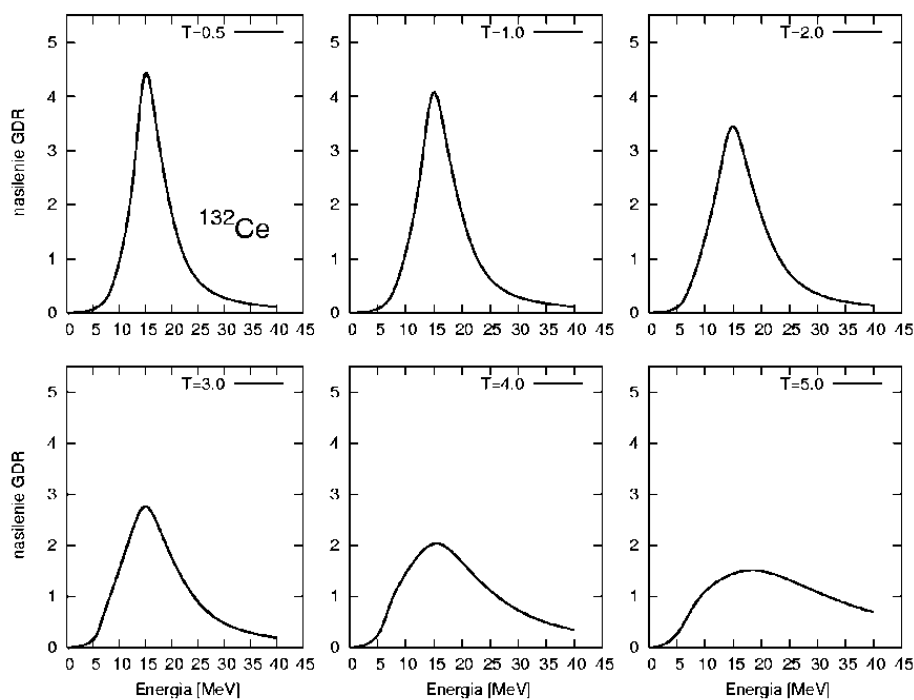
Z uwzględnieniem rozkładów prawdopodobieństwa obliczone zostały średnie funkcje nasilenia GDR dla ^{132}Ce o różnych wartościach temperatury. Otrzymane kształty GDR przedstawia rysunek 6.7. Można zauważyć, że szerokość w połowie maksimum uzyskanych funkcji nasilenia, odpowiadająca szerokości GDR wzrasta wraz temperaturą. Zawiera ona informację o deformacji jądra, z którego nastąpił rozpad tego rezonansu. Średnia deformacja jądra wzrasta wraz z temperaturą, co spowodowane jest możliwością

¹⁰ w oparciu o pracę [VIII] oraz własne dane nieopublikowane

uzyskania przez jądro nawet bardzo dużych deformacji, które mają udział w wyznaczeniu średniej jej wartości.



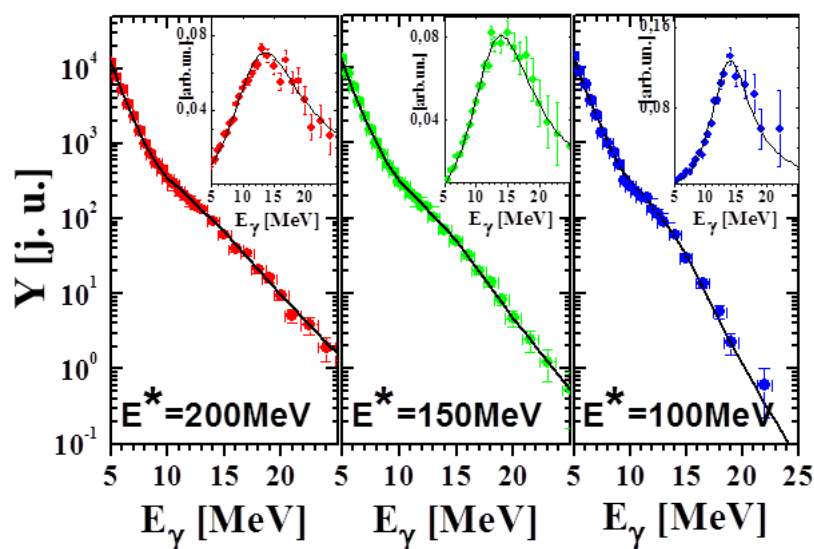
Rys. 6.6. Rozkłady prawdopodobieństwa osiągnięcia przez jądra ^{132}Ce kształtów o różnych deformacjach β , γ (z pracy [Bre06]).



Rys. 6.7. Funkcje nasilenia GDR obliczone dla jąder ^{132}Ce dla różnych temperatur (z pracy [Bre06]).

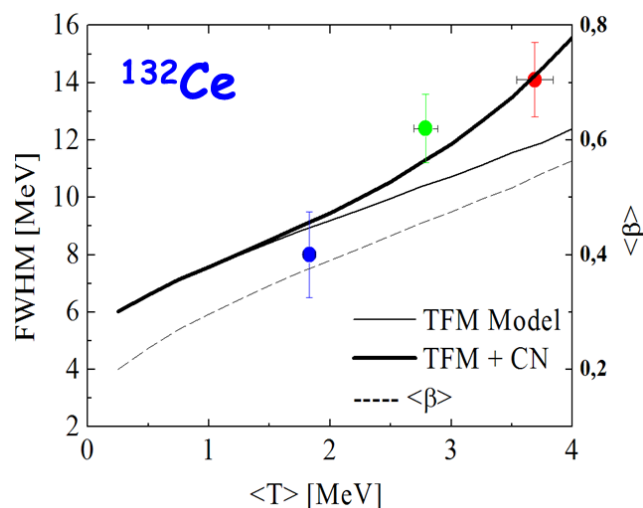
Pomiary szerokości GDR przeprowadzone zostały przez naszą grupę dla jąder ^{132}Ce [Wie05, VIII, Wie07], które tworzone były w reakcjach o różnych symetriach masowych. Symetrycznej: $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ o energiach wiązki 300, 400 i 500 MeV, co odpowiada energiom wzbudzenia 100, 150 i 200 MeV oraz asymetrycznej: $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ przy energii wzbudzenia 100 i 200 MeV. Przy użyciu układu HECTOR (patrz rozdział 3) mierzono wysokoenergetyczne promieniowanie gamma, natomiast detekcja lekkich cząstek naładowanych i fragmentów odbywała się z zastosowaniem detektorów układu GARFIELD (rozdział 3). Dodatkowo przypadki reakcji zachodzących z utworzeniem jądra złożonego wybierane były poprzez pomiar produktów reakcji dokonywany za pomocą detektorów PSPPAC. Mierząc widma cząstek α pod różnymi kątami zauważono, że w przypadku reakcji $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ występuje efekt emisji przedrównowagowej. Temperatura jądra złożonego, dla którego zachodzi rozpad GDR, jest więc w tym przypadku niższa niż wynikająca z reakcji fuzji.

Zależność szerokości GDR od temperatury badana była dla jąder tworzonych w reakcji masowo symetrycznej, w której nie obserwowano przypadków emisji przedrównowagowej. Wyniki pomiaru GDR wykazały wzrost szerokości rezonansu wraz ze wzrostem energii wzbudzenia. Mierzone widma wysokoenergetycznych kwantów gamma w koincydencji z residuami reakcji oraz funkcje nasilenia GDR dla wszystkich rozpatrywanych przypadków odpowiadających różnym energiom wzbudzenia jądra złożonego przedstawia rysunek 6.8 zaadaptowany z pracy [VIII]. Pomiar został zaplanowany tak, aby średnie wartości krętu jąder, w których wzbudzony był gigantyczny rezonans dipolowy były takie same dla jąder o różnych energiach wzbudzenia (wynosiły $\langle I \rangle = 45 \hbar$). Było to możliwe ze względu na fakt, że wartości krętów maksymalnych jąder złożonych produkowanych w tych reakcjach były wyższe od krętu, przy którym następowało rozszczepienie. Do otrzymanych widm energii kwantów gamma dopasowano obliczenia wykonane w oparciu o program CASCADE bazujący na modelu statystycznym. W wyniku analizy uzyskano wartości parametrów GDR: centroidy (energii) szerokości oraz nasilenia.



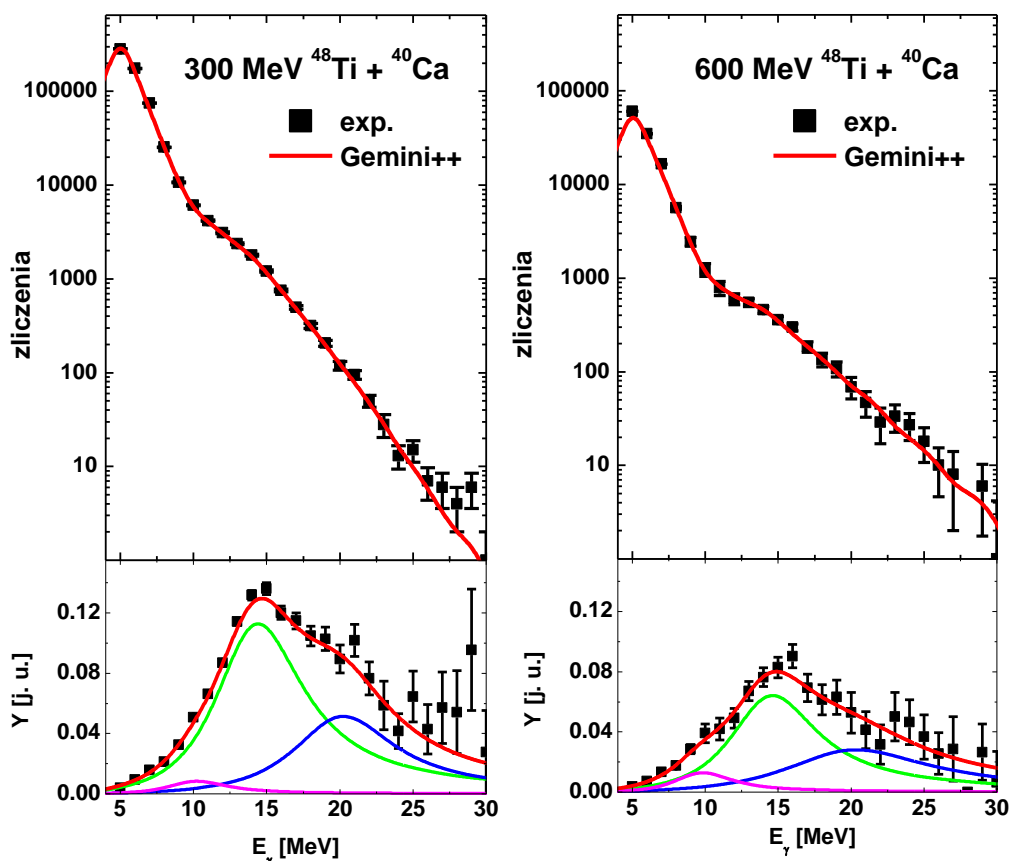
Rys. 6.8. Widma wysokoenergetycznych kwantów gamma emitowanych w wyniku rozpadu jąder ^{132}Ce o różnych energiach wzbudzenia, mierzone w reakcji $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ oraz odpowiadające im funkcje nasilenia GDR (zaadaptowano z pracy [VIII]).

Dla wszystkich badanych przypadków wyznaczone zostały średnie wartości temperatur. Wynosiły one 1.9, 2.8 oraz 3.7 MeV. Funkcje nasilenia GDR otrzymano dopasowując do eksperymentalnych widm gamma widma obliczone w oparciu o model statystyczny z uwzględnieniem modelu termicznych fluktuacji kształtu (TFM). Nie stwierdzono wysycenia szerokości GDR. Zaobserwowano wzrost jej wartości aż do temperatury około 4 MeV (rys.6.9). W wyniku porównania zmierzonych szerokości z obliczeniami wykorzystującymi model termicznych fluktuacji kształtu, stwierdzono, że obserwowany wzrost szerokości GDR jest spowodowany nie tylko wzrostem średniej deformacji jądra wskutek rosnących fluktuacji kształtu ale także zależy od czasu życia jądra złożonego (TFM + CN) rosnącego wraz z temperaturą.



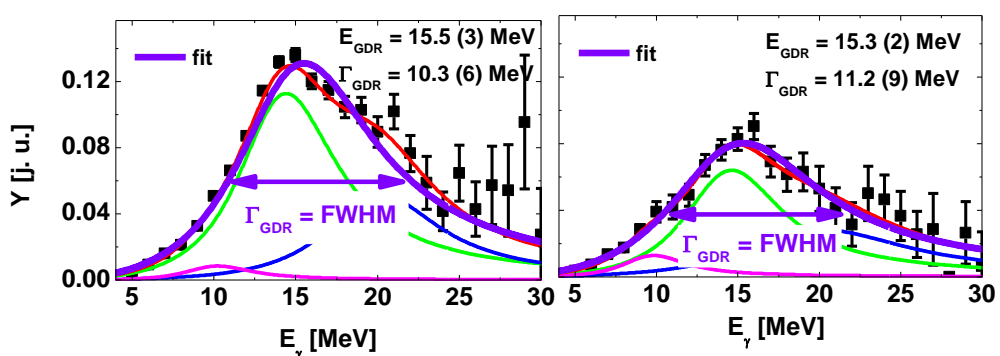
Rys. 6.9. Zależność szerokości GDR od temperatury jądra uzyskana dla ^{132}Ce (zaadaptowano z pracy [VIII]).

Zależność szerokości GDR od temperatury jądra, w którym rezonans był wzbudzony badana była także na przykładzie jąder ^{88}Mo . W tym celu analizowano widma wysokoenergetycznych kwantów gamma z rozpadu GDR wzbudzonego w jądrach o temperaturze 2 ± 0.6 MeV, oraz 3.1 ± 1.0 MeV. Porównano je z widmami obliczonymi za pomocą kodu GEMINI++, dla których wartości parametrów GDR były zmieniane tak, aby uzyskać dopasowanie wysokoenergetycznej części. Zmierzone widma wysokoenergetycznych kwantów gamma wraz z uzyskanymi w wyniku dopasowania funkcjami nasilenia GDR przedstawia rysunek 6.10. Otrzymane kształty GDR są złożeniem trzech funkcji Lorentza.



Rys. 6.10. Widma wysokoenergetycznych kwantów gamma zmierzone w reakcji $^{48}\text{Ti}+^{40}\text{Ca}$ przy energiach wiązki 300 i 600 MeV oraz rezultaty dopasowania z zastosowaniem kodu GEMINI++. Dolne rysunki przedstawiają odpowiadające im funkcje nasilenia GDR otrzymane w wyniku dopasowania parametrów składowych GDR.

Szerokości GDR zostały wyznaczone jak przedstawiono na rysunku 6.11 poprzez dopasowanie do uzyskanych funkcji nasilenia jednej składowej.

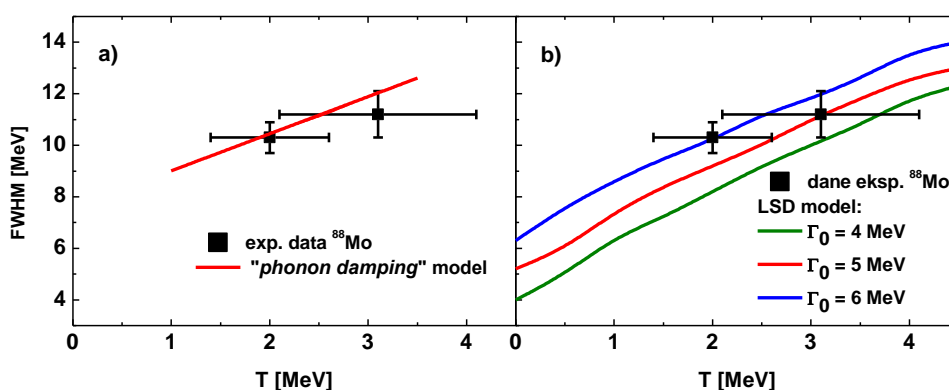


Rys. 6.11. Szerokości GDR wzbudzonego w jądrze ^{88}Mo produkowanym przy energii wiązki 300 i 600 MeV.

Funkcja nasilenia GDR dla energii wiązki 300 MeV, odpowiadającej temperaturze 2 MeV, została dopasowana zależnością, której centroida wynosi 15.5 ± 0.3 MeV a szerokość 10.3 ± 0.6 MeV. W przypadku reakcji o energii wiązki 600 MeV, odpowiadającej temperaturze 3.1 MeV otrzymano funkcję o centroidzie 15.3 ± 0.2 MeV i szerokości

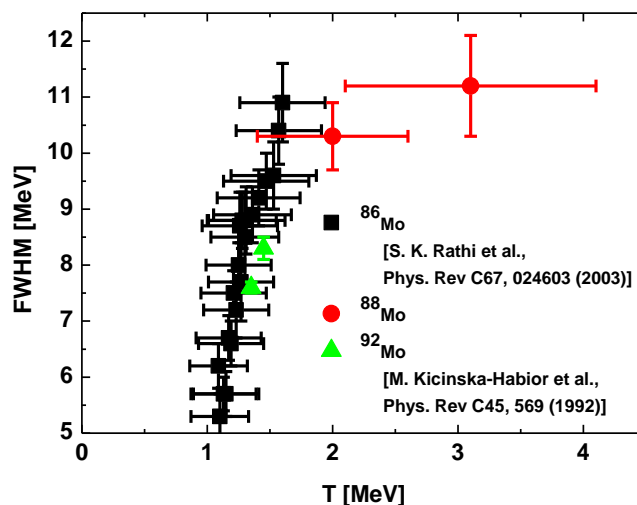
11.2 ± 0.9 MeV. Uzyskane eksperymentalne szerokości GDR wykazują nieznaczny wzrost wraz ze wzrostem temperatury.

Porównanie otrzymanych szerokości GDR z obliczeniami bazującymi na dwóch różnych modelach teoretycznych przedstawia rysunek 6.12. Rezultaty obliczeń modelu *phonon damping* – zawiera rys.6.12a. Model ten zakładając tłumienie GDR poprzez oddziaływanie fononów ze stanami jednocząstkowymi, przewiduje coraz mniejszą zmianę szerokości GDR wraz ze wzrostem temperatury. Przy pewnej jej wartości spodziewane jest wysycenie szerokości GDR. Obliczenia tego modelu dla badanych jąder ^{88}Mo odtwarzają dobrze zmierzone szerokości GDR, zwłaszcza dla niższej temperatury (2 MeV). Drugi z modeli - *model termicznych fluktuacji kształtu* (6.12b) zakłada wzrost szerokości GDR przy wzroście temperatury. Wskutek coraz większej temperatury wzrasta różnorodność deformacji mających wpływ na średnią jej wartość. Rezultaty obliczeń przeprowadzonych z zastosowaniem tego modelu także pokazują zgodność z wynikami pomiaru.



Rys. 6.12. Porównanie zależności zmierzonej dla jądra ^{88}Mo szerokości GDR od temperatury z obliczeniami (a) modelu PDM [Dan13] oraz (b) modelu LSD i termicznych fluktuacji kształtu.

Szerokości GDR zmierzone dla ^{88}Mo zostały porównane z wynikami innych eksperymentów, w których wyznaczano szerokości GDR w innych izotopach Mo o zbliżonych masach [Kic92, Rat03]. Zależność ta przedstawiona jest na rysunku 6.13.



Rys. 6.13. Zależność zmierzonej szerokości GDR dla izotopów Mo od temperatury. Dane dla ^{88}Mo pochodzą z niniejszej pracy.

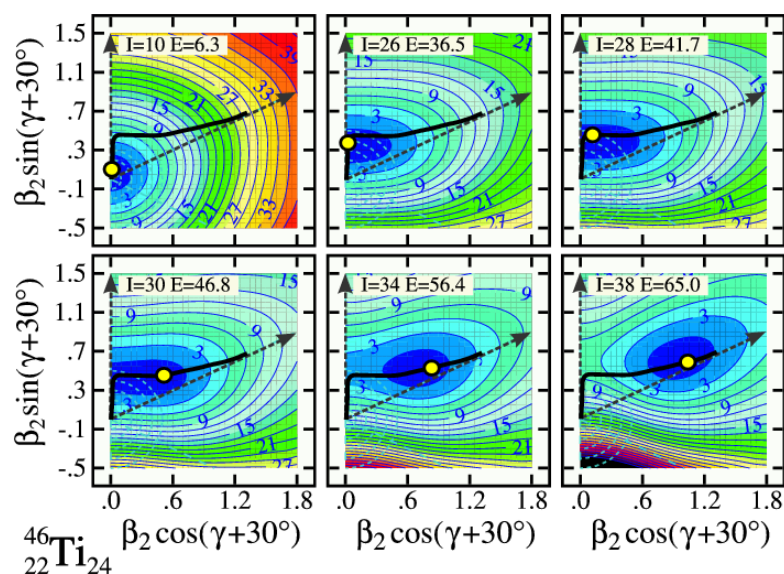
Zmierzone szerokości wykazują wzrost wartości wraz z temperaturą, który jest szybszy dla temperatur poniżej 2 MeV. Natomiast powyżej tej wartości, dla obszaru energii badanego w niniejszej pracy, obserwowany jest wolniejszy wzrost, sugerujący rozpoczęcie się procesu wysycenia szerokości GDR. Należy tu zauważyć, że rezultaty pomiarów dla temperatur poniżej 2 MeV odpowiadają różnym przedziałom krętów jąder ($11 - 31 \hbar$). Dlatego też dla podobnych wartości temperatur obserwowane są różne szerokości GDR.

Szerokości GDR badano ostatnio także dla niskich temperatur w ^{119}Sb [Muk12] i stwierdzono, że są zgodne z przewidywaniami modelu PDM.

Na kształt jądra wzbudzonego ma wpływ zarówno jego temperatura i związane z nią fluktuacje, jak i kręt, od którego zależy deformacja równowagowa jądra. Kształt może zmieniać się w zależności od tych parametrów w inny sposób dla jąder posiadających różne deformacje w stanie podstawowym. Aby poznać wpływ tych wielkości na zmianę deformacji konieczne jest badanie zmian kształtów jąder nie tylko w zależności od temperatury, ale też od krętu.

6.3 Wpływ krętu jądra na jego deformację¹¹

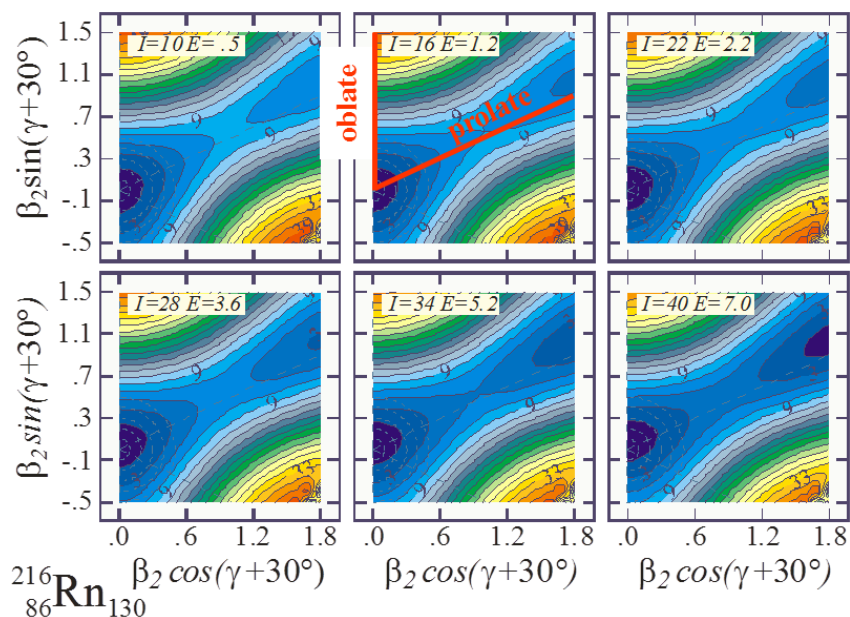
Wraz ze wzrostem temperatury wzrasta różnorodność kształtów, które dane jądro może przyjąć. Natomiast kształt równowagowy, o parametrach deformacji odpowiadających największemu prawdopodobieństwu, ulega zmianie wraz ze wzrostem krętu jądra. Deformacja równowagowa odpowiada minimum energii potencjalnej jądra. Zmianę położenia tego minimum w zależności od krętu dla jądra ^{46}Ti można zaobserwować na rysunku 6.14, przedstawiającym zależności energii potencjalnej jądra od współrzędnych zależnych od parametrów deformacji. Położenie minimum energii swobodnej opowiadające maksimum prawdopodobieństwa zmienia się wraz ze wzrostem krętu. Jądro ze sferycznego zmienia swój kształt na oblate, jego deformacja rośnie. Później staje się trójosiowe a następnie prolate a w końcu ulega rozszczepieniu.



Rys. 6.14 Energia potencjalna jądra ^{46}Ti o różnych krętach obliczona z zastosowaniem modelu LSD.

¹¹ W oparciu o prace z własnym udziałem [IX - XIV] oraz własne dane nieopublikowane

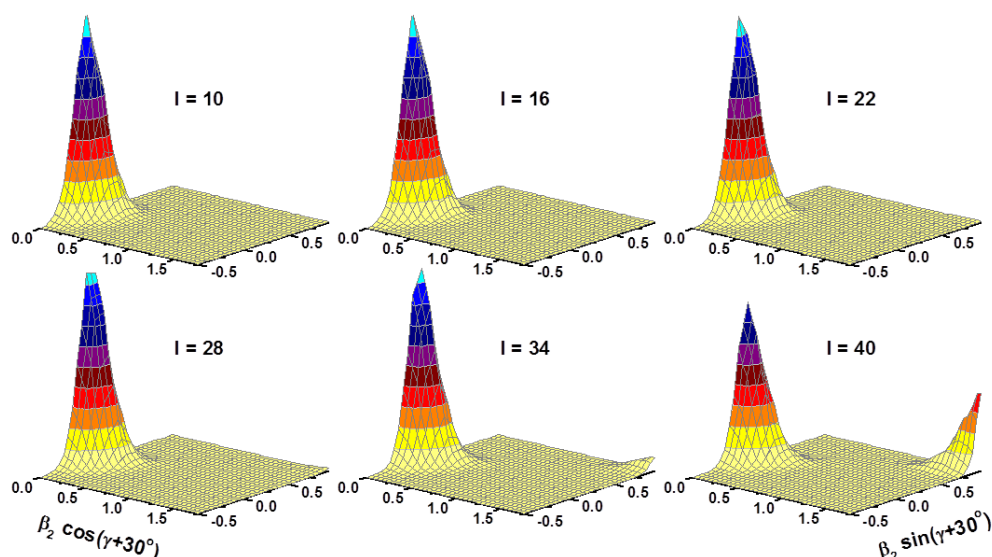
Inną ścieżkę zmiany kształtu jądra wraz ze wzrostem krętu, przewidywaną dla ^{216}Rn , przedstawia rysunek 6.15.



Rys. 6.15 Energia potencjalna jądra ^{216}Rn o różnych krętach obliczona z zastosowaniem modelu LSD.

Jądro to charakteryzuje się niewielką deformacją typu oblate wzrastającą nieznacznie wraz z krętym jądra aż do spinu około $40 \hbar$, przy którym następuje rozszczepienie.

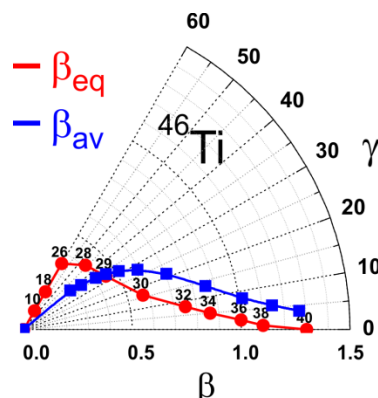
Rozkłady prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro danej deformacji uzyskane w oparciu o energię potencjalną oraz z zastosowaniem modelu termicznych fluktuacji kształtu przedstawione są na rysunku 6.16 w zależności od krętu jądra.



Rys. 6.16. Rozkłady prawdopodobieństwa uzyskania przez jądro ^{216}Rn danej deformacji w zależności od krętu (zaadaptowano z pracy [IX]).

Wartość średniej deformacji różna jest od równowagowej, co ilustruje rysunek 6.17 na przykładzie ^{46}Ti . W wyniku pomiaru uzyskuje się informacje na temat średniej jej

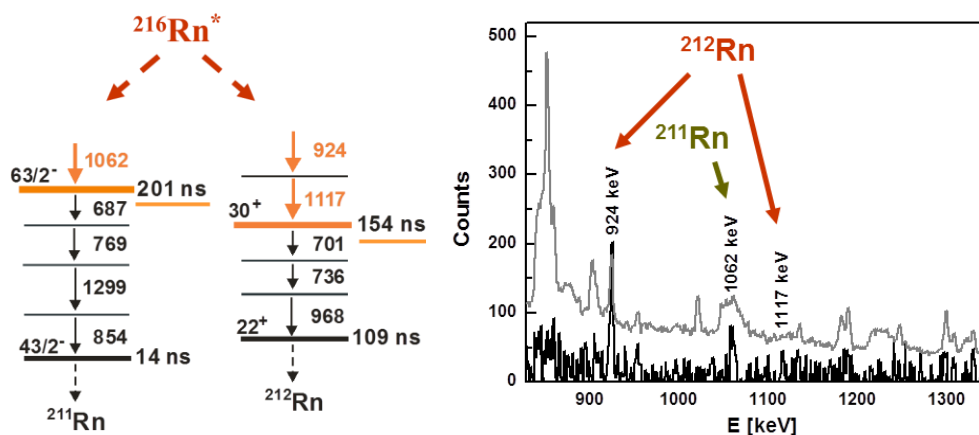
wartości opisującej średni kształt całego zbioru jąder. Jest ona sumą uwzględniającą z właściwym prawdopodobieństwem (podanym w rozdziale 6.2) wszystkie deformacje możliwe do przyjęcia przez jądro.



Rys. 6.17 Zależność deformacji równowagowej i średniej od krętu dla jądra ^{46}Ti obliczona z zastosowaniem modelu LSD (zaadaptowano z pracy [XVI]).

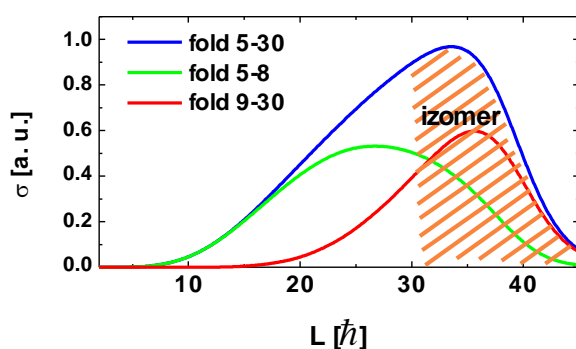
6.3.1 Pomiar deformacji jądra ^{216}Rn o najwyższych krętach

Kształty jąder o możliwie największych spinach, bliskich bariery na rozszczepienie, badano mierząc widma wysokoenergetycznych kwantów gamma emitowanych w procesie rozpadu jądra złożonego ^{216}Rn i wykorzystując wysokospinowe stany izomeryczne w produktach końcowych [IX, X]. Eksperyment przeprowadzono z wykorzystaniem reakcji $^{18}\text{O}+^{198}\text{Pt}$, w której powstawały jądra złożone ^{216}Rn o energii 56 MeV i kręcie maksymalnym $L_{\text{max}}=42\hbar$. Widma wysokoenergetycznych kwantów gamma mierzone były za pomocą układu detektorów BaF_2 HECTOR a informacji o krotności niskoenergetycznych kwantów gamma dostarczał towarzyszący mu układ HELENA (rozdział 3). Produkty reakcji zatrzymywane były przez „catcher”, który stanowiła folia z Mylaru z otworem umożliwiającym przejście wiązki, umieszczona w jonowodzie w odległości 40 cm od tarczy. Odległość została tak dobrana ze względu na czasy życia wynoszące 201 i 154 ns odpowiednio dla stanów izomerycznych $63/2^-$ i 30^+ w produktach reakcji $^{211}, ^{212}\text{Rn}$. Części schematów poziomów zawierające stany izomeryczne przedstawione są na rysunku 6.18. Ich rozpad mierzony był przez detektor BGO, którym była osłona antykomptonowska detektora Ge umieszczona dookoła jonowodu. Dostarczał on informacji na temat czasu, po którym obserwowany był rozpad produktu reakcji poprzez emisję kwantu gamma. Pomiar ten umożliwił oddzielenie przypadków natychmiastowej emisji dla jąder w stanie podstawowym oraz opóźnionej dla jąder w stanach izomerycznych. Kwanty gamma emitowane z rozpadu jąder złożonych mierzone były za pomocą detektora HPGe z osłoną BGO znajdującego się w pobliżu tarczy. W widmie kwantów gamma, uzyskanym dla jąder w stanach izomerycznych, zaobserwowano przejścia zasilające te stany.



Rys. 6.18. Części schematów poziomów przedstawiające zasilenie i rozpad stanów izomerycznych w jądrach 211 i ^{212}Rn obserwowanych w reakcji rozpadu $^{216}\text{Rn}^*$ oraz widmo gamma rozpadu jądra złożonego mierzone w koincydencji z tymi stanami (wg. [IX]).

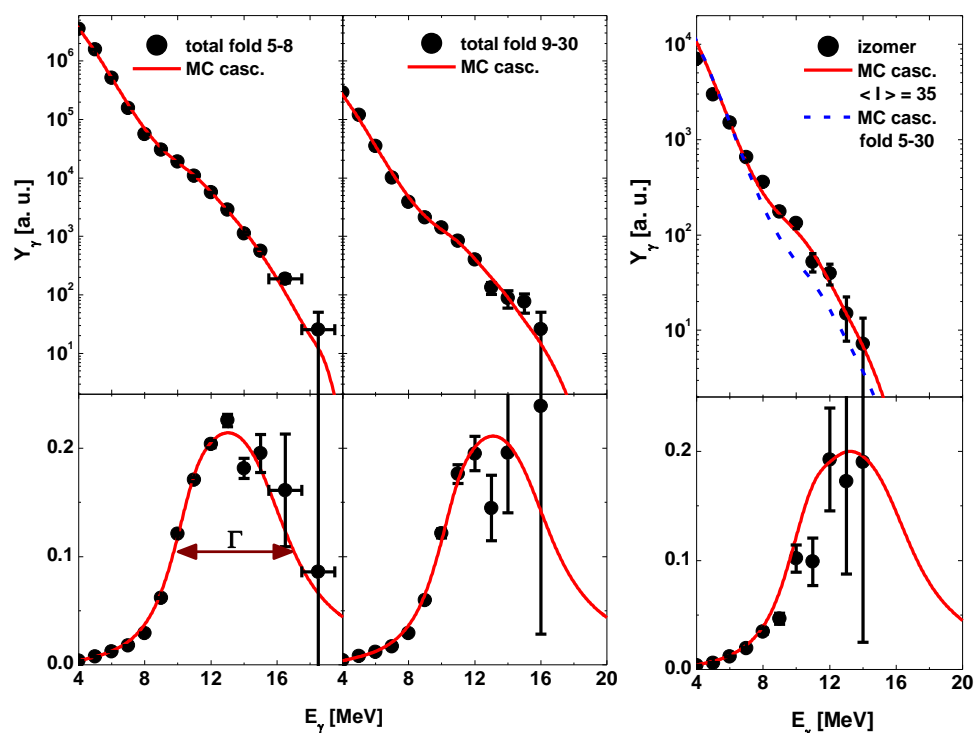
Jednocześnie mierzono widma wysokoenergetycznych kwantów gamma, które posłużyły do uzyskania informacji na temat kształtu badanych jąder ^{216}Rn . W tym celu analizowano widma GDR mierzone dla różnych wartości krętów - w koincydencji z krotnością przejść niskoenergetycznych lub w koincydencji z przejściami prowadzącymi do stanów izomerycznych. Rysunek 6.19 przedstawia rozkłady krętów jąder złożonych odpowiadające poszczególnym przedziałom krotności (foldu). Przedział 5-8 odpowiada średniej wartości krętu $23 \hbar$ a przedział 9-30 oznacza wyższe kręty o średniej wartości $29 \hbar$. Zaznaczona jest także część, z której pochodzą produkty charakteryzujące się stanami izomerycznymi. Przypadki rejestracji stanów izomerycznych odpowiadają najwyższym krętom, tuż przed rozszczepieniem. Jego średnia wartość wynosi $35 \hbar$. Ponieważ bariera na rozszczepienie dla ^{216}Rn zanika przy kręcie około $40 \hbar$, te przypadki odpowiadają jądrum o najwyższych możliwych do obserwacji krętach.



Rys. 6.19. Rozkłady krętów jąder złożonych ^{216}Rn odpowiadające przedziałom mierzonych krotności oraz przypadkom obserwacji stanów izomerycznych w produktach 211 i ^{212}Rn .

Do widm wysokoenergetycznych kwantów gamma dla poszczególnych przedziałów krętów dopasowano widma obliczone w oparciu o model statystyczny z zastosowaniem programu Cascade w wersji Monte Carlo. W rezultacie otrzymano parametry GDR. Zmierzone eksperymentalnie widma kwantów gamma oraz wyniki obliczeń a także otrzymane funkcje nasilenia GDR przedstawia rysunek 6.20. Widmo zmierzone (w koincydencji) z rejestracją stanów izomerycznych jest dobrze odtworzone, jeżeli w obliczeniach weźmie się pod uwagę przypadki rozpadów jądra złożonego

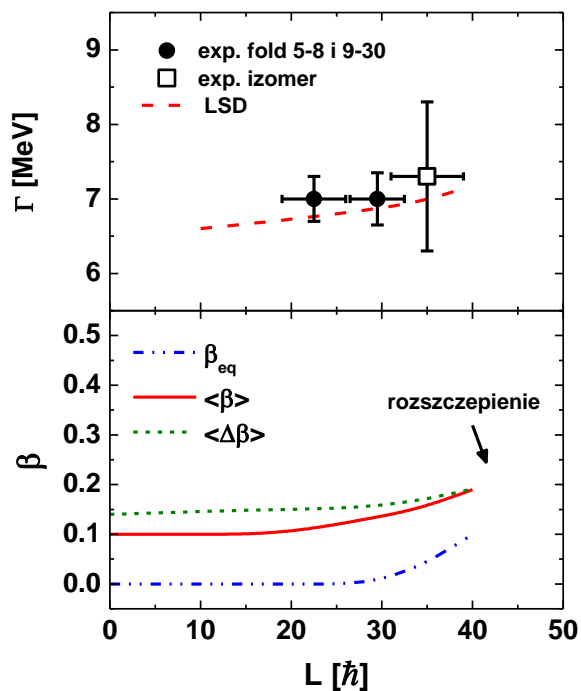
o odpowiednim kręcie ($\langle I \rangle = 35 \hbar$) prowadzących do 211 i 212 Rn. Dla porównania pokazane jest także widmo obliczone dla krotności 5-30, które w części odpowiadającej GDR znacznie odbiega od danych pomiarowych.



Rys. 6.20. Widma kwantów gamma emitowanych podczas rozpadu jąder 216 Rn o różnych krętach oraz w reakcjach prowadzących do 211 i 212 Rn posiadających stany izomeryczne o wysokich spinach [IX] wraz z obliczeniami modelu statystycznego dla dopasowanych parametrów GDR.

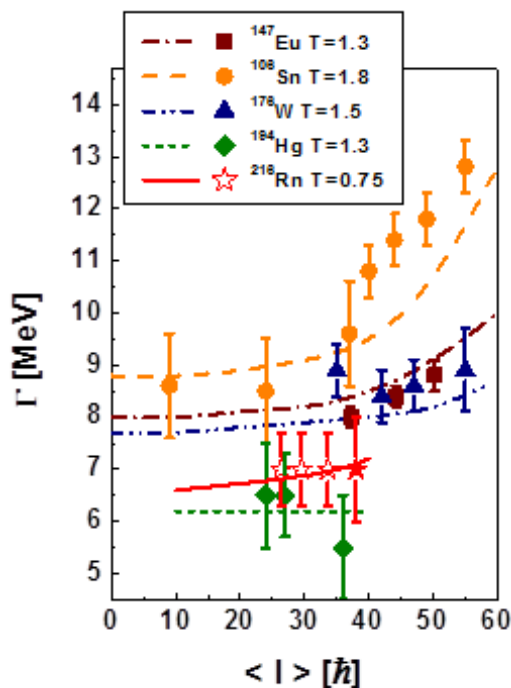
W wyniku analizy uzyskano wartości szerokości GDR wynoszące: $\Gamma = 7.0 \pm 0.3$ MeV dla foldów 5-8, $\Gamma = 7.0 \pm 0.4$ MeV dla foldów 9-30 oraz $\Gamma = 7.3 \pm 1.0$ MeV dla przypadków odpowiadających rejestracji stanów izomerycznych [IX]. Otrzymane wartości nie zmieniają się zasadniczo wraz ze wzrostem krętu. Jedynie dla danych odpowiadających najwyższym jego wartościom, pochodzących z przypadków rozpadu jądra złożonego do produktów o stanach izomerycznych, obserwowany jest nieznaczny wzrost szerokości. Aby uzyskać wartość szerokości GDR zbudowanego w jądrach rozpadających się do stanów izomerycznych, w obliczeniach uwzględniono odpowiedni rozkład krętu tych jąder (ze średnią wartością $35 \hbar$) oraz wzięto pod uwagę tylko przypadki rozpadów do 211,212 Rn.

Zależność otrzymanej szerokości GDR w jądrze 216 Rn od krętu przedstawia rysunek 6.21. Jest ona zgodna z przewidywaniami teoretycznymi modelu LSD z uwzględnieniem termicznych fluktuacji kształtu. Podobnie przewidywany jest niewielki wzrost średniej deformacji $\langle \beta \rangle$ wraz z krętym, aż do najwyższych jego wartości. Obliczenia średniej deformacji wykonane z zastosowaniem modelu LSD oraz modelu termicznych fluktuacji kształtu (rys. 6.21) przewidują zależność podobną do zachowania szerokości GDR. Dla niskich krętów jądra 216 Rn posiadają kształt bliski sferycznemu o niewielkiej deformacji typu „oblate”. Przy wyższych jego wartościach deformacja nieznacznie wzrasta, a przy dalszym wzroście krętu zachodzi rozszczepienie jąder.



Rys. 6.21. Zależność zmierzonej szerokości GDR od krętu jądra dla ^{216}Rn wraz z przewidywaniami teoretycznymi a także odpowiadająca jej zmiana deformacji (zaadaptowano z pracy [IX]).

Szerokości GDR w zależności od krętu dla jąder o różnych masach i temperaturach prezentowane są na rysunku 6.22.



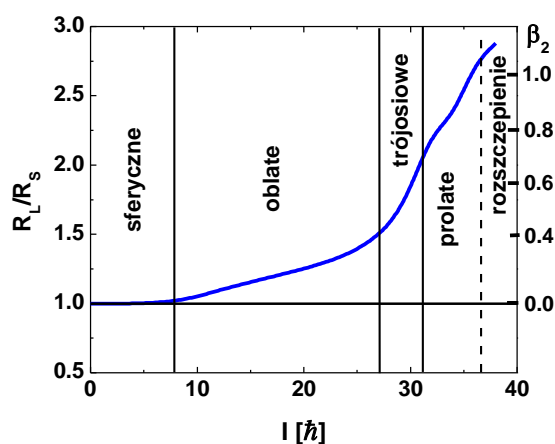
Rys. 6.22. Zależność szerokości GDR od krętu dla jąder o różnych masach i temperaturach.

Linie przedstawiają obliczenia przy użyciu wzoru [Kus98], którego parametry pochodzą z dopasowania dla wszystkich zmierzonych szerokości GDR w różnych jądrach. Wzrost

szerokości GDR jest szybszy dla takich samych wartości krętu dla jąder lżejszych. Jest to spowodowane mniejszym momentem bezwładności lżejszego jądra, które przy takim samym spinie osiąga większą prędkość rotacji. Większy wzrost deformacji obserwowany jest dla jąder lżejszych.

6.3.2 Badanie przejścia Jacobiego w jądrach ^{46}Ti i ^{88}Mo

Wraz ze wzrostem krętu deformacja jądra może się zmieniać ze sferycznej poprzez oblate, a następnie coraz bardziej zdeformowane kształty oblate aż do rozszczepienia. W niektórych przypadkach ewolucja kształtu przebiega inaczej. Deformacja jądra typu oblate wzrasta, następnie jądro przyjmuje kształty trójosiowe a przy jeszcze większym wzroście krętu staje się wydłużone o kształcie typu prolate. Takiego rodzaju zmiany kształtu określane przejściami Jacobiego przewidywane były już wcześniej dla ciał grawitujących. Zostały zaobserwowane także w przypadku jąder atomowych. Przewidywania teoretyczne dla jąder atomowych dotyczą obliczenia deformacji równowagowych jąder w oparciu o model kroplowy LSD. Zależność parametru deformacji β od krętu policzona dla ^{46}Ti przedstawiona na rysunku 6.23 wykazuje istnienie przejścia Jacobiego w obszarze krętu 28-34 \hbar .

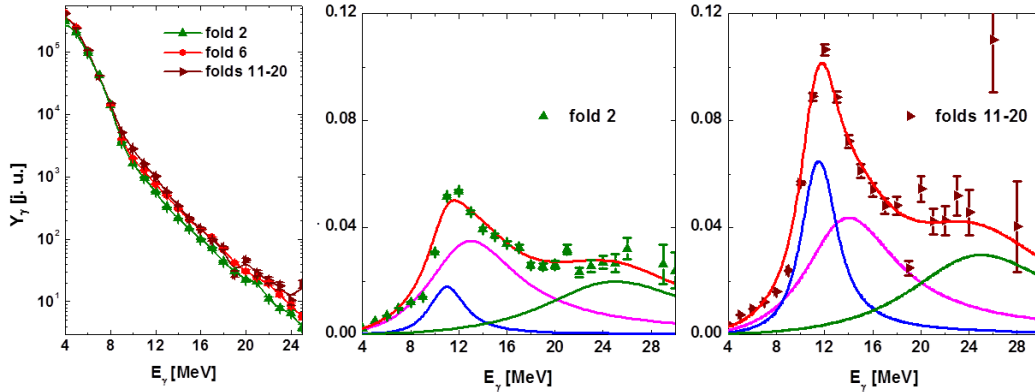


Rys. 6.23. Zależność parametru deformacji β od krętu dla ^{46}Ti (z pracy [XI]).

Pierwsze informacje związane z obserwacją takich przejść dotyczyły jąder ^{45}Sc [Kic93] oraz ^{46}Ti [Maj01]. W ostatnich latach zostały przeprowadzone badania przejść Jacobiego dla jądra ^{46}Ti , w bardziej selektywnym pomiarze, potwierdzające istnienie takiej zmiany kształtu [XI, XII]. Wykonano je w oparciu o pomiar wysokoenergetycznych kwantów gamma z rozpadu GDR emitowanych w reakcji fuzji-ewaporacji. Wybierano przypadki zawierające kwanty gamma z rozpadu GDR w koincydencji z przejściami w jądrach końcowych. Eksperyment przeprowadzono z wykorzystaniem układów HECTOR – do pomiaru wysokoenergetycznego promieniowania gamma, EUROBALL – mierzący przejścia dyskretne oraz EUCLIDES do rejestracji cząstek naładowanych. Informacji o krotności niskoenergetycznych kwantów gamma dostarczał Innerball.

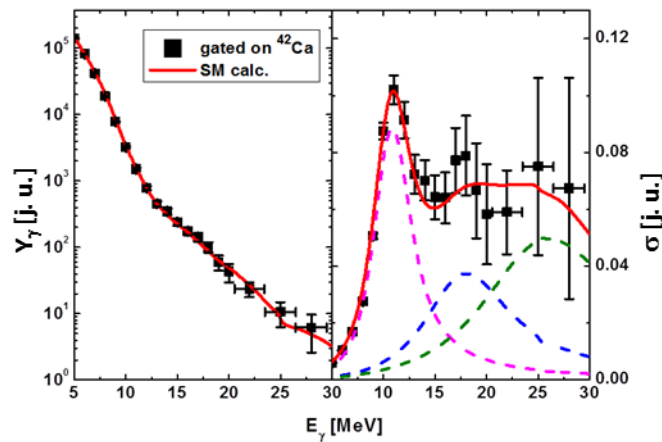
Do analizy wykorzystano widma wysokoenergetycznych kwantów gamma mierzone dla różnych przedziałów krotności niskoenergetycznych przejść odpowiadających innym zakresom krętów jądra złożonego. Dodatkowo wybierano także przypadki, kiedy GDR emitowany był podczas rozpadów jądra złożonego prowadzących do jąder końcowych ^{42}Ca . Widma wysokoenergetycznych kwantów gamma analizowane były

w oparciu o model statystyczny za pomocą kodu CASCADE. Parametry opisujące funkcje nasilenia GDR otrzymano poprzez dopasowanie obliczeń do danych eksperymentalnych. Zmierzone dla różnych przedziałów krotności widma wysokoenergetycznego promieniowania gamma oraz rezultaty dopasowania a także uzyskane na ich podstawie kształty GDR przedstawia rysunek 6.24.



Rys. 6.24. Widma wysokoenergetycznych kwantów gamma odpowiadające wysokim i niskim spinom jąder ^{46}Ti oraz otrzymane w wyniku dopasowania funkcje nasilenia GDR odpowiadające poszczególnym danym [XIII].

Widmo wysokoenergetycznych kwantów gamma zmierzone w reakcjach rozpadu prowadzących do jąder końcowych ^{42}Ca oraz obliczone z zastosowaniem kodu CASCADE jest zamieszczone na rysunku 6.25 wraz z rezultatami dopasowania parametrów GDR.

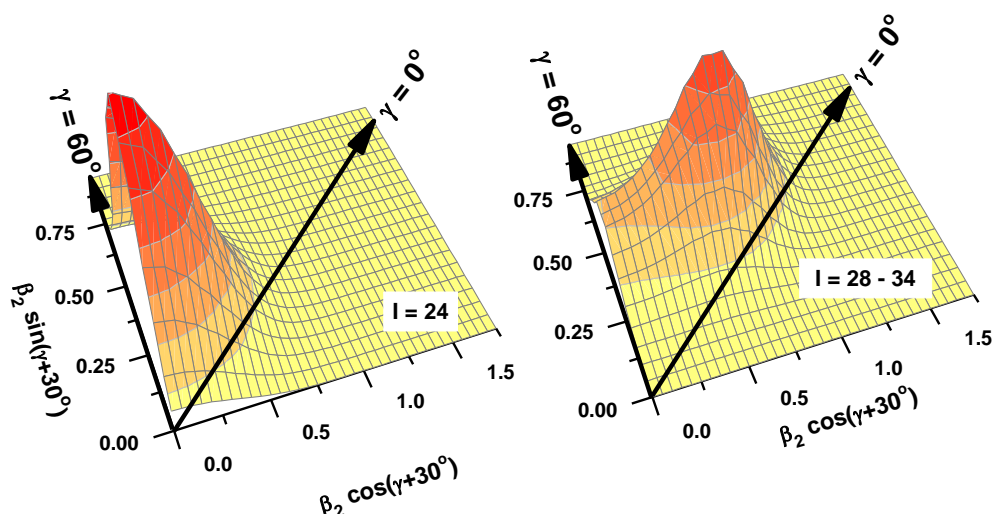


Rys. 6.25. Widmo wysokoenergetycznych kwantów gamma odpowiadające przypadkom rozpadu ^{46}Ti do produktów ^{42}Ca oraz dopasowana funkcja nasilenia GDR [XIII].

Niskoenergetyczna składowa funkcji nasilenia GDR, świadcząca o obserwacji przejścia Jacobiego obecna jest wyraźnie dla danych odpowiadających wyższym spinom. Jej udział wzrasta wraz ze wzrostem spinu i jest największy dla danych zawierających rozpad jąder złożonych o najwyższych spinach prowadzące do jąder końcowych ^{42}Ca . Takie zachowanie niskoenergetycznej składowej GDR świadczy o obserwacji przejścia Jacobiego w badanym jądrze ^{46}Ti .

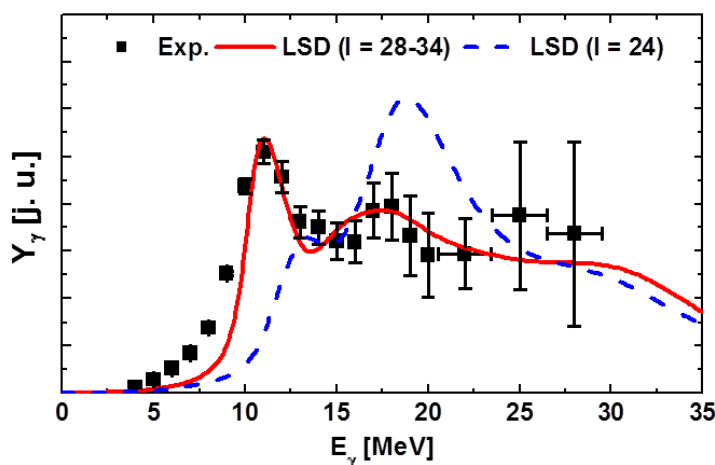
Przewidywania teoretyczne w oparciu o model LSD oraz model termicznych fluktuacji kształtu pokazują istnienie trójosiowych kształtów jądra ^{46}Ti w przedziale spinów 28-34 \hbar (rys. 6.26), co odpowiada przejściu Jacobiego. Dla niższych krętów przewidywane

są kształty typu oblate a dla wyższych prolate, coraz bardziej wydłużających się aż do rozszczepienia.



Rys. 6.26. Prawdopodobieństwo przyjęcia przez jądro ^{46}Ti kształtu o danych parametrach deformacji dla różnych krętów obliczone z zastosowaniem modelu LSD i termicznych fluktuacji kształtu.

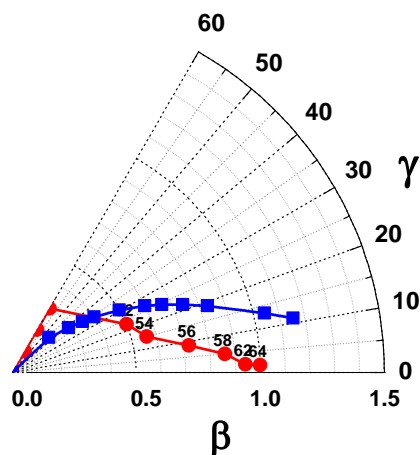
Nasilenia GDR dla jąder z przedziałów krętu odpowiadających kształtom oblate ($I = 24 \hbar$) i Jacobiego ($I = 28-34 \hbar$) policzono z uwzględnieniem rozszczepienia składowych GDR spowodowanego siłą Coriolisa działającą na nukleony poruszające się prostopadłe do osi obrotu jądra [XI]. Otrzymana w wyniku obliczeń funkcja nasilenia GDR dla jąder o kręcie z przedziału $28-34 \hbar$ bardzo dobrze zgadza się z zależnością uzyskaną z pomiaru (rysunek 6.27), potwierdzając obserwację przejścia Jacobiego w jądrze ^{46}Ti .



Rys. 6.27. Zmierzona funkcja nasilenia GDR wzbudzonego w jądrze ^{46}Ti , tworzącym w wyniku rozpadu produkt ^{42}Ca oraz obliczenia dla dwóch zakresów spinów wykonane z zastosowaniem modelu LSD przy założeniu działania siły Coriolisa.[XIII]

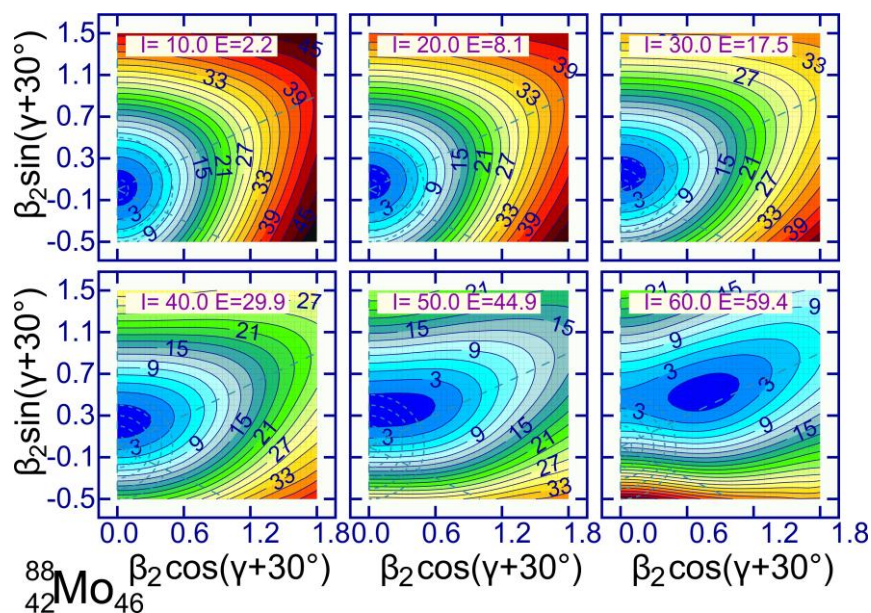
Przejście Jacobiego w ^{46}Ti zostało ostatnio potwierdzone w niezależnym eksperymencie [Cha12] poprzez obserwację niskoenergetycznej składowej GDR o nasileniu wzrastającym wraz z krętem jądra. Ponadto kształty Jacobiego zostały znalezione w ^{47}V [Pan10].

Przejście Jacobiego przewidywane było także dla ^{88}Mo . Obliczenia zmiany parametrów deformacji jądra w zależności od krętu wskazują na istnienie kształtów trójosiowych. Przewidywana zmiana deformacji równowagowej w funkcji krętu przedstawiona jest na rysunku 6.28 pokazując możliwość posiadania przez jądro kształtów Jacobiego dla spinów większych od $50\hbar$. Wartości średniej deformacji pokazanej dodatkowo na tym samym rysunku odbiegają od wartości deformacji równowagowej, zgodnie z przewidywaniem modelu termicznych fluktuacji kształtu.



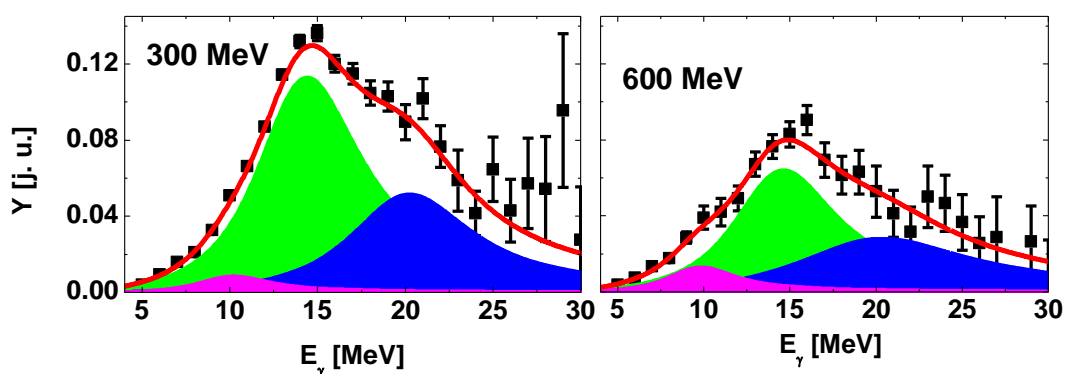
Rys. 6.28. Obliczona z zastosowaniem modelu LSD oraz termicznych fluktuacji kształtu zależność deformacji równowagowej (kolor czerwony) i średniej (kolor niebieski) od krętu dla jądra ^{88}Mo .

Przejście Jacobiego widoczne jest także w obliczonych macierzach zawierających energię potencjalną jądra. Jak można zaobserwować na rysunku 6.29, minimum energii przesuwa się wraz ze wzrostem krętu w kierunku kształtów trójosiowych a następnie bardzo wydłużonych aż do rozszczepienia.



Rys. 6.29. Energia potencjalna jądra ^{88}Mo w zależności od krętu obliczona z zastosowaniem modelu LSD.

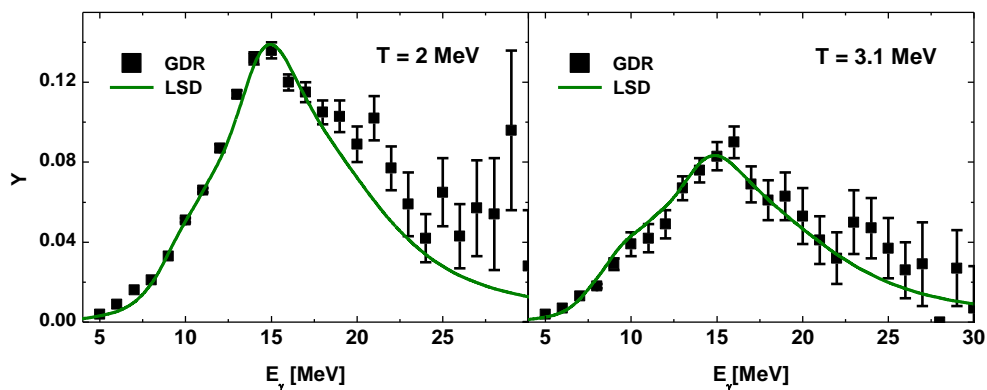
Badanie przejścia Jacobiego dla cięższego jądra ^{88}Mo poprzez pomiar promieniowania gamma z rozpadu GDR przeprowadzono z wykorzystaniem reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ dla dwóch wartości energii wiązki 300 oraz 600 MeV [XIV]. W wyniku analizy widm kwantów gamma, mierzonych w koincydencji z residuami w celu selekcji przypadków pochodzących z reakcji fuzji – ewaporacji, uzyskano funkcje nasilenia GDR wzbudzonego w jądrach o różnych energiach. W rezultacie dopasowania składowych funkcji Lorentza (rysunek 6.30) zaobserwowano w nich obecność niskoenergetycznej składowej, która może świadczyć o istnieniu przejścia Jacobiego. Mały udział tej składowej wynika z braku możliwości selekcji wysokich krętów jąder, dla których przejście Jacobiego jest dominujące. Zmierzone nasilenie niskoenergetycznej składowej GDR rośnie wraz ze wzrostem energii wzbudzenia. Dla niższej energii wiązki udział niskoenergetycznej składowej wynosi 3 % i wzrasta dla wyższej energii do 8 % pomimo, że rozkłady krętu jąder, z których rozpadu emitowane były wysokoenergetyczne kwanty gamma, posiadają prawie takie same średnie wartości.



Rys. 6.30. Funkcje nasilenia GDR wzbudzonego w jądrze ^{88}Mo o temperaturze 2 i 3.1 MeV (energii wiązki 300 i 600 MeV) z zaznaczonymi składowymi. Niskoenergetyczna składowa wzrasta wraz z temperaturą od 3 do 8 % całkowitego nasilenia GDR. Otrzymane z dopasowania całkowite nasilenie GDR jest mniejsze dla wyższej energii wiązki.

Obserwowany wzrost nasilenia niskoenergetycznej składowej wraz z energią wiązki odpowiadającą temperaturze można wytłumaczyć na gruncie modelu termicznych fluktuacji kształtu. Zgodnie z przewidywaniami tego modelu, dla wyższej temperatury, rozkład parametrów deformacji opisujących możliwe do uzyskania kształty jąder, posiada większą szerokość. Mierzona deformacja w tym przypadku jest średnią wyznaczoną z wartości, w skład których wchodzi większe deformacje. Wobec tego średnia wartość również wzrasta.

Otrzymane widma GDR porównano z rezultatami obliczeń wykonanych w oparciu o model LSD oraz TFM. Obliczenia wykonane zostały dla jąder o średniej wartości krętu $42 \hbar$ oraz odpowiednich rozkładach temperatur odpowiadających wartościom eksperymentalnym. Zmierzone oraz obliczone funkcje nasilenia GDR dla średnich temperatur 2 i 3.1 MeV przedstawia rysunek 6.31. Zgodność wyników pomiaru z obliczeniami potwierdza poprawność interpretacji rezultatów na gruncie modelu termicznych fluktuacji kształtu. Udział niskoenergetycznej składowej w obliczonej funkcji nasilenia GDR wynosi 4 i 11 % odpowiednio dla obu temperatur.



Rys. 6.31. Porównanie zmierzonych funkcji nasilenia GDR dla jądra ^{88}Mo o temperaturze 2 i 3.1 MeV z obliczeniami za pomocą modelu LSD z uwzględnieniem termicznych fluktuacji kształtu.

Otrzymane wyniki eksperymentalne są dobrze opisywane przez obliczenia wykonane z zastosowaniem modelu LSD i TFM, potwierdzając istnienie niskoenergetycznej składowej GDR o niewielkim nasileniu oraz jej wzrost wraz ze wzrostem temperatury.

7 Rozpad jąder gorących o dużych krętach

Gorące jądro złożone rozpada się poprzez emisję cząstek naładowanych, neutronów lub wysokoenergetycznych kwantów gamma. Może się też rozszczepić. Rodzaj emitowanej cząstki zależy od temperatury oraz krętu jądra złożonego. Badanie ścieżek rozpadu jąder w zależności od tych wielkości dostarcza informacji na temat mechanizmu reakcji rozpadu jądra złożonego. Umożliwia poznanie zależności własności produktów reakcji od własności jąder złożonych, z których powstały. Szczególnie interesujące jest poznanie związku rozpadu jąder o najwyższych krętach z deformacją jąder końcowych.

Badania wyselekcjonowanych przypadków odpowiadających różnym ścieżkom rozpadu jąder złożonych wymagają zastosowania złożonych układów eksperymentalnych, które umożliwiają jednoczesną rejestrację informacji na temat energii emitowanych cząstek lub kwantów gamma oraz oszacowania krętu jąder złożonych. Takie pomiary przeprowadzono dla jąder z różnych obszarów masowych ^{46}Ti , ^{132}Ce oraz ^{128}Ba .

7.1 Emisja cząstek naładowanych w reakcjach z utworzeniem jąder złożonych¹⁵

Do analizy pod kątem badania zależności rozpadu jądra złożonego od produktów reakcji wykorzystano jądra ^{46}Ti produkowane w reakcji wiązki ^{27}Al o energii 144 MeV, z ^{19}F zawartym w tarczy z fluorku litu LiF [XV, XVI, XVII]. Energię wiązki dobrano tak, aby jądro złożone posiadało zbliżone wartości energii wzbudzenia (85 MeV) i krętu ($35 \hbar$) do wcześniej badanego (patrz rozdział 6.3.2) jądra produkowanego podczas reakcji $^{18}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. Mierzono widma energetyczne cząstek alfa emitowanych pod różnymi kątami w koincydencji z produktami reakcji. Rozróżniano przypadki odpowiadające produktom o $Z=18, 19$ i 20 . Do analizy wykorzystano program CACARIZO [Cho84] bazujący na kodzie CASCADE, który opisuje rozpad jądra złożonego w oparciu o model statystyczny. W wyniku analizy uzyskano informację o deformacji jąder, z których nastąpiła emisja cząstek. Widmo energetyczne cząstek alfa, a w szczególności jego część o wyższych energiach, zależy od gęstości poziomów jądrowych stanu końcowego. Gęstość ta związana jest z linią yrast, która ogranicza obszar energii dostępnej dla rozpadającego się jądra. Większa energia dostępna oznacza większą gęstość poziomów. Linia yrast opisywana jest

¹⁵ w oparciu o prace z własnym udziałem [VIII, XIII, XV-XVII] oraz własne dane nieopublikowane

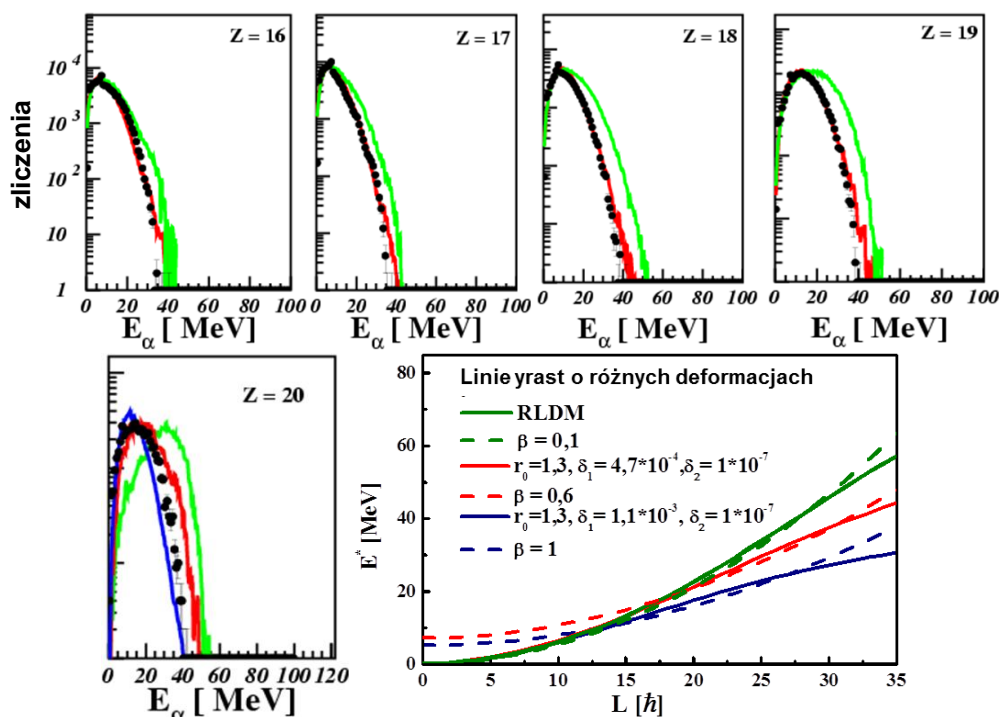
przez efektywny moment bezwładności jądra zależny od deformacji zgodnie z podanym wzorem:

$$E_\gamma = \frac{\hbar^2}{2J_{eff}} L(L+1),$$

gdzie $J_{eff} = J_{sphere}(1 + \delta_1 L^2 + \delta_2 L^4)$.

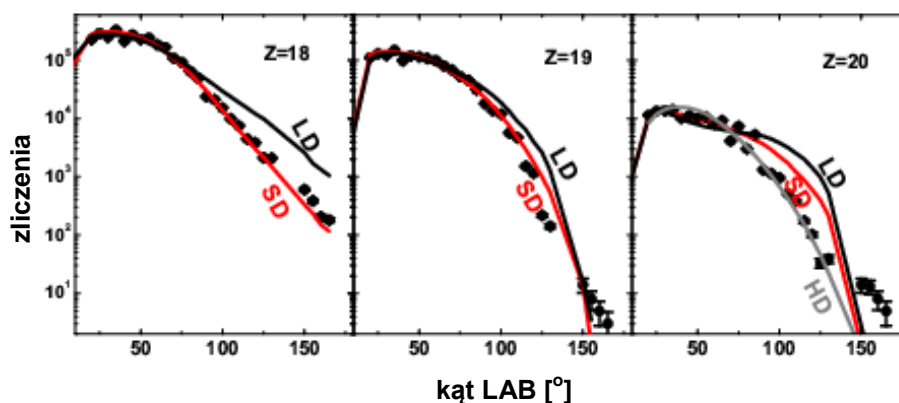
Natomiast $J_{sphere} = 2/5mR^2$, a $R = r_0 A^{1/3}$, gdzie r_0 jest promieniem jądra wodoru równym $1.2 \cdot 10^{-15}$, a A - masą jądra. Przy danym kręcie wraz ze wzrostem deformacji jądra, (a więc i momentu bezwładności), energia poziomu yrastowego obniża się, zwiększając obszar energii wzbudzenia możliwej do przyjęcia przez jądro, i powodując wzrost gęstości poziomów. Przez porównanie zmierzonych widm cząstek z obliczeniami, można uzyskać informacje na temat deformacji badanych jąder, z których te cząstki były wyemitowane.

Widma energetyczne cząstek α pochodzące z rozpadów jąder ^{46}Ti , prowadzących do produktów o $Z = 16$, do 19, czyli stowarzyszonych z emisją oprócz cząstki α dodatkowo innych cząstek alfa oraz protonów i neutronów, były dobrze odtwarzane przy zastosowaniu w obliczeniach linii yrast odpowiadającej deformacji o średniej wartości szacowanej na $\beta = 0.6$ (rys. 7.1, linia czerwona). Natomiast takie same widma mierzone dla $Z = 20$ (czyli gdy wyemitowana została tylko jedna cząstka alfa oraz ewentualnie neutrony) nie były dobrze dopasowane, gdy do obliczeń zadano linię yrast o deformacji 0.6. Rezultaty dopasowania wykazały, że jądra złożone ^{46}Ti , w rozpadzie których emitowana jest wyłącznie jedna cząstka alfa i nie występują protony, charakteryzują się dużą deformacją, bliską hiperdeformacji, o parametrze β pomiędzy 0.6, a 1.



Rys. 7.1 Widma energetyczne cząstek α mierzone w rozpadach jądra ^{46}Ti prowadzących do różnych residuów oraz linie yrast stosowane w obliczeniach w oparciu o model statystyczny (rysunek w oparciu o [XVI]).

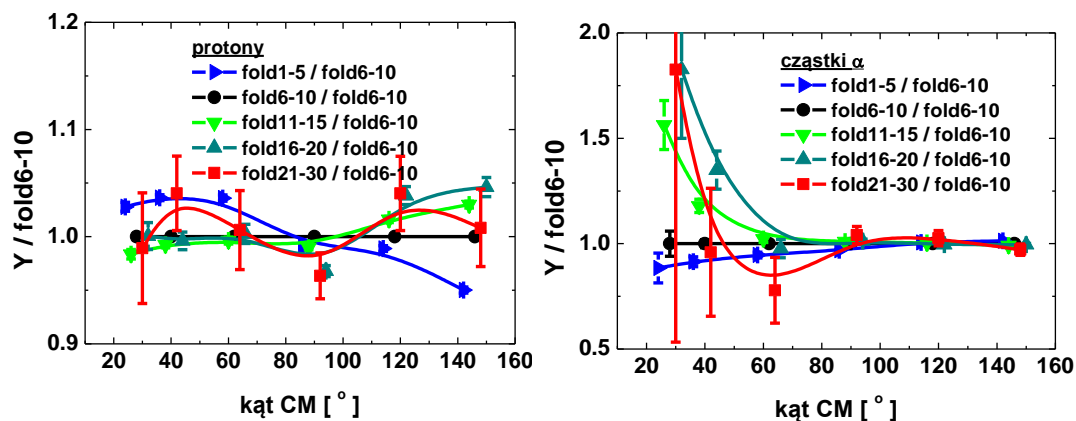
Analiza rozkładów kątowych cząstek alfa (rys. 7.2) potwierdziła uzyskane rezultaty. Zmierzone rozkłady kątowe były porównane z obliczonymi uzyskanymi przy założeniu różnych linii yrast w podobny sposób jak widma energetyczne. Dla rozkładów odpowiadających przypadkom emisji pojedynczej cząstki alfa zgodność z obliczeniami uzyskano tylko przy założeniu bardzo dużej deformacji jądra (bliskiej hiperdeformacji).



Rys. 7.2 Rozkłady kątowe cząstek α mierzone w rozpadach jądra ^{46}Ti , prowadzących do różnych reszduów [XIII]

Wyjaśnienie obserwowanego efektu dużej deformacji może być związane ze skalą czasową procesu ewaporacji [XVII]. Czas potrzebny na emisję wielu cząstek jest wystarczająco długi, żeby jądro zmieniło swój kształt z bardzo zdeformowanego ($\beta = 1$) (kształtu Jacobiego) na kształt o mniejszej deformacji ($\beta = 0.6$), który jest charakterystyczny dla stanu równowagowego przy niższej temperaturze i kręcie. Dla jąder rozpadających się do produktów o $Z = 20$ mamy do czynienia z emisją tylko jednej cząstki alfa. Proces ten jest szybszy i może trwać krócej, niż czas potrzebny na zmianę kształtu jądra. W związku z tym kształt jądra odzwierciedlający się w mierzonym widmie cząstek nie jest kształtem równowagowym układu po ewaporacji. Zawiera się on pomiędzy kształtem Jacobiego, opisującym jądra początkowe, a kształtem o deformacji 0.6, odpowiadającym równowagowym stanom końcowym jąder. Obserwowany średni kształt jądra, będący wypadkową pomiędzy $\beta = 1$ a $\beta = 0.6$, można nazwać „dynamiczną hiperdeformacją”. Podobny efekt przedstawiony w pracy [For89] obserwowano już wcześniej. Był on tłumaczony poprzez „zamrożenie deformacji”. Cząstka α emitowana z jądra o danej gęstości poziomów unosi z jądra pewien kręt i powstaje produkt o niższym spinie, ale, ze względu na szybką emisję, jego gęstość poziomów dla końcowego spinu pozostaje podobna do tej, jaką jądro posiada przy tym spinie przed rozpadem.

Cząstki naładowane mierzono także w zależności od krętu jądra złożonego ^{46}Ti , tworzonych w reakcji $^{18}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, w kanale rozpadu prowadzącym do jądra końcowego ^{42}Ca . Względne rozkłady kątowe cząstek alfa i protonów uzyskane w koincydencji z ^{42}Ca przedstawione są na rysunku 7.3 w zależności od mierzonego foldu odpowiadającego średniemu krętowi jądra. Dla największych wartości krętów względny rozkład protonów jest symetryczny względem 90° , zaś jego asymetria wzrasta z wybieranym średnim krętym jądra, jak można się spodziewać dla emisji z jądra złożonego. Natomiast w przypadku cząstek alfa mierzone względne rozkłady kątowe nie są symetryczne względem 90° , a wykazują wzrost liczby cząstek emitowanych w kierunku do przodu, zwłaszcza z systemów o wysokich krętach.



Rys. 7.3 Względne rozkłady kątowe cząstek α oraz protonów mierzone w rozpadach jądra ^{46}Ti produkowanego w reakcji $^{18}\text{O}+^{28}\text{Si}$ (rysunek na podstawie [XIII]).

Ta obserwacja może świadczyć o wzrastającym z krętym udziale przedrównowagowej emisji cząstki alfa. Proces taki w przypadku reakcji, w której biorą udział dwa jądra o zbliżonych masach, można opisać następująco. Oba jądra łączą się w system, który na uzyskanie równowagi potrzebuje stosunkowo dużo czasu (10^{-19} s) [Maj99]. Jest on na tyle długi, że zanim jądro złożone zostanie utworzone, może dojść do emisji cząstki alfa. Wynika stąd, że kanały rozpadu z emisją jednej cząstki alfa stowarzyszone są z najwyższymi krętami układu złożonego, a tym samym z największą deformacją.

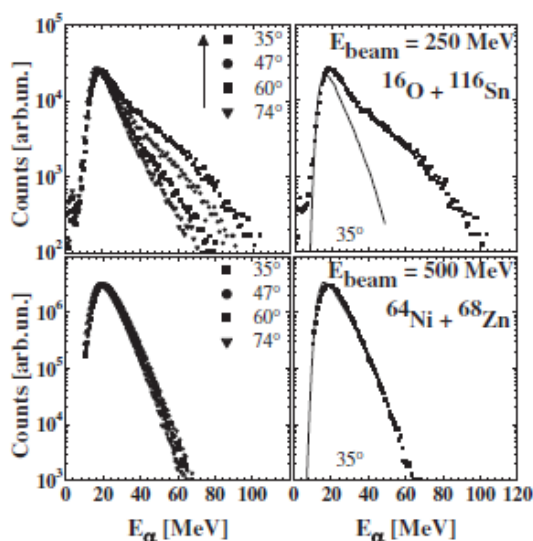
Wiemy, że jądra końcowe ^{42}Ca charakteryzują się posiadaniem stanów o dużej deformacji [Lach03]. Stwierdzenie dużej deformacji dla jąder gorących ^{46}Ti rozpadających się poprzez emisję cząstki alfa do ^{42}Ca może wskazywać na powiązanie deformacji w gorącym jądrze złożonym i deformacji w produktach końcowych. To zagadnienie będzie omawiane również w kontekście rozpadu gamma GDR w następnym rozdziale.

Analogiczny efekt obserwowano w reakcji $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ podczas badania stanów o bardzo dużej deformacji (hiperdeformacji) w obszarze $A = 125$ [Her06, Her07]. Rozkłady kątowe cząstek alfa oraz protonów, mierzonych w koincydencji z przypadkami, w których jądra końcowe posiadają duże, dynamiczne momenty bezwładności (około $76 - 110 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$, patrz rozdział 5.2), wskazują również na to, że cząstki te zostały wyemitowane w trakcie tworzenia jądra złożonego (zanim zostanie osiągnięta równowaga), to znaczy ze stanów przedrównowagowych, bądź podczas procesów niekompletnej fuzji, charakteryzujących się dużą deformacją. Podobne informacje o przedrównowagowej emisji cząstki alfa otrzymano również dla jądra ^{142}Eu [Lie11]. Obserwowane efekty wydają się świadczyć o tym, że po emisji cząstek jądro zachowuje swoją deformację, aż do niskich energii wzbudzenia, 2-3 MeV ponad linią yrast.

Pomiar cząstek α dostarcza informacji zarówno o własnościach jąder, z których są one emitowane, jak i o mechanizmach reakcji tworzenia tych jąder. Cząstki alfa, w szczególności, są dobrym narzędziem mogącym służyć do badań efektów przedrównowagowych istotnych przy wyznaczeniu energii wzbudzenia jądra złożonego.

Pomiar energii cząstek α , towarzyszący badaniu wysokoenergetycznego promieniowania gamma z rozpadu GDR dla ^{132}Ce , niezbędny był w celu wyznaczenia temperatury badanych jąder [Wie05, VIII, Wie07]. Do ich wytworzenia zastosowano dwie

reakcje różniące się symetrią masową: symetryczną $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ oraz asymetryczną $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ o energiach wiązki dobranych tak, aby energie wzbudzenia powstałych jąder złożonych były takie same. Wynosiły one 100 i 200 MeV. Reakcje różniły się symetrią masową po to, aby jednocześnie badać zależność mechanizmów reakcji od energii wiązki na jednostkę masy. Energia wiązki uderzającej w tarczę dla maksymalnej energii wzbudzenia wynosiła odpowiednio 8 i 15 MeV/A. Widma energetyczne cząstek alfa emitowanych pod różnymi kątami zostały zmierzone dla obu reakcji. Dla reakcji symetrycznej są one takie same dla wszystkich rozważanych kątów, natomiast w przypadku reakcji asymetrycznej ($^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$) wykazują wzrost liczby cząstek o wysokich energiach emitowanych do przodu (rys. 7.4), czyli zgodnie z poruszającym się wytworzonym jądrem złożonym. Taki charakter rozkładów kątowych charakteryzuje emisję cząstek z systemu utworzonego przez reagujące ze sobą jądra wiązki i tarczy zanim dojdzie do powstania jądra złożonego będącego w stanie równowagi termicznej. Aby potwierdzić tę obserwację, zmierzone widma energetyczne dla obu reakcji porównano z obliczeniami wykonanymi w oparciu o model statystyczny. W przypadku reakcji symetrycznej, charakteryzującej się mniejszą prędkością wiązki, zaobserwowano bardzo dobrą zgodność z obliczeniami. Natomiast widma cząstek emitowanych w reakcji indukowanej przez ^{16}O , a więc masowo niesymetrycznej, odbiegają znacznie od przewidywań modelu statystycznego.

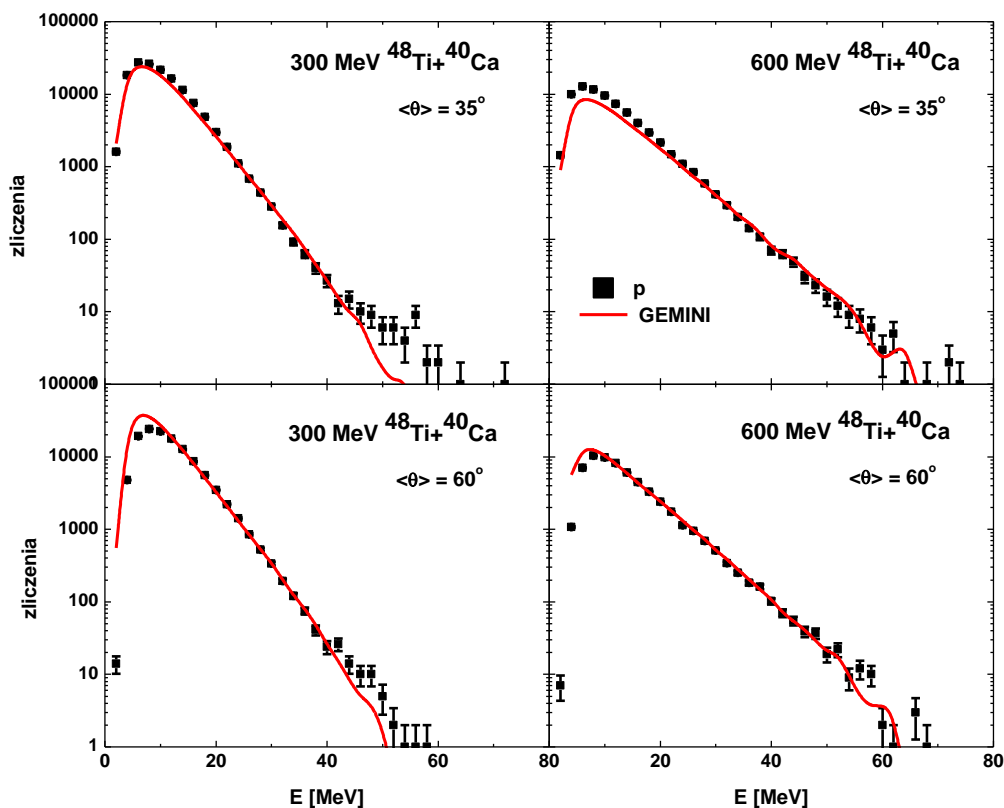


Rys. 7.4 Widma energetyczne cząstek α emitowanych w reakcjach $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ i $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$. Dla reakcji asymetrycznej masowo obserwowany jest efekt emisji przedrównowagowej [VIII].

Po uwzględnieniu w obliczeniach, oprócz rozpadu statystycznego jądra złożonego, także procesu emisji przedrównowagowej, otrzymano zgodność pomiędzy widmami eksperymentalnymi i teoretycznymi. Wyniki tej analizy, przedstawione w pracy [Kra10], stanowią potwierdzenie obserwacji zjawiska przedrównowagowej emisji cząstek alfa i jego silnej zależności od energii pocisku.

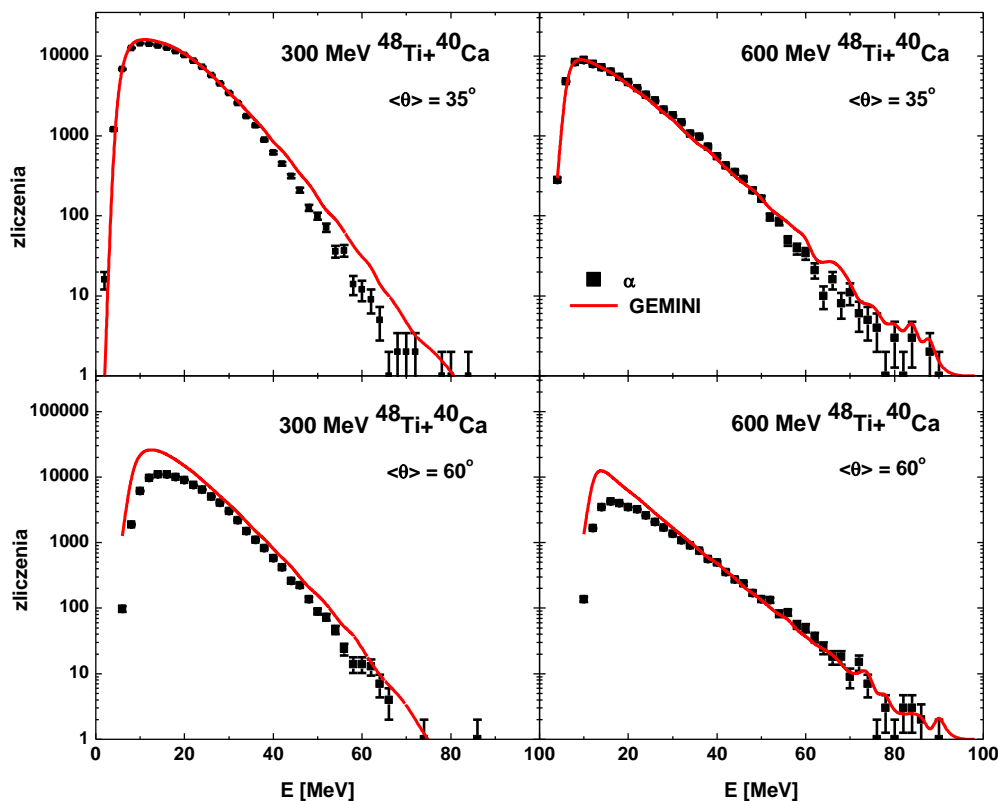
Pomiar cząstek naładowanych, jednocześnie z rejestracją wysokoenergetycznych kwantów gamma, prowadzony był dla jąder ^{88}Mo , produkowanych w reakcji masowo symetrycznej $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy energii 6.2 oraz 12.5 MeV/A. Zmierzone widma cząstek naładowanych emitowanych pod różnymi kątami porównano z obliczeniami

przeprowadzonymi z zastosowaniem kodu GEMINI++ opartego na modelu statystycznym. Rysunek 7.5 przedstawia widma protonów mierzone pod dwoma kątami 35° i 60° w układzie środka masy. Rezultaty pomiaru są dość dobrze odtwarzane przez obliczenia.



Rys. 7.5. Widma protonów mierzone dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV odpowiadających 6.2 oraz 12.5 MeV/A pod dwoma kątami 35° i 60° w układzie środka masy wraz z obliczeniami wykonanymi z zastosowaniem kodu GEMINI++.

Podobnie, widma cząstek α mierzone pod tymi samymi kątami, przez te same detektory, w tych samych reakcjach, co poprzednio, przedstawia rysunek 7.6. Wyniki obliczeń również zadowalająco odtwarzają dane eksperymentalne. W rezultacie, zgodność zmierzonych widm z obliczeniami świadczy o braku udziału efektów przedrównowagowych w badanych reakcjach.



Rys. 7.6. Widma energetyczne cząstek alfa emitowanych pod kątem 35 i 60 stopni w reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy energii 300 i 600 MeV.

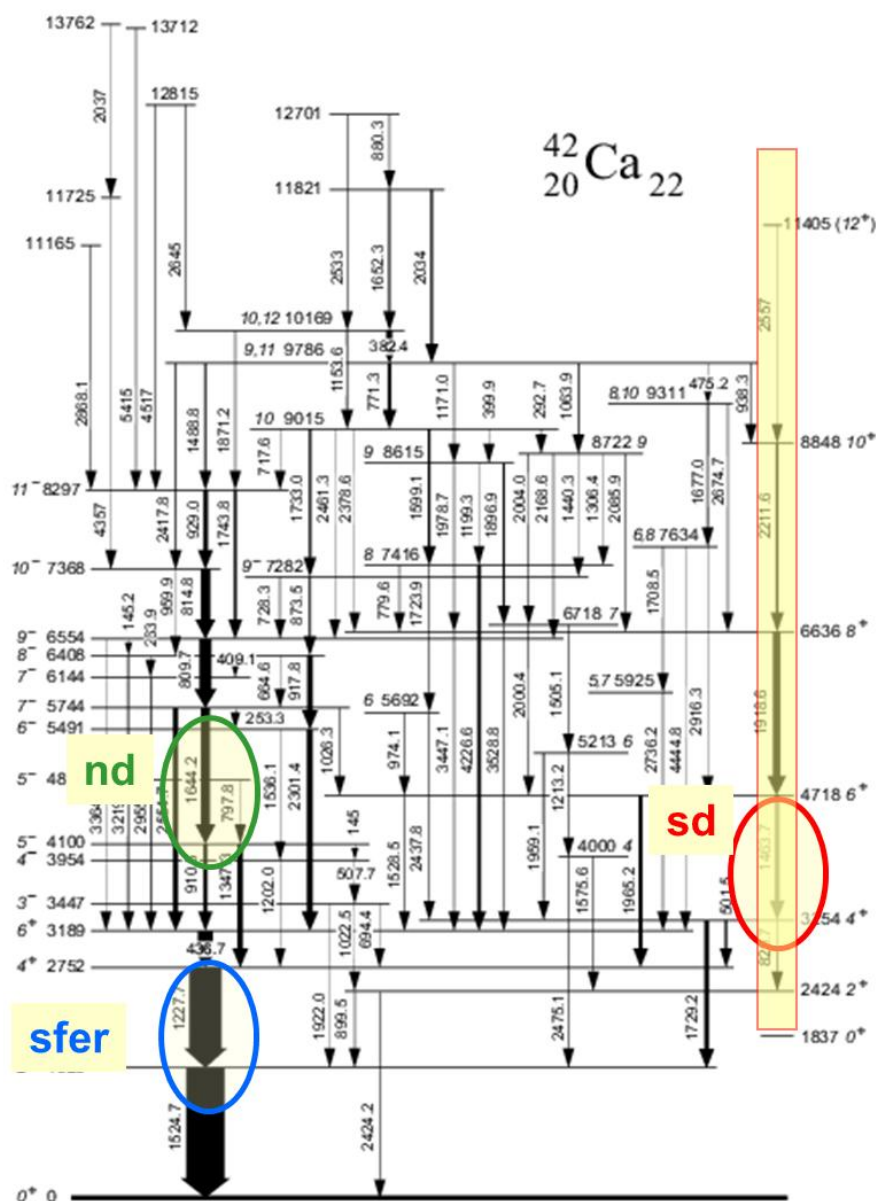
Widma energetyczne cząstek naładowanych, dostarczają nie tylko informacji na temat deformacji jądra, z którego zostały wyemitowane, ale także można procesów tworzenia i rozpadu jąder złożonych. Na podstawie wyników przeprowadzonych pomiarów można stwierdzić, że sposób oraz czas tworzenia się jądra złożonego zależy od kanału wejściowego reakcji, czyli energii oraz rodzaju zderzających się ze sobą jąder. W pewnych warunkach, przy wysokiej prędkości pocisku i dużej asymetrii masowej jąder biorących udział w reakcji, obserwowana jest przedrównowagowa emisja cząstek, którą należy wziąć pod uwagę w celu otrzymania właściwych informacji z analizy danych pomiarowych dotyczących rozpadu jądra złożonego.

7.2 Zasilanie stanów o dużej deformacji w ^{42}Ca przez niskoenergetyczną składową GDR z rozpadu $^{46}\text{Ti}^{*16}$

Największe deformacje jąder gorących odpowiadają kształtom Jacobiego. Są to kształty trójosiowe, które jądro może przyjmować dla pewnych, odpowiednio wysokich wartości krętu. Interesujące jest zbadanie dla takiego jądra ewolucji deformacji w trakcie rozpadu, aż do produktów końcowych, które mogą również być zdeformowane. Przykładem, w którym zarówno jądro złożone, jak i produkt jego rozpadu posiadają duże deformacje jest ^{128}Ba . W tym przypadku przewiduje się, że przy wysokich krętach ^{128}Ba posiada kształt Jacobiego, a z kolei dynamiczny moment bezwładności określony dla produktu rozpadu tego jądra, ^{126}Ba , wskazuje na kształt superzdeformowany (rozdział 5.2).

¹⁶ w oparciu o pracę z własnym udziałem [XVII]

Innym przykładem jest jądro złożone ^{46}Ti , dla którego zbadano istnienie kształtu Jacobiego (rozdział 6.3) oraz produkt jego rozpadu, ^{42}Ca , charakteryzujący się pasmem o dużej deformacji [Lach03], którego schemat poziomów przedstawia rysunek 7.7.

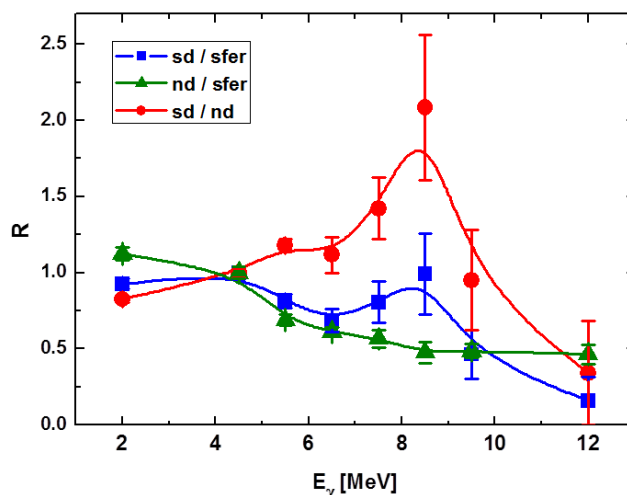


Rys. 7.7. Schemat rozpadu jądra ^{42}Ca z pracy [Lach03] z zaznaczonymi liniami przejść pomiędzy stanami o różnej deformacji (sferyczna – „spher”, normalna – „nd” i duża – „sd”) wykorzystanymi do analizy pod kątem zasilania przez niskoenergetyczną składową GDR.

Jak wspomniano, jądra ^{46}Ti , rozpadające się do ^{42}Ca , posiadają największą możliwą deformację. Charakteryzują się najwyższymi obserwowanymi wartościami krętów, dla których przyjmują trójosiowe kształty, tzw. kształty Jacobiego. Widmo kwantów gamma pochodzących z rozpadu gigantycznego rezonansu dipolowego zbudowanego w tych jądrach, w ogólności składające się z pięciu składowych, zawiera oprócz szerokiej części o wyższych energiach (15-25 MeV), także składową o energii około 10 MeV. Takie rozsuniecie składowych GDR świadczy o dużej deformacji jądra, w którym rezonans został wzbudzony. Aby zbadać związek tej deformacji z deformacją jądra końcowego, mierzono intensywność wysokoenergetycznych kwantów gamma w zależności od wyboru przejść

w pasmach o różnych deformacjach w ^{42}Ca . Wybór ten był realizowany poprzez pomiar koincydencji kwantów gamma z rozpadu GDR z charakterystycznymi przejściami dyskretnymi o niskich energiach. Przejścia użyte do warunków koincydencyjnych zaznaczone zostały na schemacie rozpadu jądra ^{42}Ca , pochodzącym z pracy [Lach03] i zamieszczonym na rysunku 7.7.

Mierzono intensywności wysokoenergetycznych kwantów gamma w zależności od wybranych przejść odpowiadających różnym deformacjom ^{42}Ca . Dla każdego z warunków koincydencyjnych, utworzono widma kwantów gamma o wysokiej energii. Następnie określono ich względną normalizację. Otrzymane zależności przedstawia rysunek 7.8.



Rys. 7.8. Względne nasilenia wysokoenergetycznych kwantów gamma mierzone w zależności od przejść o niskich energiach pomiędzy stanami o różnej deformacji, stosowanych do bramkowania (zaadaptowane z [XVII]).

Wyraźny wzrost intensywności wysokoenergetycznych kwantów gamma, widoczny w przypadku rozpadów prowadzących do stanów o dużej deformacji, odpowiada energiom około 8–9 MeV. W przedstawionej analizie nie została uwzględniona odpowiedź detektorów BaF_2 układu HECTOR na mierzoną energię kwantu gamma. Jeżeli zostanie ona wzięta pod uwagę, zakres energii odpowiadający obserwowanemu wzrostowi intensywności wynosi około 10–11 MeV. Jest on zgodny z wartością energii niskoenergetycznej składowej GDR zmierzonej dla jądra ^{46}Ti o najwyższych krętach z obszaru 26–34 \hbar . Obserwacja ta potwierdza hipotezę o preferencyjnym zasilaniu stanów o dużej deformacji przez niskoenergetyczną składową GDR [Her87]. Podobne zależności zaobserwowane zostały wcześniej dla ^{143}Eu [Ben02]. Ponadto, ta obserwacja prowadzi do konkluzji, że dzięki kształtom Jacobiego w gorących jądrach złożonych populowane mogą być stany o wysokiej deformacji w jądrach końcowych. Czyli że deformacja w jądrze może przetrwać cały proces ewaporacji cząstek.

Podsumowując, jądra gorące o wysokich krętach charakteryzują się dużą deformacją. Rozpadając się poprzez emisję jednej cząstki α , w dużej mierze zachowują swoją deformację. Prawdopodobnie wynika to z dużej szybkości procesu, dzięki czemu deformacja układu podczas emisji zasadniczo się nie zmienia. Ponieważ moment bezwładności jądra nie zmienia się, gęstość poziomów dostępna dla rozpadu jest taka sama przed i po emisji cząstki.

Innym wytłumaczeniem obserwowanych efektów jest to, że emisja zachodzi bardzo szybko, z systemu utworzonego przez oba biorące udział w reakcji jądra, zanim dojdzie do pełnej ekwipartycji w jądrze złożonym.

Własności gorących jąder mają również wpływ na to, jakie struktury są populowane w końcowych produktach reakcji o niskich temperaturach. W końcowych produktach reakcji stany z obszarów przejść rotacyjnych o niskich energiach ponad linią yrast posiadające dużą deformację, zasilane są głównie przez rozpad jąder gorących o bardzo dużych deformacjach.

8 Perspektywy badań deformacji jąder oraz ich kolektywnych wzbudzeń

Badania własności kolektywnych jąder atomowych oraz ich deformacji prowadzone będą w przyszłości z wykorzystaniem stabilnych oraz radioaktywnych wiązek o dużych intensywnościach, które będą dostarczane przez budowane obecnie europejskie urządzenia SPIRAL2 w GANIL, SPES w LNL Legnaro, HIE ISOLDE w CERN i FAIR w GSI, zaś w dalszej perspektywie – EURISOL (w nieokreślonej jeszcze lokalizacji). Wytwarzane w nich intensywne wiązki stabilne oraz wiązki bogatych w neutrony nuklidów będą mogły być wykorzystane do produkcji egzotycznych jąder złożonych, o wyższych krętach niż w przypadku wiązek stabilnych. Budowane również systemy detekcyjne o dużej wydajności takie jak (AGATA, PARIS, GASPARD, NEDA) umożliwią badanie wzbudzeń kolektywnych, takich jak GDR, przy wysokich wartościach krętu, temperatury i izospinu, oraz kształtów jąder i ich zmiany wraz ze wzrostem krętu poprzez pomiar przejścia Jacobiego i Poincare (patrz rozdział 8.2). Reakcje wzbudzenia kulombowskiego neutrononadmiarowych jąder wiązki będą mogły posłużyć do badania wzbudzeń pigmejskich rezonansów dipolowych o niskich amplitudach i energiach. W eksperymentach z wiązkami egzotycznych jąder w stanach izomerycznych, oprócz pomiaru momentów jądrowych, można będzie prowadzić badania możliwości obserwacji GDR wzbudzonego na stanie izomerycznym.

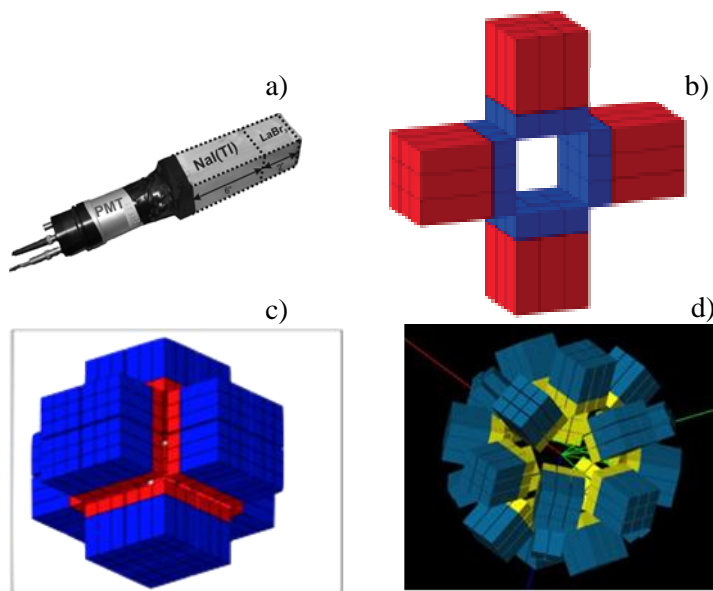
8.1 Układ detekcyjny PARIS – Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams¹⁹

Proponowane badania własności jąder opierają się na pomiarze promieniowania gamma, wymagając zastosowania wydajnych detektorów o dobrej rozdzielczości energetycznej. Takim układem jest PARIS [Maj09]], nowo budowany system składający się z detektorów typu phoswich, które zbudowane są z dwóch połączonych ze sobą kryształów: z przodu LaBr_3 (2"×2"×2") oraz umieszczonego za nim NaI(Tl) (2"×2"×6") ze wspólnym fotopowielaczem (rys. 8.1a).

Będzie on służył do pomiaru kwantów gamma o energii od 100 keV do 50 MeV. Stanowił będzie kalorymetr służący do pomiaru energii kwantów gamma oraz krotności

¹⁹ <http://paris.ifj.edu.pl/>

przejsć o niskich energiach, a także sumy ich energii. Zastosowanie do budowy detektora kryształu LaBr_3 umożliwi rejestrację kwantów gamma z dobrą zdolnością rozdzielczą, natomiast NaI o dużej objętości dostarczy dużej wydajności dla pomiaru promieniowania gamma o wysokiej energii. Obecnie realizowany jest pierwszy etap projektu, tzw. PARIS Demonstrator zbudowany z 4 klastrów, z których każdy zawiera 9 detektorów „phoswich” (rys. 8.1b). Docelowo ma składać się z około 200 detektorów w konfiguracji jak na rysunkach 8.1c i 8.1d.



Rys. 8.1 a) Detektor typu phoswich LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 2''$) + $\text{NaI}(\text{Tl})$ ($2'' \times 2'' \times 6''$), b) PARIS Demonstrator, c) i d) Możliwe konfiguracje układu PARIS.

Układ PARIS budowany jest w ramach projektu PARIS kierowanego przez prof. Adama Maja, w którym biorą udział grupy badawcze z instytutów różnych krajów. Prace podzielone są pomiędzy grupy robocze i dotyczą zarówno testowania poszczególnych detektorów, jak i wykonywania obliczeń oraz projektu układów elektroniki, czy też konstrukcji mechanicznej. Układ będzie używany głównie podczas eksperymentów z wykorzystaniem wiązek SPIRAL2 w GANIL, w połączeniu z innymi nowymi detektorami służącymi do rejestracji cząstek naładowanych (GASPARD²⁰), neutronów (NEDA²¹), czy też układu detektorów germanowych AGATA (przedstawionym w rozdziale 3). Będzie mógł być również wykorzystany w innych ośrodkach badawczych, ponieważ konstruowany jest tak, aby stanowił urządzenie przenośne.

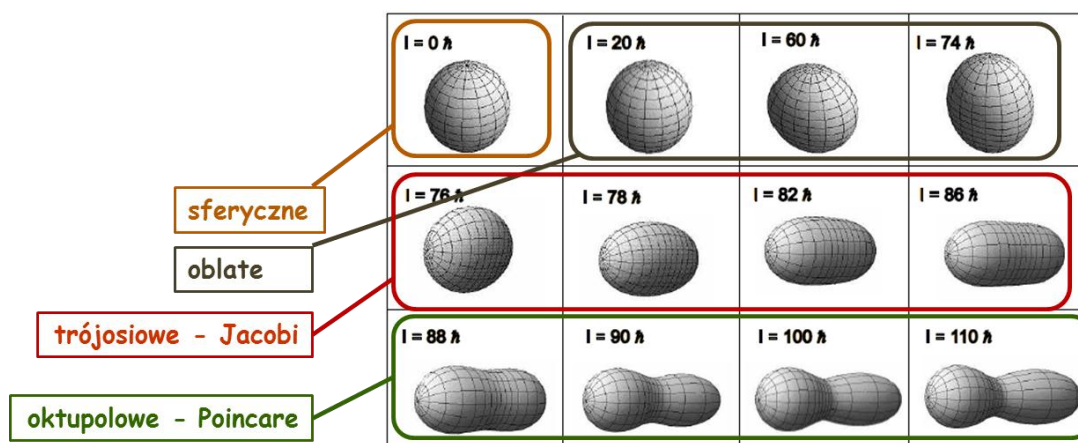
Wzbudzenia kolektywne jąder mogą dostarczyć informacji na temat własności materii jądrowej takich jak: ściśliwość, rozkłady gęstości, kształt jąder oraz jego zmiany, mechanizm oddziaływań nukleon-nukleon. Nowe wiązki umożliwią prowadzenie eksperymentów, mających na celu pomiar wymienionych własności w jądrach egzotycznych o dużych wartościach energii wzbudzenia, krętu, czy też liczby neutronów, które do tej pory nie mogły być zbadane.

²⁰ <http://gaspard.in2p3.fr/>

²¹ <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/neda>

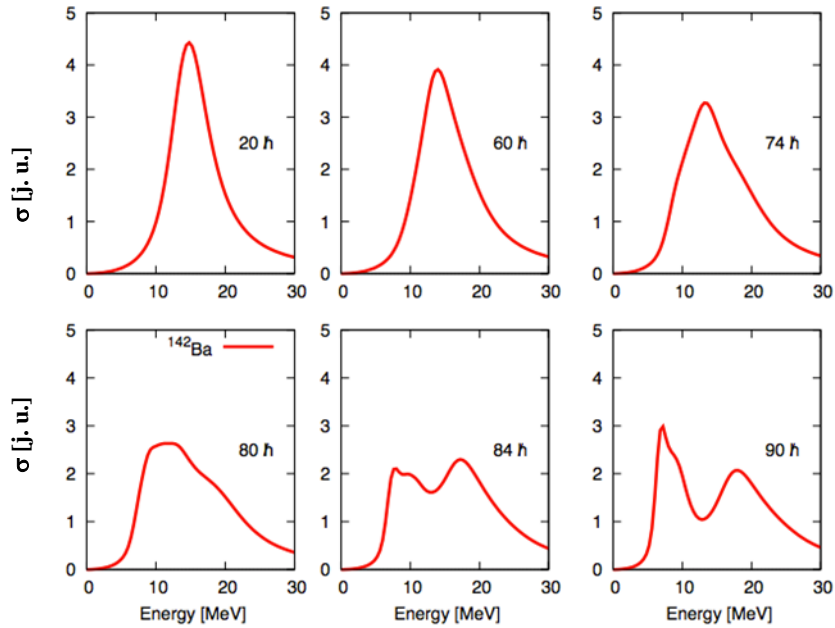
8.2 Pomiary przejścia Jacobiego i Poincarego

Interesujące jest badanie własności jąder neutronnadmiarowych produkowanych w reakcji fuzji-ewaporacji (z wiązkami radioaktywnymi), dla których przewidywana bariera na rozszczepienie jest wyższa ze względu na większą liczbę neutronów. Jądra złożone w tym przypadku charakteryzują się wyższymi wartościami krętów, niż jest to obserwowane w reakcjach z wiązkami stabilnymi. Pozwoli to na badani zmiany kształtu w szerszym zakresie krętów, aż do bardzo wysokich wartości. Takie pomiary zaproponowane zostały dla Ba w oparciu o obliczenia teoretyczne, które pokazały, że jądra z obszaru mas $A=120-140$ mogą posiadać dużą deformację [Dud05]. Dodatkowo, w wyniku przeprowadzonych wcześniej pomiarów dla ^{128}Ba [Her07], w których badano obszar kontinuum, zaobserwowano struktury o dużej deformacji. Przewidywania teoretyczne modelu kropłowego LSD pokazują dla jąder o dużym nadmiarze neutronów istnienie, oprócz kształtów Jacobiego, kształtów typu Poincare [Maj10, Maz11]. Są to kształty o symetrii oktopolowej powstające przy bardzo wysokich krętach, powyżej przejścia Jacobiego. Schemat przewidywanej zmiany kształtu jądra ^{142}Ba w funkcji krętu: od sferycznego, przez spłaszczony – „oblate” i wydłużony trójosiowy – „Jacobi”, a następnie o deformacji oktopolowej – „Poincare” przedstawiony jest na rysunku 8.2.



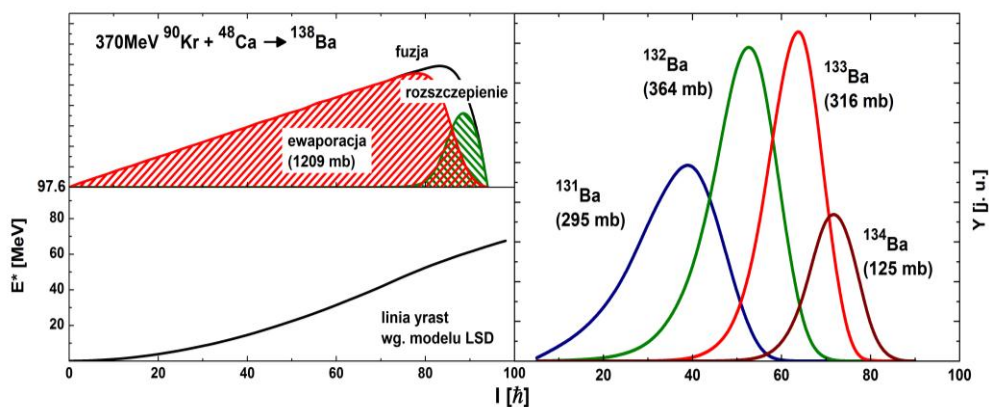
Rys. 8.2 Przewidywana przez model LSD zmiana kształtu jądra ^{142}Ba wraz ze wzrostem krętu.

Potwierdzeniem obserwacji wydłużonych kształtów o deformacji oktopolowej może być funkcja nasilenia GDR zbudowanego w takim jądrze, wykazująca większe niż dla przejść Jacobiego rozszczepienie na składowe (rysunek 8.3). Spodziewany jest także większy udział rozszczepienia asymetrycznego, które będzie mogło być obserwowane poprzez pomiar rozkładów mas fragmentów.



Rys. 8.3 Funkcje nasilenia GDR dla jądra ^{142}Ba o różnych krętach. Wraz ze wzrostem krętu, wzrasta deformacja jądra, co jest widoczne poprzez poszerzenie funkcji oraz większą jej fragmentację.

Przewidziane zostały pomiary dla jąder Ba, które zostaną przeprowadzone w GANIL, w drugiej fazie eksploatacji układu SPIRAL2. W pierwszym etapie wykorzystana zostanie wiązka ^{90}Kr o intensywności 5×10^8 pps w reakcji z tarczą ^{48}Ca , produkując ^{138}Ba o maksymalnym spinie $90 \hbar$. Przewidywania modelu statystycznego pokazują niewielką liczbę możliwych kanałów rozpadu jądra złożonego (a jedno z jąder końcowych, ^{134}Ba , populowane jest aż do $80 \hbar$), oraz niezbyt duży udział rozszczepienia (rys.8.4), co ułatwi analizę danych. Uzyskane wyniki posłużą do weryfikacji przewidywań co do przejść kształtu Jacobiego i Poincarego, a także do przygotowania następnego etapu, tj. badania jądra ^{142}Ba z wykorzystaniem reakcji fuzji egzotycznej wiązki ^{94}Kr o intensywności 10^9 pps na tarczy ^{48}Ca .

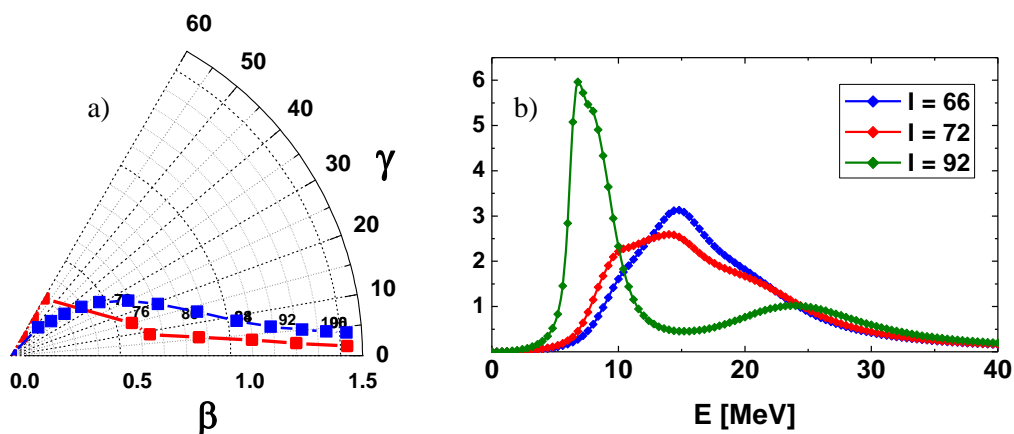


Rys. 8.4. Przewidywany przez model statystyczny (obliczenia programem Cascade) przekrój czynny na reakcję fuzji $^{90}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ oraz ewaporację i rozszczepienie jądra złożonego ^{138}Ba o energii wzbudzenia 97.9 MeV . Rozpad tego jądra zachodzi głównie poprzez emisję neutronów, a w jej wyniku powstają tylko cztery główne produkty.

Dane eksperymentalne będą również wykorzystane do analizy obszaru kontinuum pod kątem badania struktur krawędzi o dużej deformacji – hiper-deformacji, które ze względu na możliwe większe wartości spinów jąder powinny być silniej populowane.

Zaproponowane badania (list intencyjny (LoI) dla Spiral2Phase2, A. Maj et al.)²² wymagać będą połączenia detektora wysokoenergetycznych kwantów gamma PARIS z układem do pomiaru przejść dyskretnych AGATA, oba urządzenia o wysokiej wydajności.

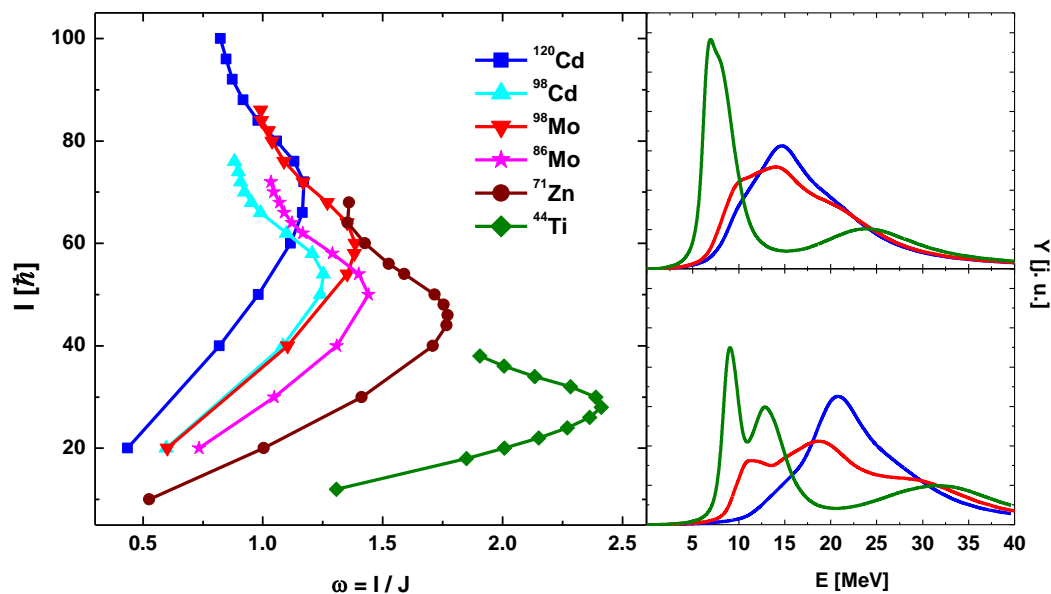
W perspektywie przewidywane są pomiary GDR także dla innych jąder, o mniejszej liczbie neutronów, w celu uzyskania informacji o wpływie wysokich krętów i temperatury na własności GDR, a także poszukiwania przejść Jacobiego w jądrach z innych obszarów mas. Do nich należy jądro ^{120}Cd , dla którego przejście Jacobiego przewidywane jest w stosunkowo długim przedziale wartości krętu, co można zaobserwować na rys. 8.5 przedstawiającym zależność parametrów deformacji oraz funkcji nasilenia GDR od spinu jądra.



Rys. 8.5 a) Zależność deformacji jądra ^{120}Cd od spinu. W zakresie spinów 70-98 \hbar obserwowane jest przejście Jacobiego. b) Funkcje nasilenia GDR zbudowanego w jądrze ^{120}Cd w obszarze przejścia Jacobiego dla spinów 66, 72 i 92 \hbar . Obecność niskoenergetycznej składowej świadczy o istnieniu kształtów Jacobiego.

Pozostałe przykłady pomiarów przejścia Jacobiego proponowane były dla różnych jąder z szerokiego przedziału mas: ^{98}Cd , ^{98}Mo , ^{86}Mo , ^{71}Zr oraz ^{44}Ti , kierując się przewidywaniami modelu teoretycznego LSD. Rezultaty obliczeń za pomocą modelu LSD zależności spinu od częstości rotacji, w której ważną rolę odgrywają zmiany momentu bezwładności jądra, pokazane są na rysunku 8.6. Spadek wartości częstości rotacji powyżej pewnego krętu wskazuje na przewidywanie przejścia Jacobiego w wymienionych jądrach. Przejścia te zaobserwowane mogą być poprzez pomiar funkcji nasilenia GDR, która w obszarze Jacobiego posiada składową o niskiej energii. Przykładowe funkcje nasilenia GDR dla ^{98}Mo i ^{44}Ti przedstawia rysunek 8.6.

²² http://paris.ifj.edu.pl/file/Maj_Ba_Day1_LoI_final.pdf



Rys. 8.6. Obliczone z zastosowaniem modelu LSD zależności prędkości rotacji od krętu jąder ^{98}Cd , ^{98}Mo , ^{86}Mo , ^{71}Zr oraz ^{44}Ti oraz funkcje nasilenia GDR dla ^{98}Mo i ^{44}Ti dla różnych krętów, świadczące o istnieniu przejścia Jacobiego.

8.3 Pomiar GDR wzbudzonego na stanach izomerycznych

Wiązki egzotyczne produkowane w reakcji fragmentacji lub rozszczepienia ciężkich jonów w FAIR w GSI będą mogły być wiązkami jąder w stanach izomerycznych. Reakcje wzbudzenia kulombowskiego wyselekcjonowanych jąder takich wiązek posłużą do wzbudzania na tych stanach gigantycznych rezonansów. Pomiar ich rozpadu umożliwi poznanie własności jądra w stanie izomerycznym. Taki pomiar może być wykonany między innymi dla ^{212}Rn oraz ^{211}Rn , w których obserwowane są stany izomeryczne o spinach leżących blisko bariery na rozszczepienie (patrz rozdział 6.3), czy dla jądra ^{217}Ac [Dec84]. Badanie GDR zbudowanego na stanach izomerycznych dostarczy informacji na temat kształtów jąder bliskich rozszczepienia. W eksperymencie niezbędne będzie wykorzystanie układu do pomiaru wysokoenergetycznych oraz dyskretnych przejść gamma. W tym celu zastosowane będą układy PARIS i AGATA.

8.4 Badania z wykorzystaniem cyklotronu w CCB w Krakowie

Przyszłe badania dotyczyły będą także eksperymentów prowadzonych z wykorzystaniem wiązki protonów z cyklotronu w CCB w Krakowie. Urządzenie to będzie wytwarzało wiązkę protonów o energii 70 – 230 MeV i natężeniu prądu 1 – 500 nA. Na tej wiązce zaproponowano kilka tematów badań dotyczących kolektywnych własności jąder²³.

Planowane jest zastosowanie reakcji nieelastycznego rozpraszania protonów o energii 200 MeV w celu wzbudzenia gigantycznego rezonansu kwadrupolowego.

²³ <http://experimentsccb.ifj.edu.pl>

Proponowane są między innymi pomiary wzbudzenia stanów rezonansowych GQR o energii 10-15 MeV oraz struktur pigmejskiego rezonansu dipolowego PDR o niższych energiach. Podczas eksperymentu mierzone będą rozproszone protony oraz kwanty gamma z rozpadu rezonansów. Detekcja protonów będzie się odbywać z wykorzystaniem krzemowych detektorów teleskopowych $\Delta E-E$. Wysokoenergetyczne kwanty gamma będą rejestrowane przez układ detektorów BaF_2 HECTOR.

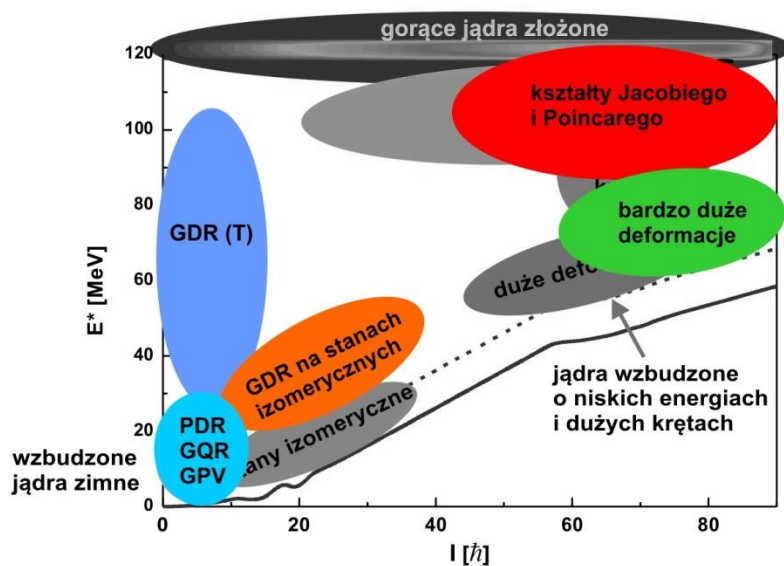
W reakcjach (p,t), zachodzących z transferem dwóch neutronów planowane jest poszukiwanie wzbudzenia kolektywnego polegającego na wzbudzeniu stanów dwucząstkowych (2p lub 2n) zwanego gigantycznymi wibracjami par (*Giant Pairing Vibration* – GPV). Te wzbudzenia, nie odkryte do tej pory, przewidywane są jako wzrost nasilenia w obszarze wysokich energii (~10 MeV). Przewiduje się, że powinny być zaobserwowane eksperymentalnie poprzez pomiar trytonów oraz kwantów gamma, które mogą być emitowane z rozpadu tego typu wzbudzenia. Cząstki naładowane będą mierzone przez krzemowe detektory teleskopowe, a kwanty gamma przez detektory scyntylacyjne BaF_2 układu HECTOR.

Planowane jest także zastosowanie wiązek protonów do badań GDR wzbudzanych w reakcjach z utworzeniem jądra złożonego. W wyniku tego typu reakcji produkowane są jądra o różnych temperaturach, lecz kręt wnoszony do reakcji jest niewielki, niezależnie od energii wiązki oraz od materiału tarczy. Energia jądra złożonego związana jest w tej reakcji z jego temperaturą, co umożliwi badanie GDR w zależności od temperatury bez wpływu krętu na mierzoną funkcję nasilenia. Wysokoenergetyczne kwanty gamma będą mierzone przez detektory scyntylacyjne BaF_2 układu HECTOR lub typu foswich $LaBr_3/NaI$ układu PARIS. Dla bardzo dużych energii wiązki można spodziewać się także innych procesów (np. rozszczepienie, multifragmentacja lub spallacja), dlatego należy zastosować dodatkową selekcję przypadków reakcji przez jądro złożone. W tym celu stosuje się zazwyczaj detektory germanowe, służące do pomiaru przejść dyskretnych w produktach reakcji.

Oprócz powyższych tematów, które są już na etapie przygotowań, w przyszłości planowane jest także wiele innych tematów. Na przykład bardzo ciekawe do sprawdzenia eksperymentalnego wydają się być przewidywania istnienia rezonansów typu PDR po stronie jąder bogatych w protony [Paa07], czy też badanie zależności PDR od temperatury jądra. Innym możliwym tematem to badanie GDR wzbudzanych w reakcjach głębokonieelastycznych. Okazuje się [Bro06], że w takich reakcjach populowane są stany o dużych energiach wzbudzenia i spinach, zatem można oczekiwać, że wzbudzać się będzie również GDR. Ponadto, proponowane jest rozszerzenie na jądra egzotyczne, zaprezentowanego w niniejszej pracy badania PDR przy pomocy nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów, rozpraszając radioaktywne wiązki na stabilnej, słabo związanej tarczy, np. ^{13}C .

Wszystkie proponowane badania pozwolą na rozszerzenie tematyki pomiaru własności kolektywnych jąder atomowych na nowe obszary, w kierunku wyższych temperatur i krętów jąder, a przede wszystkim wyższych wartości izospinu. Obszary te zostały zaznaczone schematycznie na rysunku 8.7 na tle obszarów obejmujących badania już wykonane, omówione w niniejszej pracy (zaprezentowanych na rysunku 1.1). Proponowane pomiary dotyczą niezbadanych do tej pory obszarów, i będą możliwe do wykonania dzięki rozwojowi z jednej strony układów detekcyjnych, a z drugiej urządzeń dostarczających wiązki. W szczególności produkcja egzotycznych wiązek o dużej

intensywności pozwoli także na badanie nowych, egzotycznych jąder o niepoznanych do tej pory właściwościach.



Rys. 8.7. Obszary energii wzbudzenia i krętu jąder odpowiadające proponowanym badaniom własności kolektywnych.

9 Podsumowanie

W niniejszej pracy przedstawiono rezultaty badań własności kolektywnych jąder atomowych dla różnych obszarów wartości energii wzbudzenia (temperatury) oraz krętu.

Ważną własnością jąder jest deformacja, która badana była w zależności od krętu i temperatury. Dla gorących, szybko rotujących jąder, wykorzystując pomiar wysokoenergetycznych kwantów gamma z rozpadu GDR, zaobserwowano możliwość występowania dwóch scenariuszy zmian kształtu jądra w funkcji jego krętu. W przypadku ^{46}Ti zbadano, że wraz ze wzrostem krętu jądra następuje przejście kształtu od sferycznego, przez spłaszczony („oblate”), następnie przez kształt trójosiowy, aż do wydłużonego kształtu „prolate”. Analizując tę zmianę, nazywaną, w analogii do przewidywanych zmian kształtu dla ciał niebieskich, przejściem Jacobiego, odkryto, po raz pierwszy, rozszczepienie składowych GDR pod wpływem siły Coriolisa działającej na nukleony w jądrze. Przejście Jacobiego zaobserwowano także w jądrze ^{88}Mo . W niektórych przypadkach kształt jądra może nie zmieniać się znacząco wraz ze wzrostem krętu. Mierząc gigantyczny rezonans dipolowy emitowany z jądra ^{216}Rn określono jego niewielką deformację typu „oblate”, której wzrost był nieznaczny w funkcji krętu aż do wartości, przy której następowało rozszczepienie. Warto podkreślić, że do selekcji najwyższych spinów, w pobliżu wartości krytycznej na rozszczepienie, wykorzystano w tym pomiarze metodę koincydencji z wysokospinowym izomerem. Powołując się na wyniki wcześniejszych pomiarów prowadzonych przez naszą grupę, stwierdzono, że zależność szerokości GDR od krętu jądra, w którym rezonans był wzbudzony, jest związana z masą jądra. Dla jąder lżejszych obserwowany jest jej szybszy wzrost, który jest skutkiem, dla danej wartości krętu, szybszej rotacji jądra o mniejszym momencie bezwładności.

Poprzez badanie dla ^{132}Ce zależności szerokości GDR od temperatury stwierdzono, że ważną rolę w opisie własności jąder gorących ogrywiają termiczne fluktuacje kształtu. Przy czym dla bardzo wysokich temperatur istotne jest uwzględnienie czasu życia jądra złożonego. Wzrost szerokości GDR dla ^{132}Ce zmierzono aż do wartości temperatury 4 MeV. Podobną zależność, lecz słabiej wzrastającą w funkcji temperatury do wartości 3.1 MeV, uzyskano dla ^{88}Mo . Porównanie z rezultatami wcześniejszych pomiarów dla jąder Mo o zbliżonych masach może sugerować w tym przypadku rozpoczęcie wysycenia szerokości GDR dla temperatury około 4 MeV, które jest teoretycznie przewidywane dla wysokich temperatur.

Analizując struktury rotacyjne istniejące w ciepłych jądrach o wysokich krętach, oszacowano wartości momentów bezwładności dla tych stanów. W obszarze mas $150 < A < 200$ zidentyfikowano jądra o dużej deformacji – superdeformacji. Podobne, duże deformacje stwierdzono dla jąder „ciepłych” (czyli w kontinuum) utworzonych w reakcji rozpadu ^{128}Ba . Ponadto, dla niektórych z nich zidentyfikowano, po raz pierwszy, bardzo duże momenty bezwładności odpowiadające hiperdeformacji. Nie udało się jednakże wyodrębnić pasm dyskretnych przejść gamma (czyli dla rotujących jąder „zimnych”) odpowiadających hiperdeformacji. Trzeba tutaj jednak zauważyć, że zanim odkryto superdeformację dla jądra ^{152}Dy w pomiarach przejść dyskretnych, zaobserwowano superdeformację w tym jądrze dla przejść w kontinuum.

Dodatkowo stwierdzono rozmywanie się struktur rotacyjnych wraz ze wzrostem krętu, świadczące o coraz większym mieszaniu się stanów różnych pasm, powodującym zanikanie struktur uporządkowanych.

„Ciepłe” jądra o dużych krętach są produktem rozpadu jąder gorących o najwyższych krętach. Analizując przypadki takich rozpadów, uzyskano informacje na temat zachowania deformacji jądra podczas tego procesu. Pomiar rozkładów kątowych cząstek α oraz obserwabli pozwalających na ocenę wielkości momentu bezwładności produktu wskazują, że duża wartość deformacji jąder końcowych stowarzyszona jest z emisją przedrównowagową cząstek alfa. Podobne, asymetryczne rozkłady kątowe uzyskane zostały w przypadku pomiaru cząstek z jednoczesną rejestracją przejścia Jacobiego. Zaobserwowano, że w obu przypadkach prowadzących do jąder końcowych o wysokich krętach, zachowanie w trakcie rozpadu dużej deformacji cechującej gorący układ, jest związane z szybką emisją cząstki α . Stwierdzono, że deformacja ta zostaje zachowana podczas rozpadu jądra aż do uzyskania niskich energii wzbudzenia. Zaobserwowano także, że niskoenergetyczna składowa GDR, zbudowanego w zdeformowanym jądrze złożonym, zasila stany o dużej deformacji w końcowym produkcie reakcji, powstałym w wyniku emisji tylko jednej cząstki α .

Wzbudzenia kolektywne w jądrach zimnych badano poprzez pomiar pigmejskiego rezonansu dipolowego w jądrach ^{68}Ni oraz ^{208}Pb . Dla ^{68}Ni pomiar PDR przeprowadzono po raz pierwszy w reakcji kulombowskiego wzbudzenia przy relatywistycznych energiach z pomiarem wysokoenergetycznych kwantów gamma i uzyskano nasilenie rezonansu równe ok. 5 %. Pomiar dla ^{208}Pb przeprowadzono, wykorzystując reakcje nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów. W jego wyniku zaobserwowano strukturę subtelną PDR i zasugerowano jej izoskalarny charakter.

Badano także własności stanów izomerycznych produktów reakcji fragmentacji i rozszczepienia ciężkich jonów o relatywistycznych energiach. Zmierzono czasy życia i czynniki g stanów w izotopach $^{124-130}\text{Sn}$ oraz ^{192}Pb . Wyznaczono po raz pierwszy stopień uszeregowania spinów w produktach reakcji fragmentacji ciężkich jonów oraz rozszczepienia przy relatywistycznych energiach. Otrzymano wartości wystarczające do prowadzenia badań własności magnetycznych jąder, co jest wynikiem istotnym dla przyszłych badań planowanych z wykorzystaniem wiązek egzotycznych.

Przedstawiono na koniec perspektywy badań, jakie będą prowadzone z wykorzystaniem stabilnych oraz radioaktywnych wiązek, o dużych intensywnościach, dostarczanych przez nowe europejskie urządzenia z zastosowaniem nowych układów pomiarowych o wysokiej wydajności. Dotyczą one pomiarów przejścia Jacobiego

w jądrach o masach z różnych obszarów, a także przejścia Poincare. Takie przejście przewidywane jest dla jąder o dużym nadmiarze neutronów i zostało zaproponowane do zbadania w neutrono-nadmiarowym jądrze ^{142}Ba .

Dane eksperymentalne z reakcji rozpadu jąder złożonych, dla których mierzone będą przejścia Jacobiego i Poincare, zostaną wykorzystane także do analizy obszaru kontinuum, w celu zbadania bardzo dużych deformacji w jądrach ciepłych o najwyższych krętach.

Dzięki wykorzystaniu wiązki protonów wytwarzanej w CCB w Krakowie zostaną przeprowadzone badania GDR zbudowanego w jądrze o różnych temperaturach, lecz podobnych krętach. W szczególności dotyczyły będą one pomiaru szerokości GDR w zależności od temperatury. Reakcja nieelastycznego rozpraszania protonów będzie wykorzystana do pomiaru wzbudzenia stanów rezonansowych GQR oraz PDR. Natomiast reakcja transferu dwóch neutronów, (p,t), zostanie zastosowana w eksperymentach mających na celu odkrycie wzbudzeń zwanych gigantycznymi wibracjami par.

Badania stanów izomerycznych w egzotycznych jądrach będą prowadzone z wykorzystaniem wiązek produkowanych w reakcji fragmentacji lub rozszczepienia ciężkich jonów w FAIR, w GSI. Wykonywane będą także pomiary wzbudzenia gigantycznych rezonansów zbudowanych na stanach izomerycznych (m. in. W jądrach $^{212,211}\text{Rn}$ oraz ^{212}At). W tym celu wykorzystana zostanie reakcja wzbudzenia kulombowskiego.

Niniejsza monografia bazuje na wynikach uzyskanych przez autorkę, głównie w ramach współpracy HECTOR, częściowo opublikowanych w artykułach, w których autorka miała albo główny, albo istotny wkład. Zdaniem autorki jej najważniejsze własne osiągnięcia oraz wkład w te wyniki to: a) zaobserwowanie przejścia kształtu Jacobiego w gorącym, szybko obracającym się jądrze ^{46}Ti ; b) zaobserwowanie preferencyjnej populacji nisko leżących struktur o dużej deformacji w ^{42}Ca poprzez rozpad niskoenergetycznej składowej GDR w gorącym jądrze ^{46}Ti ; c) pomiar rozpadu GDR z ^{216}Rn w koincydencji z wysokospinowymi izomerami; d) pomiar szerokości GDR dla wysokich temperatur w jądrze ^{88}Mo ; e) pomiar czynnika g izomeru 12^+ w jądrze ^{192}Pb , powstałym w reakcji fragmentacji przy relatywistycznych energiach, oraz stopnia uszeregowania spinów w takiej reakcji. Trzeba jednak mocno podkreślić, że wszystkie zaprezentowane badania prowadzone były w wieloosobowych zespołach i wkład pozostałych członków zespołów do najważniejszych osiągnięć autorki jest nie do przecenienia.

Praca ta była w części finansowana przez MNiSW w ramach grantu nr N N202 309135 oraz projektów 801/N-COPIN/2010/0 i 627/N-LEA/2009/0, a także przez grant NCN nr 2011/03/B/ST2/01894.

Podziękowania

Praca ta jest wynikiem działalności naukowej prowadzonej przez grupę HECTOR. Mogłam wziąć udział w pracach tej grupy i zostać jej częścią dzięki prof. dr hab. Adamowi Majowi, który zainteresował mnie badaniami GDR. Pragnę wyrazić mu swoją wdzięczność za to, że mimo wielu obowiązków zawsze ma czas na dyskusje nie tylko naukowe i tworzy przyjacielską atmosferę. Bardzo dziękuję za to, że nasza współpraca jest dla mnie źródłem wiedzy, którą zdobywa się z przyjemnością.

Swoje podziękowania kieruję także do Prof. Angeli Bracco, Prof. Silvii Leoni, Prof. Franco Camera, dr Olivera Wielanda z Mediolanu za wspólną pracę podczas przygotowywania i wykonywania wszystkich przedstawionych w pracy eksperymentów oraz czas poświęcony na dyskusje związane z analizą danych.

Za wiele godzin wspólnej pracy, pomoc w obliczeniach i dyskusje serdecznie dziękuję dr Kasi Mazurek oraz mgr inż. Michałowi Ciemale.

Pragnę podziękować także Prof. J. Styczniewi, dr hab. Bogdanowi Fornalowi oraz dr hab. Piotrowi Bednarczykowi za cenne uwagi, które pomogły mi zrozumieć niektóre aspekty fizyki jądrowej.

Bardzo ważne dla wyjaśnienia i interpretacji obserwacji eksperymentalnych były dyskusje prowadzone z Prof. Bentem Herskindem i Prof. Jerzym Dudkiem, za które serdecznie dziękuję.

Prof. Fabianie Gramegna, dr Vladimirovi Kravchukowi, dr Sandro Barlini dziękuję za wspólnie przeprowadzony pomiar GDR w jądrze ^{88}Mo a także Prof. Gerdzie Neyens za współpracę przy pomiarach czynników g stanów izomerycznych. Cenne były także ich uwagi oraz udział w dyskusji wyników.

Słowa wdzięczności za wszelką pomoc i wsparcie kieruję do mgr inż. Mirosława Zięblińskiego oraz dr hab. Jerzego Grębosza.

Dziękuję wszystkim Koleżankom i Kolegom z Zakładu Struktury Jądra za zawsze przyjazną atmosferę a także gotowość do pomocy sprawiające, że praca w naszym zakładzie jest przyjemna.

Moja praca nie powstałaby bez pomocy mojej Rodziny oraz zrozumienia, za które dziękuję Pawłowi, Krzysztofowi, Andrzejowi i Łukaszowi.

Bibliografia

A. Publikacje ze znaczącym własnym udziałem:

- [I] M.Kmieciak, A.Maj, J.Gerl, G.Neyens, L.Atanasova, D.L.Balabanski, F.Becker, P.Bednarczyk, G.Benzoni, N.Biasi, A.Bracco, S. Brambilla, L.Caceres, F.Camera, M.Ciemała, S.Chmel, F.C.L.Crespi, J.M.Daugas, P.Detistov, G.Georgiev, K.Gladnishki, M.Gorska, H.Grawe, J.Grebosz, M.Hass, R.Hoischen, G.Ilie, M.Ionescu-Bujor, J.Jolie, I.Kojouharov, A.Krasznahorkay, R.Kulesa, M.Lach, S.Lakshmi, S.Leoni, G.Lo Bianco, R.Lozeva, K.H.Maier, S.Mallion, K.Mazurek, W.Meczynski, B.Million, D.Montanari, S.Myalski, C.Petrache, M.Pfutzner, S.Pietri, Zs.Podolyak, W.Prokopowicz, D.Rudolph, N.Saito, T.R.Saito, A.Saltarelli, G.Simpson, J.Styczen, N.Vermeulen, E.Werner-Malento, O.Wieland, H.J.Wollersheim, M.Zieblinski, “*Spin-alignment and g-factor measurement of $I\pi=12+$ isomer in ^{192}Pb produced in the relativistic-energy fragmentation of a ^{238}U beam*”, Eur. Phys. J. A 45, 153–158 (2010);
- [II] G.Ilie, G.Neyens, G.S.Simpson, J.Jolie, A.Blazhev, H.Grawe, R.L.Lozeva, N.Vermeulen, L.Atanasova, D.L.Balabanski, F.Becker, P.Bednarczyk, C.Brandau, L.Caceres, S.K.Chamoli, J.M.Daugas, P.Doornenbal, J.Gerl, M.Gorska, J.Grebosz, M.Hass, M.Ionescu-Bujor, A.Jungclaus, M.Kmieciak, I.Kojouharov, N.Kurz, A.Maj, S.Mallion, O.Perru, M.Pfutzner, Zs.Podolyak, W.Prokopowicz, M.De Rydt, T.R.Saito, H.Schaffner, K.Turzo, J.Walker, E.Werner-Malento, H.J.Wollersheim, “*g Factor of the 7 isomer in ^{126}Sn and first observation of spin-alignment in relativistic fission*”, Phys.Lett. B 687, 305 (2010);
- [III] O.Wieland, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, N.Biasi, S.Brambilla, F.C.L.Crespi, S.Leoni, B.Million, R.Nicolini, A.Maj, P.Bednarczyk, J.Grebosz, M.Kmieciak, W.Meczynski, J.Styczen, T.Aumann, A.Banu, T.Beck, F.Becker, L.Caceres, P.Doornenbal, H.Emling, J.Gerl, H.Geissel, M.Gorska, O.Kavatsyuk, M.Kavatsyuk, I.Kojouharov, N.Kurz, R.Lozeva, N.Saito, T.Saito, H.Schaffner, H.J.Wollersheim, J.Jolie, P.Reiter, N.Warr, G.de Angelis, A.Gadea, D.Napoli, S.Lenzi, S.Lunardi, D.Balabanski, G.LoBianco, C.Petrache, A.Saltarelli, M.Castoldi, A.Zucchiatti, J.Walker, A.Burger, “*Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon*”, Phys.Rev.Lett. 102, 092502 (2009);
- [IV] R. Nicolini, A. Bracco, D. Mengoni, S. Leoni, F. Camera, D. Bazzacco, E. Farnea, A. Gadea, F. Birocchi, A.Camplani, A. Corsi, F.C.L. Crespi, A. Giaz, L. Pellegrini, S. Riboldi, V. Vandone, G. Benzoni, N. Biasi, C.Boiano, S. Brambilla, B. Million, O. Wieland, M. Bellato, A. Gottardo, R. Isocrate, C. Michelagnoli, D.Montanari, F. Recchia, C. Ur, D. Bortolato, E. Calore, P. Molini, D.R. Napoli, E. Sahin, J.J. Valiente-Dobon, M. Ciemała, M. Kmiecik, A. Maj, S. Myalski, A. Bürger, R. Kempley, P. Reiter, “*Study of high-lying states in ^{208}Pb with the AGATA demonstrator*”, Acta Phys. Pol. B42, 653 (2011);
- [V] S.Leoni, M.Matsuo, A.Bracco, G.Benzoni, N.Biasi, F.Camera, C.Grassi, B.Million, A.Paleni, M.Pignanelli, E.Vigezzi, O.Wieland, T.Dossing, B.Herskind, G.B.Hagemann, J.Wilson, A.Maj, M.Kmieciak, G.Lo Bianco, C.M.Petrache, M.Castoldi, A.Zucchiatti, G.De Angelis, D.Napoli, P.Bednarczyk, D.Curien, “*Compound and Rotational Damping in Warm Deformed Rare-Earth Nuclei*”, Phys.Rev.Lett. 93, 022501 (2004);
- [VI] S.Leoni, G.Benzoni, N.Biasi, A.Bracco, F.Camera, A.Corsi, F.C.L.Crespi, P.Mason, B.Million, D.Montanari, M.Pignanelli, E.Vigezzi, O.Wieland, M.Matsuo, Y.R.Shimizu, D.Curien, G.Duchene, J.Robin, P.Bednarczyk, M.Castoldi, B.Herskind, M.Kmieciak, A.Maj, W.Meczynski, J.Styczen, M.Zieblinski, K.Zuber, A.Zucchiatti, “*Rotation and shape changes in ^{151}Tb and ^{196}Pb : Probes of nuclear structure and tunneling process in warm nuclei. I. Experimental analysis*”, Phys. Rev. C 79, 064306 (2009);

- [VII] B.Herskind, G.B.Hagemann, G.Sletten, Th.Dossing, C.R.Hansen, N.Schunck, S.Odegard, H.Hubel, P.Bringel, A.Burger, A.Neusser, A.K.Singh, A.Al-Khatib, S.B.Patel, A.Bracco, S.Leoni, F.Camera, G.Benzoni, P.Mason, A.Paleni, B.Million, O.Wieland, P.Bednarczyk, F.Azaiez, Th.Byrski, D.Curien, O.Dakov, G.Duchene, F.Khalfallah, B.Gall, I.Piqueras, J.Robin, J.Dudek, N.Rowley, B.M.Nyako, A.Algora, Z.Dombradi, J.Gal, G.Kalinka, D.Sohler, J.Molnar, J.Timar, L.Zolnai, K.Juhasz, N.Redon, F.Hannachi, J.N.Scheurer, J.N.Wilson, A.Lopez-Martens, A.Korichi, K.Hauschild, J.Rocczaz, S.Siem, P.Fallon, I.Y.Lee, A.Gorgen, A.Maj, M.Kmiecik, M.Brekiesz, J.Styczen, K.Zuber, J.C.Lisle, B.Cederwall, K.Lagergren, A.O.Evans, G.Rainovski, G.De Angelis, G.La Rana, R.Moro, W.Gast, R.M.Lieder, E.Podsvirova, H.Jager, C.M.Petrache, D.Petrache, “*Charged particle feeding of hyperdeformed nuclei in the $A=118-126$ region*”, Phys.Scr. T125, 108 (2006);
- [VIII] O.Wieland, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, N.Biasi, S.Brambilla, F.Crespi, A.Giussani, S.Leoni, P.Mason, B.Million, A.Moroni, S.Barlina, V.L.Kravchuk, F.Gramegna, A.Lanchais, P.Mastinu, A.Maj, M.Brekiesz, M.Kmiecik, M.Bruno, E.Geraci, G.Vannini, G.Casini, M.Chiari, A.Nannini, A.Ordine, E.Ormand, “*Giant Dipole Resonance in the Hot and Thermalized ^{132}Ce Nucleus: Damping of Collective Modes at Finite Temperatures*”, Phys.Rev.Lett. 97, 012501 (2006);
- [IX] M.Kmiecik, A.Maj, B.Million, M.Brekiesz, W.Krolas, W.Meczynski, J.Styczen, M.Zieblinski, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, S.Leoni, O.Wieland, S.Brambilla, B.Herskind, M.Kicinska-Habior, N.Dubray, J.Dudek, N.Schunck, “*Probing nuclear shapes close to the fission limit with the giant dipole resonance in ^{216}Rn* ”, Phys.Rev. C 70, 064317 (2004);
- [X] F.Camera, M.Kmiecik, O.Wieland, G.Benzoni, A.Bracco, S.Brambilla, F.Crespi, P.Mason, A.Moroni, B.Million, S.Leoni, A.Maj, J.Styczen, M.Brekiesz, W.Meczynski, M.Zieblinski, F.Gramegna, S.Barlina, V.L.Kravchuk, A.L.Lanchais, P.F.Mastinu, M.Bruno, M.D'Agostino, E.Geraci, A.Ordine, G.Casini, M.Chiari, “*GDR in hot nuclei: new measurements*”, Acta Phys.Pol. B36, 1145 (2005);
- [XI] A.Maj, M.Kmiecik, A.Bracco, F.Camera, P.Bednarczyk, B.Herskind, S.Brambilla, G.Benzoni, M.Brekiesz, D.Curien, G.De Angelis, E.Farnea, J.Grebosz, M.Kicinska-Habior, S.Leoni, W.Meczynski, B.Million, D.R.Napoli, J.Nyberg, C.M.Petrache, J.Styczen, O.Wieland, M.Zieblinski, K.Zuber, N.Dubray, J.Dudek, K.Pomorski, “*Evidence for the Jacobi shape transition in hot ^{46}Ti* ”, Nucl.Phys. A731, 319 (2004);
- [XII] A.Maj, M.Kmiecik, M.Brekiesz, J.Grebosz, W.Meczynski, J.Styczen, M.Zieblinski, K.Zuber, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, B.Million, N.Biasi, S.Brambilla, S.Leoni, M.Pignanelli, O.Wieland, B.Herskind, P.Bednarczyk, D.Curien, J.P.Vivien, E.Farnea, G.De Angelis, D.R.Napoli, J.Nyberg, M.Kicinska-Habior, C.M.Petrache, J.Dudek, K.Pomorski, “*Search for the Jacobi shape transition in light nuclei*”, Eur.Phys.J. A 20, 165 (2004);
- [XIII] M.Kmiecik, A.Maj, M.Brekiesz, K.Mazurek, P.Bednarczyk, J.Grebosz, W.Meczynski, J.Styczen, M.Zieblinski, K.Zuber, P.Papka, C.Beck, D.Curien, F.Haas, V.Rauch, M.Rousseau, J.Dudek, N.Schunck, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, O.Wieland, B.Herskind, E.Farnea, G.De Angelis, “*Strong Deformation Effects in Hot Rotating ^{46}Ti* ”, Acta Phys.Pol. B38, 1437 (2007);
- [XIV] M. Ciemała, M. Kmiecik, V.L. Kravchuk, A. Maj, S. Barlini, G. Casini, F. Gramegna, F. Camera, A. Corsi, L. Bardelli, P. Bednarczyk, B. Fornal, M. Matejska-Minda, K. Mazurek, W. Męczyński, S. Myalski, J. Styczeń, B. Szpak, M. Ziębliński, M. Cinausero, T. Marchi, V. Rizzi, G. Prete, M. Degerlier, G. Benzoni, N. Biasi, A. Bracco, S. Brambilla, F. Crespi, S. Leoni, B. Million, O. Wieland, D. Montanari, R. Nicolini, A. Giaz, V. Vandone, G. Baiocco, M. Bruno, M. D'Agostino, L. Morelli, G. Vannini, M. Chiari, A. Nannini, S. Piantelli, A. Chbihi, J.P. Wieleczko, I. Mazumdar, O. Roberts, J. Dudek, „*Search for Jacobi shape transition in hot rotating ^{88}Mo nuclei through Giant Dipole Resonance decay*”, Acta Phys. Pol. B42, 633 (2011);
- [XV] M.Brekiesz, P.Papka, A.Maj, M.Kmiecik, C.Beck, P.Bednarczyk, J.Grebosz, F.Haas, W.Meczynski, V.Rauch, M.Rousseau, A.Sanchez i Zafra, J.Styczen, S.Thummerer, M.Zieblinski, K.Zuber, “*Study of deformation effects in the charged particle emission from ^{46}Ti* ”, Acta Phys.Pol. B36, 1175 (2005);

- [XVI] M. Brekiesz, A.Maj, M.Kmiecik, K.Mazurek, W.Meczynski, J.Styczen, K.Zuber, P.Papka, C.Beck, F.Haas, V.Rauch, M.Rousseau, A.Sanchez i Zafra, J.Dudek, N.Schunck, "Deformation Effects in Hot Rotating ^{46}Ti Probed by the Charged Particle Emission and GDR γ -Decay", Nucl.Phys. A788, 224c (2007);
- [XVII] M.Kmiecik, A.Maj, J.Styczen, P.Bednarczyk, M.Brekiesz, J.Grebosz, M.Lach, W.Meczynski, M.Zieblinski, K.Zuber, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, B.Million, S.Leoni, O.Wieland, B.Herskind, D.Curien, N.Dubray, J.Dudek, N.Schunck, K.Mazurek, "GDR feeding of the highly-deformed band in ^{42}Ca ", Acta Phys.Pol. B36, 1169 (2005);

B. Pozostałe publikacje z własnym udziałem:

- [Ata07] L.Atanasova, D.L.Balabanski, M.Hass, F.Becker, P.Bednarczyk, S.K.Chamoli, P.Doornenbal, G.Georgiev, J.Gerl, K.A.Gladnishki, M.Gorska, J.Grebosz, M.Kmiecik, S.Lakshmi, R.Lozeva, A.Maj, G.Neyens, M.Pfutzner, G.Simpson, N.Vermeulen, H.J.Wollersheim, and the g-RISING Collaboration, "A RISING g-factor measurement of the $19/2^+$ isomer in ^{127}Sn ", Prog.Part.Nucl.Phys. 59, 355 (2007);
- [Ata10] L.Atanasova, D.L.Balabanski, S.K.Chamoli, M.Hass, G.S.Simpson, D.Bazzacco, F.Becker, P.Bednarczyk, G.Benzoni, N.Blasi, A.Blazhev, A.Bracco, C.Brandau, L.Caceres, F.Camera, F.C.L.Crespi, P.Detistov, P.Doornenbal, C.Fahlander, E.Farnea, G.Georgiev, J.Gerl, K.A.Gladnishki, M.Gorska, J.Grebosz, R.Hoischen, G.Ilie, M.Ionescu-Bujor, A.Iordachescu, A.Jungclaus, G.Lo Bianco, M.Kmiecik, I.Kojouharov, N.Kurz, S.Lakshmi, R.Lozeva, A.Maj, D.Montanari, G.Neyens, M.Pfutzner, S.Pietri, Zs.Podolyak, W.Prokopowicz, D.Rudolph, G.Rusev, T.R.Saito, A.Saltarelli, H.Schaffner, R.Schwengner, S.Tashenov, J.J.Valiente-Dobon, N.Vermeulen, J.Walker, E.Werner-Malento, O.Wieland, H.J.Wollersheim, H.Grawe, M.Hjorth-Jensen, "g-factor measurements at RISING: The cases of ^{127}Sn and ^{128}Sn ", Europhys.Lett. 91, 42001 (2010);
- [Bar11] S. Barlini, S.Carboni, M.Ciemala, V.L.Kravchuk, L.Bardelli, M.Bini, G.Casini, A.Nannini, G.Pasquali, M.Kmiecik, A.Maj, M. Ziębliński, M.Cinausero, M.Degerlier, F.Gramegna, T.Marchi, G.Baiocco, M.Bruno, M.D'Agostino, L.Morelli, F.Camera, A.Corsi, F.C.L.Crespi, D.Montanari, O.Wieland,"Light charged particles distribution and fission fragments selection in $48\text{Ti}+40\text{Ca}$ at 600 MeV", Acta Phys. Pol. B 42, 639 (2011);
- [Bra07] A. Bracco, G. Benzoni, N. Blasi, S. Brambilla, F. Camera, F.C.L. Crespi, S. Leoni, B. Million, D. Montanari, M. Pignanelli, O. Wieland, A. Maj, P. Bednarczyk, J. Grebosz, M. Kmiecik, W. Meczynski, J. Styczen, T.Aumann, A. Banu, T. Beck, F. Becker, L. Caceres, P. Doornenbal, H. Emling, J. Gerl, H. Geissel, M.Gorska, O. Kavatsyuk, M. Kavatsyuk, I. Kojouharov, N. Kurz, R. Lozeva, N. Saito, T. Saito, H. Shaffner, H.J.Wollersheim, J. Jolie, P. Reiter, N. Warr, G. De Angelis, A. Gadea, D. Napoli, S. Lenzi, S. Lunardi, D.Balabanski, G. Lo Bianco, C. Petrache, A. Saltarelli, M. Castoldi, A. Zucchiatti, J. Walker, A. Buerger, "Coulomb Excitation of ^{68}Ni at 600 AMeV", Acta Phys. Pol. B38, 1229 (2007);
- [Cie13] M. Ciemala, M. Kmiecik, M. Krzysiek, A. Maj, K. Mazurek, R. Charity, D. Mancusi, Acta Phys. Pol. 2013, w druku;
- [Cie13_2] M. Ciemala, M. Kmiecik, A. Maj, publikacja w przygotowaniu;
- [Gra05] F.Gramegna, S.Barlini, V.L.Kravchuk, A.L.Lanchais, O.Wieland, A.Bracco, A.Moroni, G.Casini, G.Benzoni, N.Blasi, S.Brambilla, M.Brekiesz, M.Bruno, F.Camera, M.Chiani, F.Crespi, E.Geraci, B.Guiot, M.Kmiecik, S.Leoni, A.Maj, P.F.Mastinu, B.Million, A.Nannini, A.Ordine, G.Vannini, "Light charged particle emission and the giant dipole resonance in Ce nucleus", Acta Phys.Pol. B36, 1155 (2005);
- [Her03] B.Herskind, G.Benzoni, J.N.Wilson, T.Dossing, G.B.Hagemann, G.Sletten, C.R.Hansen, D.R.Jensen, A.Bracco, F.Camera, S.Leoni, P.Mason, O.Wieland, A.Maj, M.Brekiesz, M.Kmiecik, H.Hubel, P.Bringel, A.Neusser, A.K.Singh, R.M.Diamond, R.M.Clark, M.Cromaz, P.Fallon, A.Gorgen, I.Y.Lee, A.O.Macchiavelli, D.Ward, F.Hannachi, A.Korichi, A.Lopez-Martens, T.Byrski, D.Curien, P.Bednarczyk, J.Dudek, H.Amro, W.C.Ma, J.Lisle, S.Odegard, C.Petrache, D.Petrache, T.Steinhardt, O.Thelen, "Hunting

- grounds for Jacobi transitions and hyperdeformations*”, Acta Phys.Pol. B34, 2467 (2003);
- [Her07] B.Herskind, G.B.Hagemann, Th.Dossing, C.R.Hansen, N.Schunck, G.Sletten, S.Odegard, H.Hubel, P.Bringel, A.Burger, A.Neusser, A.K.Singh, A.Al-Khatib, S.B.Patel, B.M.Nyako, A.Algora, Z.Dombradi, J.Gal, G.Kalinka, D.Sohler, J.Molnar, J.Timar, L.Zolnai, K.Juhasz, A.Bracco, S.Leoni, F.Camera, G.Benzoni, P.Mason, A.Paleni, B.Million, O.Wieland, P.Bednarczyk, F.Azaiez, Th.Byrski, D.Curien, O.Dakov, G.Duchene, F.Khalfallah, B.Gall, L.Piqaeras, J.Robin, J.Dudek, N.Rowley, N.Redon, F.Hannachi, J.N.Scheurer, J.N.Wilson, A.Lopez-Martens, A.Korichi, K.Hauschild, J.Roccaz, S.Siem, P.Fallon, I.Y.Lee, A.Gorgen, A.Maj, M.Kmiecik, M.Brekiesz, J.Styczen, K.Zuber, J.C.Lisle, B.Cederwall, K.Lagergren, A.O.Evans, G.Rainovski, G.De Angelis, G.La Rana, R.Moro, R.M.Lieder, E.O.Lieder, W.Gast, H.Jager, A.A.Pasternak, C.M.Petrache, D.Petrache, “*Light Charged Particles as Gateway to Hyperdeformation*”, Acta Phys.Pol. B38, 1421 (2007);
- [Krz13] M. Krzysiek, M. Kmiecik, P. Bednarczyk, A. Maj, publikacja w przygotowaniu;
- [Leo08] S.Leoni, G.Benzoni, N.Biasi, A.Bracco, S.Brambilla, F.Camera, A.Corsi, F.C.L.Crespi, P.Mason, B.Million, D.Montanari, M.Pignanelli, E.Vigezzi, O.Wieland, M.Matsuo, Y.R.Shimizu, D.Curien, G.Duchene, J.Robin, P.Bednarczyk, M.Castoldi, B.Herskind, M.Kmiecik, A.Maj, W.Meczynski, J.Styczen, M.Zieblinski, K.Zuber, A.Zucchiatti, “*Probing the Order-to-Chaos Region in Superdeformed ^{151}Tb and ^{196}Pb Nuclei with Continuum γ Transition*”, Phys.Rev.Lett. 101, 142502 (2008);
- [Leo09_2] S.Leoni, G.Benzoni, N.Biasi, A.Bracco, F.Camera, A.Corsi, F.C.L.Crespi, P.Mason, B.Million, D.Montanari, M.Pignanelli, E.Vigezzi, O.Wieland, M.Matsuo, Y.R.Shimizu, D.Curien, G.Duchene, J.Robin, P.Bednarczyk, M.Castoldi, B.Herskind, M.Kmiecik, A.Maj, W.Meczynski, J.Styczen, M.Zieblinski, K.Zuber, A.Zucchiatti, „Rotation and shape changes in ^{151}Tb and ^{196}Pb : Probes of nuclear structure and tunneling process in warm nuclei. II. Microscopic Monte Carlo simulation”, Phys. Rev. C 79, 064307 (2009);
- [Loz08] R.L.Lozeva, G.S.Simpson, H.Grawe, G.Neyens, L.A.Atanasova, D.L.Balabanski, D.Bazzacco, F.Becker, P.Bednarczyk, G.Benzoni, N.Biasi, A.Blazhev, A.Bracco, C.Brandau, L.Caceres, F.Camera, S.K.Chamoli, F.C.L.Crespi, J.-M.Daugas, P.Detistov, M.De Rydt, P.Doornenbal, C.Fahlander, E.Farnea, G.Georgiev, J.Gerl, K.A.Gladnishki, M.Gorska, J.Grebosz, M.Hass, R.Hoischen, G.Ilie, M.Ionescu-Bujor, A.Iordachescu, J.Jolie, A.Jungclaus, M.Kmiecik, I.Kojouharov, N.Kurz, S.P.Lakshmi, G.Lo Bianco, S.Mallion, A.Maj, D.Montanari, O.Perru, M.Pfutzner, S.Pietri, J.A.Pinston, Zs.Podolyak, W.Prokopowicz, D.Rudolph, G.Rusev, T.R.Saitoh, A.Saltarelli, H.Schaffner, R.Schwengner, S.Tashenov, K.Turzo, J.J.Valiente-Dobon, N.Vermeulen, J.Walker, E.Werner-Malento, O.Wieland, H.-J.Wollersheim, “*New sub- μs isomers in $^{125, 127, 129}\text{Sn}$ and isomer systematics of $^{124-130}\text{Sn}$* ”, Phys.Rev. C 77, 064313 (2008);
- [Maj01] A.Maj, M.Kmiecik, W.Krolas, J.Styczen, A.Bracco, F.Camera, B.Million, J.J.Gaardhoje, B.Herskind, M.Kicinska-Habior, J.Kownacki, W.E.Ormand, “*Search for the Jacobi Instability in Rapidly Rotating ^{46}Ti Nuclei*”, Acta Phys.Pol. B32, 2433 (2001);
- [Maj10] A. Maj, K. Mazurek, J. Dudek, M. Kmiecik, D. Rouvel, „*Shape Evolution at High Spins and Temperatures: Nuclear Jacobi and Poincare Transitions*”, J. Mod. Phys. E 19, 532 (2010);
- [Maz11] K. Mazurek, J. Dudek, M. Kmiecik, A. Maj, J.P. Wieleczko, D. Rouvel, „*Poincare Shape Transitions in Hot Rotating Nuclei*”, Acta Phys.Pol. B42, 471 (2011);
- [Maz13] K. Mazurek, J. Dudek, M. Kmiecik, A. Maj, publikacja w przygotowaniu;
- [Ney07] G.Neyens, L.Atanasova, D.L.Balabanski, F.Becker, P.Bednarczyk, L.Caceres, P.Doornenbal, J.Gerl, M.Gorska, J.Grebosz, M.Hass, G.Ilie, N.Kurz, I.Kojouharov, R.Lozeva, A.Maj, M.Pfutzner, S.Pietri, Zs.Podolyak, W.Prokopowicz, T.R.Saitoh, H.Schaffner, G.Simpson, N.Vermeulen, E.Werner-Malento, J.Walker, H.J.Wollersheim, D.Bazzacco, G.Benzoni, A.Blazhev, N.Biasi, A.Bracco, C.Brandau, F.Camera, S.K.Chamoli, S.Chmel, F.C.L.Crespi, J.M.Daugas, M.De Rydt, P.Detistov, C.Fahlander, E.Farnea, G.Georgiev, K.Gladnishki, R.Hoischen, M.Ionescu-Bujor, A.Iordachescu, J.Jolie, A.Jungclaus, M.Kmiecik, A.Krasznahorkay, R.Kulesa, S.Lakshmi, G.Lo Bianco, S.Mallion, K.Mazurek, W.Meczynski, D.Montanari, S.Myalski, O.Perru, D.Rudolph, G.Rusev, A.Saltarelli, R.Schwengner, J.Styczen, K.Turzo, J.J.Valiente-Dobon, O.Wieland, M.Zieblinski, “ *γ Factor Measurements on Relativistic Isomeric*

Beams Produced by Fragmentation and U-Fission: The g-Rising Project at GSI", Acta Phys.Pol. B38, 1237 (2007);

- [Wie05] O.Wieland, S.Barlini, V.L.Kravchuk, A.Bracco, F.Camera, F.Gramegna, A.Maj, G.Benzoni, N.Biasi, S.Brambilla, M.Brekiesz, M.Bruno, G.Casini, M.Chiari, E.Geraci, A.Giussani, M.Kmiecik, S.Leoni, A.Lanchais, P.Mastinu, B.Million, A.Moroni, A.Nannini, A.Ordine, G.Vannini, L.Vannucci, "The γ -decay of the GDR in highly excited Ce nuclei", J.Phys.(London) G31, S1973 (2005);
- [Wie07] O.Wieland, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, N.Biasi, F.C.L.Crespi, S.Leoni, B.Million, S.Barlini, V.L.Kravchuk, F.Gramegna, A.Lanchais, A.Maj, M.Kmiecik, G.Casini, M.Chiari, A.Nannini, M.Bruno, E.Geraci, "Damping Mechanism of the Giant Dipole Resonance in Hot Nuclei with $A = 130$ ", Acta Phys.Pol. B38, 1447 (2007);

C. Inne prace:

- [Adr05] P. Adrich, et al., Phys. Rev. Lett 95, 132501 (2005);
- [Akk11] S. Akkoyun et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A no. 0, (2011);
- [Alh93] Y. Alhassid, N. Whelan, Nucl. Phys. A565, 427 (1993);
- [Alk06] A.Al-Khatib, et al., Phys. Rev. C74, 014305 (2006);
- [Asa91] K. Asahi et al.; Phys. Rev. C43, 456 (1991);
- [Bal48] G.C. Baldwin, G.S. Klaiber, Phys. Rev. 73, 1156 (1948);
- [Baz02] D. Bazin et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A482, 307 (2002);
- [Baz04] D. Bazzacco, Nucl. Phys. A 746, 248 (2004);
- [BBB] P. F. Bortignon, A. Bracco, and R. Broglia, Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature. Amsterdam: Harwood Academic Publishers, 1998;
- [Bec92] F.A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. 28, 443(1992);
- [Ben02] G. Benzoni et al., Phys. Lett. B540, 199 (2002);
- [Ber75] B.L. Berman, S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975);
- [Ber86] C.A. Bertulani, G. Baur, Nucl. Phys. A 458, 725 (1986);
- [Bin03] M. Bini et al., Nucl. Inst. and Meth. A515,497 (2003);
- [Bra89] A. Bracco, et al., Phys. Rev. Lett. 62, 2080 (1989);
- [Bre06] M.Brekiesz, Praca doktorska, IFJ PAN 2006;
- [Bri55] D.M. Brink, Ph. D. Thesis, Oxford Univ., (1955) nieopublikowane;
- [Bro06] R. Broda, J. Phys.(London) G32, R151 (2006);
- [Cha08] R.J. Charity, GEMINI: a code to simulate the decay of compound nucleus by a series of binary decays, p. 139, Trieste, Italy, 2008, IAEA;
- [Cha12] D.R. Chakrabarty et al., Phys. Rev C85, 044619 (2012);
- [Cho84] R.K. Choudhury, P.L. Gonthier, K. Hagel, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz, L. Adler, S. Simon, S. Kniffen, G. Berkowitz, Phys. Lett. B143, 74 (1984);
- [Cug87] J.Cugnon, Nucl. Phys. A462, 751 (1987);
- [Cug97] J.Cugnon, C.Volant, S.Vuillier, Nucl. Phys. A625, 729 (1997);
- [Dan98] N. Dinh Dang and A. Arima, Phys. Rev. Lett. 80, 4145 (1998);
N. Dinh Dang and A. Arima, Nucl. Phys. A636, 427 (1998);
- [Dan11] N. Dinh Dang, Phys. Rev C84, 034309 (2011);
- [Dan12] N. Dinh Dang, Phys. Rev C85, 064323 (2012);
- [Dan13] N. Dinh Dang, informacja prywatna;
- [Dec84] D.J. Decman et al., Nucl. Phys. A419, 163 (1984);
- [Dub05] N. Dubray, J. Dudek, A. Maj, Acta Phys. Pol. B36, 1161 (2005);
- [Dud88] J. Dudek, T. Werner and L. L. Riedinger, Phys. Lett. B211, 252 (1988);
- [Dud04] J. Dudek, K. Pomorski, N.Schunck, N. Dubray, Eur. Phys. J. A20, 15 (2004);
- [Dud05] J. Dudek, N. Schunck, N. Dubray, Acta Phys. Pol. B36, 975 (2005);
- [End04] J. Enders et al., Nucl. Phys. A741, 3 (2004);

- [End09] J. Endres et al., Phys. Rev. C80, 034302 (2009);
- [End10] J. Endres et al., Phys. Rev. Lett. 105, 212503 (2010);
- [End92] G. Enders et al., PRL 69, 249 (1992);
- [For89] B. Fornal et al., Phys. Rev. C40, 664 (1989);
- [Fos96] D.R. LaFosse et al., Phys. Rev. C54, 1585 (1996);
D.R. LaFosse et al., Phys. Rev. Lett. 74, 5186 (1995);
- [Gaa92] J.J. Gaardhøje, Nuclear Structure at High Excitation Energy Studied with Giant Resonances, Univ. of Copenhagen, 1992; Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 42, 483 (1992);
- [Gal93] A. Galindo-Uribarri et al., Phys. Rev. Lett. 71, 231 (1993);
- [Gai91] J.-J. Gaimard, K.H. Schmidt, Nucl. Phys. A531, 709 (1991);
- [Gei92] H. Geissel et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B70, 286 (1992);
- [Geo02] G. Georgiev et al., J. Phys. G 28, 2993 (2002);
- [Gla98] T. Glasmacher, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 48, 1 (1998);
- [Gol85] G. Goldring, M. Hass, Treatise on Heavy Ion Science, edited by D. Allan Bromley, Vol. 3 (Plenum, New York, 1985) p. 539;
- [Gra97] F. Gramegna et al., Nucl. Inst. and Meth. 389,474 (1997);
- [Gre07] J. Grębosz, Comput. Phys. Commun. 176, 251 (2007);
- [Har01] M. N. Harakeh and A. van der Woude, Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation. Oxford University Press, USA, 2001;
- [Hart00] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, Phys. Rev. Lett. 85, 274 (2000);
- [Hau52] W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 366 (1952);
- [Her03] B. Herskind et al., Acta Phys. Pol. B34, 2467 (2003);
- [Her04] B. Herskind et al., AIP Conf. Proc. 701, 303 (2004);
- [Her87] B. Herskind et al., Phys. Rev. Lett. 59, 2416 (1987);
- [Hil53] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953);
- [Hof06] R. D. Hoffman et al., "Modeled Neutron and Charged-Particle Induced Nuclear Reaction Cross Sections for Radiochemistry in the Region of Yttrium, Zirconium, Niobium, and Molybdenum", Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-TR-222275, 2006;
- [ICA] P. Papka, Ph. D. Thesis, Strasbourg Univ., (2003) nieopublikowane;
M. Rousseau, Ph. D. Thesis, Strasbourg Univ., (2001) nieopublikowane;
T. Bellot, Ph. D. Thesis, Strasbourg Univ., (1997) nieopublikowane;
G. Béliet, Ph. D. Thesis, Strasbourg Univ., (1994) nieopublikowane;
P. Papka et al., Acta Phys. Pol. B34, 2343 (2003);
- [Ion07] M. Ionescu-Bujor et al., Phys. Lett. B650, 141 (2007);
- [Kel99] M.P. Kelly, K.A. Snover, J.P.S. van Schagen, Phys. Rev. Lett. 82, 3404 (1999);
- [Kic92] M. Kicińska-Habior et al., Phys. Rev. C45, 569 (1992);
- [Kic93] M. Kicińska-Habior et al., Phys. Lett. B308, 225 (1993);
- [Kic96] M. Kicińska-Habior, A. Maj, Z. Sujkowski, Acta Phys. Pol. B27, 285 (1996);
- [Kli07] A. Klimkiewicz et al., Phys. Rev. C 76, 051603 (2007);
- [Kor03] W. Korten and S. Lunardi, Editors, Achievements with the Euroball Spectrometer, Scientific and Technical Activity Report 1997-2003 (2003);
- [Kra10] V.L. Kravchuk, S. Barlini, O.V. Fotina, Eur. Phys. J. Web of Conference 2, 10006 (2010);
- [Kus98] D.Kusnezov et al., Phys. Rev. Lett. 81, 542 (1998);
- [Lach03] M. Lach et al., Eur. Phys. J. A16, 309 (2003);
- [Lan11] E. G. Lanza, A. Vitturi, M. V. Andrés, F. Catara, and D. Gambacurta, Phys. Rev. C 84, 064602, (2011);
- [Leo05_1] S. Leoni et al., Phys. Rev. C 72, 034307 (2005);
- [Leo05_2] S. Leoni et al., Acta Phys. Pol. B36, 1121 (2005);
- [Lie11] R.M. Lieder et al., Eur. Phys. J. A47, 115 (2011);

-
- [Maj09] A. Maj et al., *Acta Phys. Pol.* B40, 565 (2009);
- [Maj94] A. Maj et al., *Nucl. Phys.* A571, 185 (1994);
- [Maj99] A. Maj et al., *Nucl. Phys.* A649, 135c (1999);
- [Maz07] K. Mazurek, M. Kmiecik, A. Maj, J. Dudek and N. Schunck, *Acta Phys. Pol.* B38, 1455 (2007);
- [MK2001] M. Kmiecik, *Praca doktorska*, IFJ 2001;
- [Muk12] S. Mukhopadhyay et al., *Phys. Lett.* B709, 9 (2012);
- [Mun92] G. Munzenberg, *Nucl. Instr. and Meth.* B70, 265 (1992);
- [Nee82] K. Neergård, *Phys. Lett.* B110, 7 (1982);
- [New81] J.O. Newton, B. Herskind et al., *Phys. Rev. Lett.* 46, 1383 (1981);
- [Ney07] G. Neyens et al., *Acta Phys. Pol.* B38, 1237 (2007);
- [Nic_PhD] R. Nicolini, *praca doktorska*, Uniwersytet w Mediolanie, 2011;
- [Orm97] W.E. Ormand, P.F. Bortignon, R.A. Broglia, *Nucl. Phys.* A618, 20 (1997);
- [Paa07] N. Paar et al., *Rep. Prog. Phys.* 70, 691 (2007);
- [Paa09] N. Paar et al., *Phys. Rev. Lett.* 103, 032502 (2009);
- [Pan10] D. Pandit et al., *Phys. Rev.* C81, 061302 (2010);
- [Pom03] K. Pomorski, J. Dudek, *Phys. Rev.* C 67, 044316 (2003);
- [Pom03] K. Pomorski, J. Dudek, *Phys. Rev.* C 67, 044316 (2003);
- [Puh77] F. Puhlhofer, *Nucl. Phys.* A280, 2 (1977);
- [Rad87] D. C. Radford et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A 258, 111 (1987);
- [Rat03] S. K. Rathi et al., *Phys. Rev.* C67, 024603 (2003);
- [Rich04] A. Richter et al., *Nucl. Phys.* A731, 59 (2004);
- [Rye02] N. Ryezayeva et al., *Phys. Rev. Lett.* 89, 27 (2002);
- [Sav06] D. Savran et al., *Phys. Rev. Lett.* 97, 172502 (2006);
- [Sav08] D. Savran et al., *Phys. Rev. Lett.* 100, 232501 (2008);
- [Sch98] C. Scheidenberger et al., *Nucl. Instr. and Meth.* B142, 444 (1998);
- [Sim97] J. Simpson, *Z. Phys.* A358, 139 (1997);
- [Sno86] K.A. Snover, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 36, 545 (1986);
- [Twi86] P.J. Twin et al. *Phys Rev Lett.* 57, 8121 (1986);
- [Wil97] J.N. Wilson et al., *Phys. Rev.* C56, 2502 (1997);
- [Wol04] H.J. Wollersheim et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A 537, 637 (2005);
- [Vre01] D. Vretnar et al. *NPA* 692, 496 (2001);
- [Yam] T. Yamazaki, *Nucl. Data* A3, 1 (1967);
- [Zha00] C.T. Zhang, et al., *Phys. Rev. C* 62 057305 (2000).

Wydano nakładem Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
Kraków 2013

Recenzent: prof. dr hab. Adam Maj (IFJ PAN)

ISBN 978-83-934248-5-6

