*Uniwersytet Warszawski*
*Wydział Fizyki*
*Zakład Fizyki Jądra Atomowego*

# Poszukiwanie przejść $\gamma$ odpowiedzialnych za rozpad pasm superzdeformowanych w jądrach z obszaru $A \cong 150$

Zuzanna Marcinkowska

*Praca magisterska*
*wykonana pod kierunkiem*
*dr hab. Teresy Rzącej-Urban*

**Warszawa 1998**

Pragnę serdecznie podziękować
Pani dr hab. Teresie Rzącej-Urban za wszechstronną opiekę,
pomoc i cenne wskazówki.

I would like to thank Prof. R.M. Lieder
for very enjoyable collaboration.

Chcę również podziękować Panu Michałowi Augsburgowi
za pomoc w żmudnym procesie kalibracji detektorów.

**Streszczenie**

W prezentowanej pracy zajmowano się poszukiwaniem przejść $\gamma$ odpowiedzialnych za rozpad pasm superzdeformowanych w jądrach $^{144}Gd$ i $^{143}Eu$. W tym celu analizowane były dane zebrane podczas eksperymentu przeprowadzonego w listopadzie 1997 roku w Legnaro we Włoszech. Do rejestracji promieniowania $\gamma$ wykorzystano najwyższej klasy układ spektrometrów antykomptonowskich Euroball. W celu wyprodukowania jak największej liczby jąder $^{144}Gd$ w stanach wzbudzonych o bardzo wysokim spinie, przeprowadzono reakcję $^{48}Ti +^{100} Mo$, przy energii wiązki równej 215 MeV. Zaobserwowano nowe przejście $\gamma$ pochodzące z rozpadu stanu rotacyjnego pasma superzdeformowanego jądra $^{144}Gd$, uważanego do tej pory za najniższy, zaproponowano pięć przejść łączących pasmo superzdeformowane jądra $^{144}Gd$ ze stanami o niższej deformacji, oraz przejście łączące w jądrze $^{143}Eu$.

# Spis rzeczy

# 1 Wstęp

Dzięki gwałtownemu rozwojowi techniki, jaki nastąpił w ostatnich kilkunastu latach, współczesna fizyka jądrowa (jak i wiele innych dziedzin fizyki) jest w stanie zajmować się zjawiskami, które do niedawna istniały tylko w przewidywaniach teoretyków. Stąd też nowoczesna spektroskopia jądrowa może badać własności jąder atomowych w stanach bardzo egzotycznych. Chodzić tu może zarówno o stany o bardzo wysokiej energii wzbudzeń jak i wysokiej wartości momentu pędu, jakie posiada jądro atomowe.

Już w 1974 roku teoretycy Cohen, Plasil i Świątecki [1] opisali zachowanie się i kształt jądra atomowego w warunkach bardzo szybkiego obrotu. Ich obliczenia przewidywały możliwość wystąpienia silnie wydłużonych kształtów, przypominających kształt elipsoidy obrotowej o stosunkach półosi 2 : 1. Jądro atomowe o takim kształcie nosi nazwę jądra superzdeformowanego (w skrócie SD).

Na eksperymentalne potwierdzenie tej teorii fizycy musieli czekać przeszło 10 lat. Dopiero bowiem w 1986 roku grupa z Daresbury, Uniwersytetu w Liverpool i Instytutu Nielsa Bohra w Kopenhadze [2] przeprowadziła eksperyment, którego wyniki potwierdziły przewidywania teoretyków . Znaleziono dowody na istnienie pasma superzdeformowanego w jądrze $^{152}Dy$. Było to możliwe dzięki zastosowaniu w eksperymencie układu 12 spektrometrów antykomptonowskich, co dało możliwość rejestracji rzadkich efektów.

Superdeformacja jest bowiem zjawiskiem egzotycznym. Aby doprowadzić jądro do tak silnie zdeformowanego kształtu, należy je rozkręcić (metodą zderzania ciężkich jonów), do wartości momentu pędu rzędu $60\hbar$. Dla porównania, jądro w takim stanie wzbudzonym wiruje z częstością obrotową rzędu $10^{19}$ obrotów na sekundę, co oznacza, ze w ciągu jednej sekundy wykonuje ono więcej obrotów niż Ziemia od początku swego istnienia. Dużym problemem jest jednak fakt, że tego rodzaju wzbudzeniom kolektywnym ulega zaledwie 1% (w najlepszych przypadkach) wszystkich wzbudzonych jąder, powstałych w reakcji. Pozostałe produkty, a składają się na nie również i inne jądra wyprodukowane podczas zderzenia, dają wkład do nieinteresującego nas tła. Dlatego też niezbędnym do znalezienia dowodów na istnienie kształtów superzdeformowanych w jądrach atomowych, okazało się użycie układów wielodetektorowych. Dzięki nim udało się "oczyścić" widmo na tyle, że można było zaobserwować tak egzotyczne zjawisko. Rozpoznaje się je po tym, że w widmie kwantów $\gamma$ emitowanych z superzdeformowanego jądra atomowego występuje charakterystyczne pasmo przejść elektromagnetycznych typu $E2$, łączących stany rotacyjne. Odległości między kolejnymi poziomami pasma rosną wraz ze wzrostem energii wzbudzenia o stałą wartość energii (rzędu kilkudziesięciu keV). Należy zauważyć, że zachowanie to odpowiada opisowi kwantowemu stanów energetycznych rotora sztywnego.

W koincydencji z pasmem SD obserwuje się linie dyskretne, odpowiedzialne za rozpad nisko leżących, dobrze znanych stanów w danym jądrze. Oznacza to, że jądro wytraca swą prędkość obrotową emitując fotony tworzące pasmo SD, po czym "rozpada się" dalej wg znanego schematu opisującego niższe wzbudzenia tego jądra. Celem tej pracy było poszukiwanie przejść gamma łączących pasma SD z nisko leżącymi poziomami dla jądra $^{144}Gd$ i $^{143}Eu$.

Eksperyment, którego analizę przedstawiłam w tej pracy, został przeprowadzony w listopadzie 1997 roku w INFN w Legnaro, gdzie do pomiaru kwantów $\gamma$ użyto układu wielodetektorowego Euroball.

# 2 Superdeformacja jąder atomowych

Do opisu własności jądra atomowego stosuje się różne modele, w zależności od rodzaju właściwości, jakie ma on opisać. Najprostszym jest model kroplowy.

## 2.1 Model kroplowy

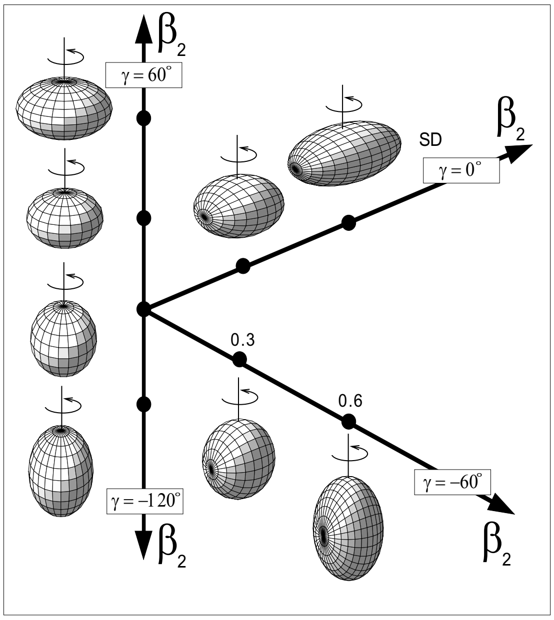
Model ten opisuje wielkości makroskopowe jądra, takie jak gęstość, masa, energia wiązania jądra. Zaproponowany przez C. F. Weitzsäckera [3], traktuje on jądro atomowe jako kroplę cieczy (pełna analogia nukleonów do ciasno upakowanych cząsteczek cieczy, oddziałujących między sobą siłami krótkozasięgowymi), która może ulegać deformacjom, drganiom i rotacjom. W modelu tym uwzględnione zostały obie poprawki. pierwsza związana z oddziaływaniem kulombowskim między protonami, to tzw. człon asymetryczny, zależny od stosunku liczby protonów do neutronów w jądrze. Druga to człon wynikający z faktu iż jądro parzysto-parzyste jest bardziej stabilne od jądra parzysto-nieparzystego czy nieparzysto-nieparzystego.

Ze względu na fakt istnienia jąder zdeformowanych w stanie podstawowym należałoby uwzględnić w modelu zależność energii wiązania od kształtu jądra. Deformacja jądra może mieć szczególnie istotny wpływ na człony odpowiadające za oddziaływanie kulombowskie oraz energię powierzchniową, ponieważ właśnie one "konkurują" ze sobą (człon powierzchniowy rośnie wraz ze wzrostem deformacji, a człon kulombowski maleje). Często spotykaną postacią równania powierzchni jądra w funkcji parametrów deformacji jest formuła:

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \tag{1}$$

gdzie:
$R_0$ - promień jądra kulistego,
$Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ - harmonika sferyczna o multipolowości $\lambda\mu$,
$\beta_{\lambda\mu}$ - parametr deformacji jądra.

Wprowadzony do (1) parametr deformacji $\beta$ jest miarą niesferyczności jądra (w dalszej części pracy omawiane będą tzw. deformacje kwadrupolowe, czyli te, dla których $\lambda = 2$). Odstępstwa od symetrii osiowej opisuje parametr deformacji $\gamma$. Na Rysunku 1 przedstawiony został rozwój kształtu jądra w zależności od wartości parametrów deformacji $\beta_2$ i $\gamma$.




Rysunek 1: Parametryzacja kształtu jądra atomowego (wg. konwencji wprowadzonej przez fizyków z Lund). Parametr trójosiowości $\gamma$ wzrasta od -120 stopni na dole rysunku do 60 stopni na górze rysunku (przeciwnie do ruchu wskazówek zegara). Strzałki wskazują kierunek rotacji jądra atomowego [4].

## 2.2 Model powłokowy

Model ten traktuje jądro atomowe jako układ kwantowy protonów i neutronów. Ponieważ nie umiemy rozwiązywać zagadnienia kwantowego układu wielu ciał, stosuje się metody przybliżone, których istotą jest założenie, że niezależne nukleony poruszają się w pewnym polu potencjalnym. W pierwszym przybliżeniu stosuje się potencjał sferycznie symetryczny, różny od zera tylko w niewielkim obszarze, bliskim rozmiarom jądra. Jest to tzw. potencjał jednocząstkowy, który zakłada, że jądro składa się z rdzenia oraz jednego nukleonu (lub dziury nukleonowej), który porusza się w potencjale pochodzącym od rdzenia jądra. "Dobrze dobrany" potencjał, po wstawieniu do równania Schrödingera, powinien dać w rozwiązaniu poprawne wartości energii dla konkretnych poziomów, zgadzające się z wartościami energii obserwowanymi w doświadczeniu. Dlatego też należy zastanowić się nad kształtem studni potencjału i dobrać go tak, aby jak najlepiej odzwierciedlał rzeczywistość. Okazuje się, że jądra o tzw. magicznych liczbach neutronów lub protonów wykazują większą stabilność niż pozostałe jądra. Liczbami tymi są: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Jednym z prostszych potencjałów, którym można się posłużyć do zbadania jednocząstkowego widma jądra atomowego, jest potencjał anizotropowego oscylatora harmonicznego. Założenie o anizotropowości umożliwi uwzględnienie deformacji jądra, dzięki czemu będzie możliwe wyznaczenie zależności energii poziomów jednocząstkowych od parametrów deformacji (tu osiowo symetrycznej). Kształt tego potencjału można zapisać w postaci:

$$V(x,y,z) = \frac{M}{2}[\omega_\perp^2(x^2+y^2)+\omega_z^2 z^2] \qquad (2)$$

gdzie:

$M$ - masa jądra,

$\omega_z$, $\omega_\perp$ - częstości oscylacji, odpowiednio w kierunku $z$ i do niego prostopadłym.

Jeżeli parametr deformacji jądra zostanie wyrażony przez:

$$\delta = (\omega_\perp - \omega_z)/\omega_o \qquad (3)$$

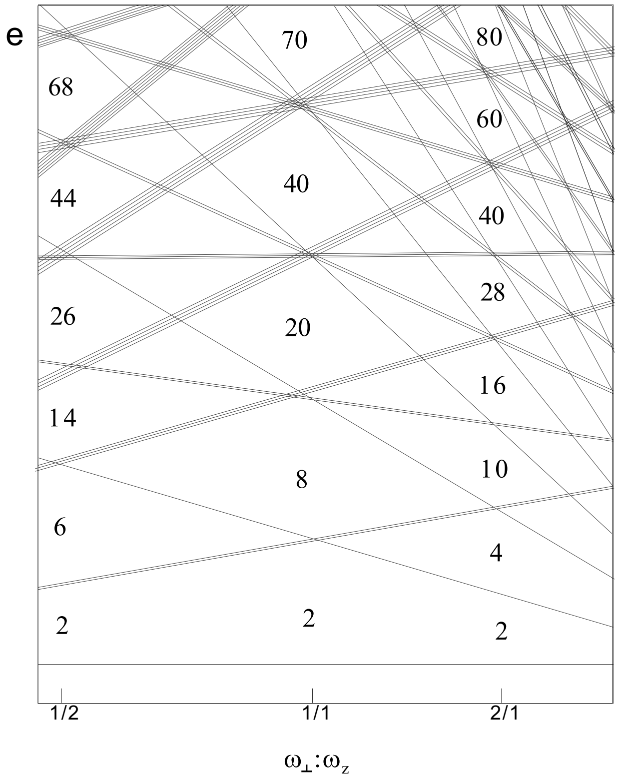
gdzie:

$$\omega_o = (2\omega_\perp + \omega_z)/3 \qquad (4)$$

to rozwiązaniem równania Schrödingera dla tego problemu będzie następująca zależność energii poziomów jednocząstkowych:

$$e_\nu = \hbar\omega_o[(n_\perp + n_z + 3/2) - 1/3\delta(2n_z - n_\perp)] \qquad (5)$$

Kwantowe stany jednocząstkowe, określone dwoma liczbami kwantowymi $n_\perp$ i $n_z$, są zdegenerowane $2(n_\perp + 1)$ krotnie. Na Rysunku 2 [5], gdzie przedstawiona została zależność energii poziomów jednocząstkowych w oscylatorze harmonicznym od ilorazu dwóch częstości oscylacji $\omega_\perp$ i $\omega_z$, widać wyraźne przerwy między poziomami (za którymi idzie w parze stabilność jądra), związane z kolejnymi liczbami magicznymi. Jak widać dla kształtu kulistego potencjał oscylatora nie opisuje poprawnie struktury jądra, bowiem tylko trzy pierwsze liczby magiczne są zgodne z doświadczeniem.




Rysunek 2: Energetyczne poziomy jednocząstkowe nukleonów w potencjale zdeformowanego, osiowo symetrycznego oscylatora harmonicznego. Rysunek zaczerpnięty z [5].

Odbiegając na chwilę od błędnych wartości liczb magicznych, wynikających z niedoskonałości dobranego potencjału, należy zwrócić uwagę na fakt istnienia kilku wartości parametru deformacji, dla których również występują wyraźne odstępy między poziomami energetycznymi. Oznacza to istnienie innych ciągów liczb magicznych i tłumaczy dlaczego niektóre stabilne jądra w stanie podstawowym mogą charakteryzować się zdeformowanym kształtem.

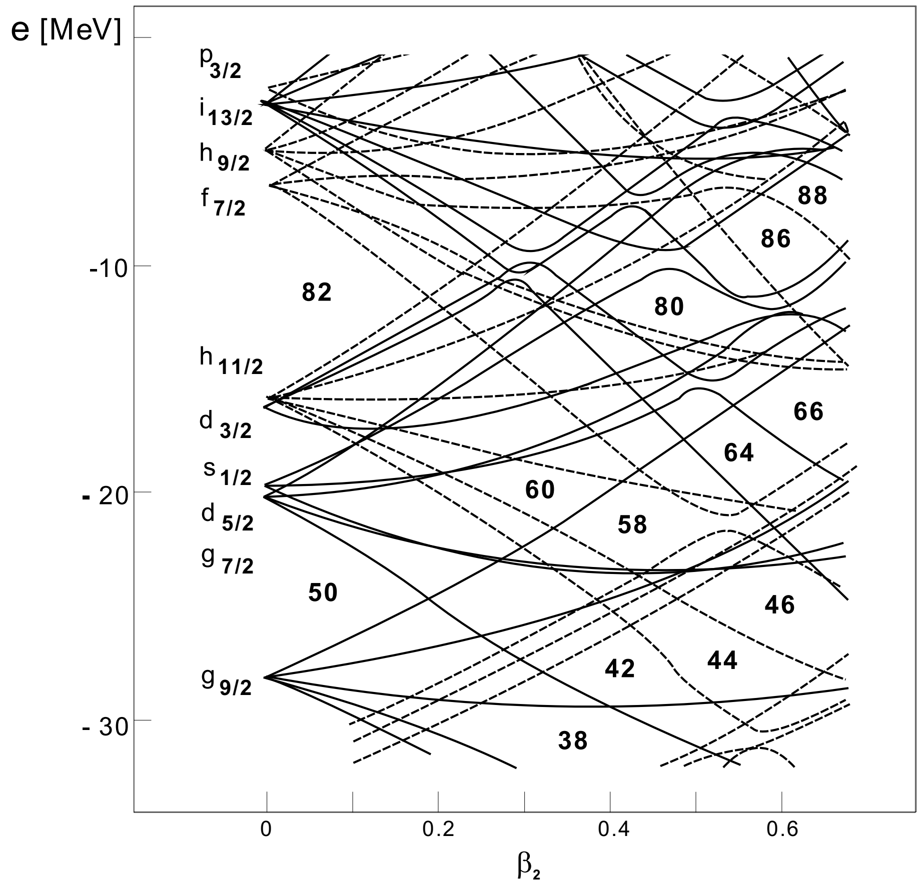
Aby uzyskać poprawne liczby magiczne, należy uwzględnić w potencjale oddziaływanie spin-orbita oraz poprawić jego kształt "wypłaszczając" dno. Stąd też potrzeba użycia potencjału Saxona-Woodsa [6] i dodania członu spin-orbita.

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} + V_{ls}(r)(\vec{l}\vec{s}) \tag{6}$$

gdzie
$R$ - promień jądra,
$a$ - parametr rozmycia powierzchni jądra,
$\vec{l}$ - orbitalny moment pędu jądra,
$\vec{s}$ - spin jądra.

Po wprowadzeniu do obliczeń nowego, bardziej realistycznego potencjału (6), niejednorodności struktury widm jednocząstkowych (zagęszczenia oraz rozrzedzenia poziomów) nie są tak wyraźne, jak w przypadku oscylatora harmonicznego. Zostało to przedstawione na Rysunku 3 [5].

Zależność energii jądra od parametrów opisujących jego kształt ($\beta_2$ i $\gamma$) przedstawia się zwykle jako powierzchnię energetyczną. Model kroplowy opisuje jej kształt jako wolnozmienną, gładką funkcję parametrów deformacji i częstości obrotu. Na tę gładką powierzchnię dodatkowo nakładają się fluktuacje, wynikające z kwantowej struktury jądra atomowego, zwane zwykle poprawkami powłokowymi [7]. Są one znacznie mniejsze od energii wyznaczonej z modelu kroplowego, jednak w sposób istotny wpływają na własności jąder (mogą generować w powierzchni energetycznej lokalne minima i maksima). Znak i wielkość poprawki powłokowej związane są silnie ze strukturą widma poziomów jednocząstkowych w jądrze. W stanach, w których poziomy grupują się w wyraźne powłoki, poprawki są duże i ujemne, natomiast dodatnie są wtedy, gdy powłoka jest wypełniona w połowie. Poprawki te mogą generować zauważalne lokalne minima w energii potencjalnej.




Rysunek 3: Jednocząstkowe poziomy energetyczne dla neutronów w zdeformowanym potencjale Woodsa-Saxona w funkcji deformacji kwadrupolowej. Linie ciągłe oznaczają poziomy o parzystości dodatniej, a linie przerywane o ujemnej. Rysunek zaczerpnięty z [5]. Jak widać dla parametru deformacji kwadrupolowej równego ok. 0.6 (a jest to już kształt "superzdeformowany") należy się spodziewać stabilnego jądra o magicznej liczbie 86 neutronów.

## 2.3 Pasma superzdeformowane

Czy rzeczywiście, przewidywane przez teoretyczne obliczenia, jądra o znacznej deformacji występują w przyrodzie? Okazuje się, że tak. Wiele izotopów z obszaru aktynowców posiada tzw. izomery kształtu, czyli takie stany kwantowe, które charakteryzują się wielką deformacją (mają kształt elipsoidy obrotowej o stosunkach półosi 2:1). Występowanie tak silnej deformacji stanów jądrowych o niskim spinie jest możliwe tylko w przypadku jąder dość ciężkich, jakimi są aktynowce. Właśnie tutaj wkład od energii kulombowskiej jest na tyle duży, że wraz z poprawką powłokową generuje drugie minimum energii potencjalnej przy niezerowym parametrze deformacji .

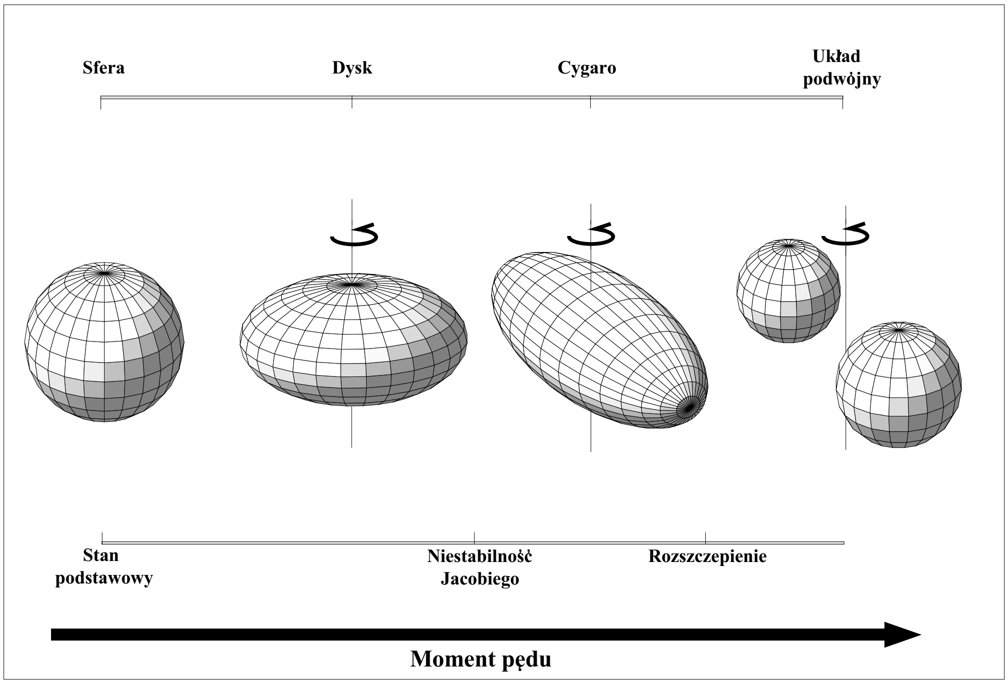
W przypadku jąder lżejszych kulombowska część energii wiązania jest zbyt mała, żeby móc zrównoważyć "napięcie powierzchniowe" jądra, przeciwdziałające jakiejkolwiek deformacji i utrzymujące sferyczny kształt jądra. Tak więc stany o niskim spinie, charakteryzujące się dużą deformacją, a co za tym idzie, dużym momentem bezwładności, w jądrach lekkich nie występują. Można się ich natomiast spodziewać w obszarach o wysokim momencie pędu. Należy jednak pamiętać, że w przypadku szybko wirujących jąder zaczyna mieć znaczenie siła Coriolisa oddziałująca na nukleony w jądrze, która podobnie do napięcia powierzchniowego, próbuje przeciwdziałać procesowi deformacji jądra.

Jeżeliby potraktować jądro atomowe, charakteryzujące się dużą wartością momentu pędu, jako obracającą się kroplę cieczy [1], to jego całkowita energia wyrazi się formułą:

$$E_{RLD}(\hat{\beta}, I) = E_{LD}(\hat{\beta}) + \frac{I(I+1)}{2J(\hat{\beta})} \tag{7}$$

gdzie:
$E_{LD}$ - energia kroplowa,
$J$ - moment bezwładności jądra,
$I$ - całkowity moment pędu,
$\hat{\beta}$ - zbiór parametrów deformacji.

Drugi człon wzoru (7), wyrażający energię rotacyjną jądra maleje wraz ze wzrostem momentu bezwładności, czyli wraz ze wzrostem deformacji. Oznacza to, że korzystniejsze energetycznie z punktu widzenia jądra jest przyjęcie kształtu zdeformowanego, niż zachowanie kształtu kulistego. Rysunek 4 przedstawia zachowanie się kropli cieczy wraz ze wzrostem momentu pędu. Początkowo (dla $I = 0$) przyjmuje ona kształt sferyczny, aby stopniowo ulegać spłaszczeniu (dysk) na skutek działania siły odśrodkowej, po czym gwałtownie przejść do kształtów silnie wydłużonych (cygaro). Dla takiego kształtu, przy stosunku osi elipsoidy obrotowej (jaką w tej chwili jest jądro), równemu 2:1, można mówić o superdeformacji. Przy dalszym rozkręcaniu jądra formuje się przewężenie, zwane szyjką, po czym następuje rozszczepienie na dwa fragmenty. Zmiana kształtu ze spłaszczonego dysku, na wydłużone cygaro nosi nazwę niestabilności Jacobiego.




Rysunek 4: Schematycznie przedstawiony rozwój kształtu obracającej się kropli cieczy w zależności od jej momentu pędu.

Do tej pory rozważania na temat zachowania się jądra w warunkach szybkiego obrotu oparte były na podejściu "makroskopowym", czyli modelu kroplowym. Stąd też niemożność opisania efektów związanych z kwantową strukturą jądra. Dlatego też, aby uwzględnić ruch pojedynczych nukleonów należy wziąć pod uwagę efekty powłokowe. Zjawisko to dobrze opisuje model wymuszonego obrotu [8].

Podstawowym założeniem modelu wymuszonego obrotu jest to, że potencjał jednocząstkowy jest obracany w czasie, tak, że zachowuje swój kształt. Ponieważ kształt potencjału zachowany jest w czasie, to można napisać, że :

$$UH(t)U^{-1} = H(0) \tag{8}$$

gdzie:
$H(t)$ - hamiltonian układu w chwili $t$,
$H(0)$ - hamiltonian układu dla $t = 0$,
$U$ - unitarny operator obrotu,

$$U = e^{i\vec{\omega}\vec{l}t} \tag{9}$$

gdzie:
$\vec{\omega}$ - prędkość kątowa obrotu jądra,
$\vec{l}$ - moment pędu obracającego się jądra,
$t$ - czas.
Kształt operatora obrotu wynika z założenia, że wektor prędkości kątowej $\vec{\omega}$ jest równoległy do wektora momentu pędu jądra $\vec{l}$.

Wstawiając (8) do równania Schrödingera i korzystając z tego, że $H(0)$ oraz funkcje falowe układu przy $t = 0$ nie zależą od czasu, otrzymuje się:

$$H(0) - \vec{\omega}\vec{l} = H^{\omega}. \tag{10}$$

Dla dużych wartości momentu pędu $\vec{l}$ wkład do całkowitego momentu pędu jądra pochodzący od spinów nukleonów jest zaniedbywalny. Dlatego też wzór (10) przyjmuje postać:

$$H^{\omega} = H - \omega I_x \tag{11}$$

gdzie $I_x$ jest rzutem całkowitego spinu jądra na oś obrotu. Stąd też:

$$E^{\omega} = E - \omega I_x \tag{12}$$

gdzie $E$ jest całkowitą energia jądra. Wzór (12) jest tzw. funkcją Routha (routhianem), która może być interpretowana jako energia w wewnętrznym, obracającym się układzie jądra, a jej drugi człon jest odpowiednikiem potencjału od sił Coriolisa i siły odśrodkowej.

Metoda poprawki powłokowej w przypadku jąder obracających się polega na wydzieleniu z 12 części gładkiej, przybliżeniu jej poprzez $E_{RLD}$ oraz poprzez oscylująca poprawkę powłokową [7].

W przypadku, gdy oś obrotu jądra jest równoległa do osi symetrii zdeformowanego jądra, obrót nie może zmienić żadnych kwantowych własności układu, ponieważ $[H, I_x] = 0$. Dlatego też moment pędu jądra jak i wszelkie jego zmiany mogą pochodzić jedynie od konfiguracji pojedynczych nukleonów. Ten typ rotacji nosi nazwę rotacji niekolektywnej. Natomiast gdy oś obrotu jądra jest prostopadła do osi symetrii, oprócz obecności efektów niekolektywnych, lwią część momentu pędu (w przypadku dużych spinów) stanowi wkład pochodzący od efektów kolektywnych. Wtedy to energia rotacyjna jest w przybliżeniu kwadratową funkcją momentu pędu. Widmo takiego jądra składa się z pasm rotacyjnych, których kolejne poziomy różnią się od "sąsiadów" o $2\hbar$. Jądro, przechodząc od wyższych stanów energetycznych do niższych, emituje kaskadę przejść elektromagnetycznych typu $E2$. Rodzaj tych przejść wynika z faktu iż elektryczny moment kwadrupolowy, charakteryzujący jądro zdeformowane, obracające się nie równolegle do osi symetrii jest niezerowy. Poszczególne energie stanów pasma wyrażają się prostym wzorem na poziomy energetyczne rotora sztywnego:

$$E_I = \hbar^2 I(I+1)/2J \tag{13}$$

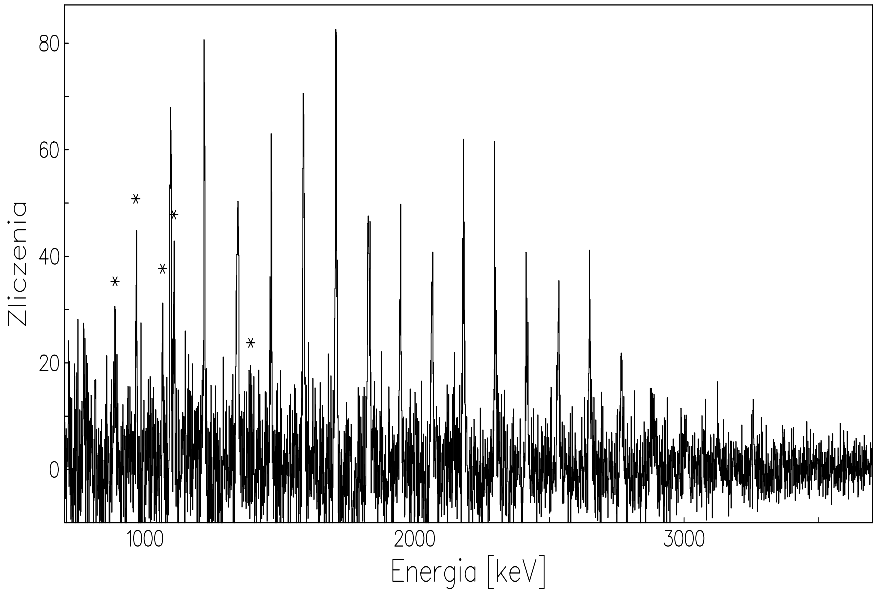
gdzie: $I$ - spin całkowity jądra, charakteryzujący dany poziom,

$J$ - moment bezwładności jądra.

Aby obliczyć różnicę energii między dwoma przejściami gamma, wyemitowanymi z dwóch sąsiednich poziomów rotacyjnych, należy posłużyć się wyrażeniem:

$$\Delta R_\gamma = (E_{I+2} - E_I) - (E_I - E_{I-2}) = 4\hbar^2/J. \tag{14}$$

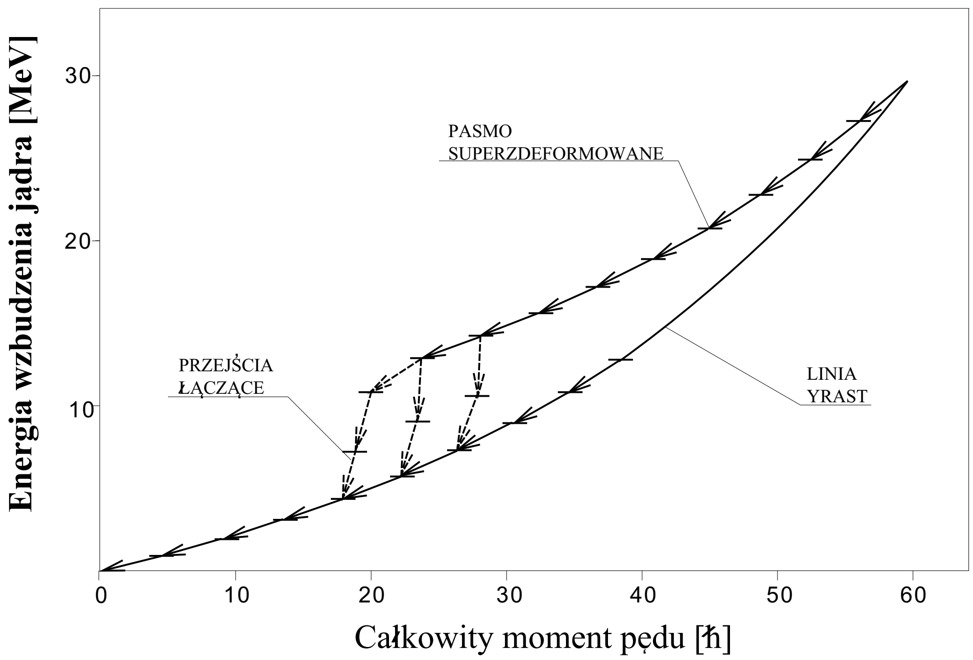
Jak widać różnica ich energii nie zależy od spinu jądra, a jedynie od jego momentu bezwładności. Oznacza to, że w widmie pochodzącym z rozpadu jądra superzdeformowanego, należałoby się spodziewać charakterystycznego "grzebienia" o równo oddalonych zębach. Przykładem może być widmo pasma SD w jądrze $^{143}Eu$, pokazane na Rysunku 5.




Rysunek 5: Pasmo superzdeformowane w jądrze $^{143}Eu$. Gwiazdkami oznaczone zostały linie dyskretne pochodzące od przejść między poziomami niskospinowymi tego jądra.

## 2.4 Przejścia $\gamma$ odpowiedzialne za rozpad pasm superzdeformowanych

W widmie kwantów $\gamma$ będących w koincydencji z liniami SD znajduje się również wiele innych linii dyskretnych danego jądra, pochodzących od przejść gamma między poziomami niskospinowymi (przykładem mogą być linie dyskretne oznaczone gwiazdkami na Rysunku 5). Oznacza to, że jądro superzdeformowane, będące oczywiście jądrem silnie wzbudzonym, przechodzi do stanów o niższej energii, emitując najpierw kaskadę gamm typu $E2$ tworzących pasmo SD, po czym rozpada się do niżej leżących poziomów, aż do stanu podstawowego. Schematycznie zostało to przedstawione na Rysunku 6.




Rysunek 6: Rozpad pasma SD do poziomów o niższym spinie.

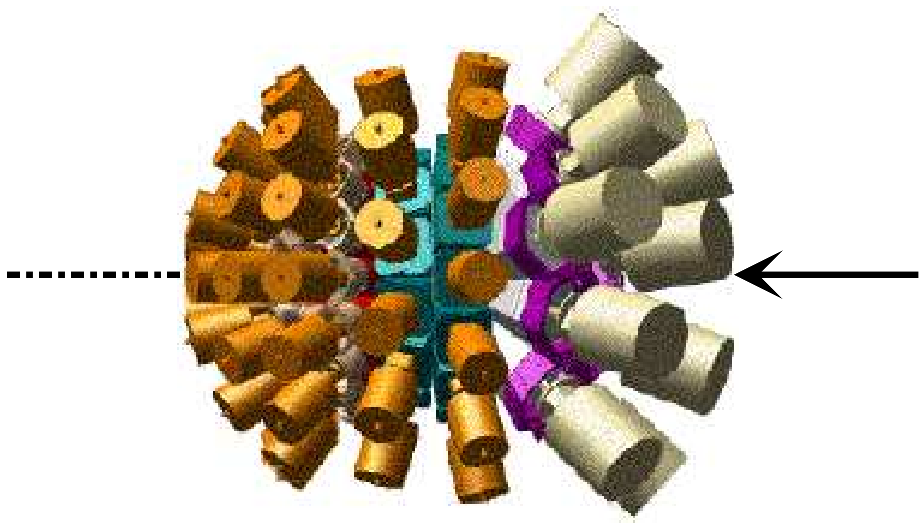
Do pełnej informacji o poziomach pasma SD potrzebna jest znajomość spinów, parzystości oraz energii tych stanów. Przewidywania teoretyczne mogą jedynie zasugerować obszar wartości spinów oraz energii tych stanów, w jakim powinny się one znaleźć. Dlatego też, do pełnego poznania tego zjawiska niezbędnym jest znalezienie przejść dyskretnych, łączących pasmo SD z poziomami niżej leżącymi. Dzięki temu możliwe będzie określenie bezwzględnej wartości energii poziomów w paśmie, jak i również wskazanie, na które ze stanów i w jakich proporcjach się ono rozpada. Następnym krokiem, jakiego należałoby się spodziewać, byłoby określenie typu i multipolowości tych przejść, co wiązałoby się z analizą ich rozkładów kątowych. Na razie jednak nie przeprowadza się tego typu analiz, a to ze względu na małą intensywność zjawiska. Do tej pory zaledwie w kilku przypadkach udało się zidentyfikować przejścia łączące pasmo SD z poziomami o niższym spinie ($^{194}Hg$ [9], $^{194}Pb$ [10], $^{193}Tl$ [11] ).

Aby rozpocząć poszukiwania przejść łączących, dobrze jest zastanowić się nad naturą tego zjawiska i przewidzieć kilka możliwości jego przebiegu. Rozpad ze stanów SD do poziomów niżej leżących następuje natychmiastowo.

Oznacza to, że przejścia łączące również pojawiają się w koincydencji z liniami SD. Gdyby pasmo SD rozpadało się poprzez jedną ścieżkę, to obserwowane byłyby wyraźne linie dyskretne, o podobnej intensywności do intensywności linii z pasma, składające się na tę ścieżkę rozpadu. Takich linii nie obserwuje się, oznacza to więc, że rozpad pasma SD ma bardziej złożony charakter. Możliwy jest rozpad z kilku najniższych poziomów superzdeformowanych (przemawia za tym fakt mniejszej intensywności najniższych przejść $\gamma$ w stosunku do następnych), co oczywiście komplikuje sprawę. Dodatkowo stan będący podstawą pasma ma najprawdopodobniej na tyle dużą energię, że poziomy jądrowe, poprzez które pasmo będzie się rozpadać, mogą być na tyle gęsto upakowane, że składać się będą na quasicontinuum (temat ten zostanie szerzej omówiony w rozdziale 4.6). W efekcie, w rejestrowanym widmie objawić się to może poprzez podniesienie tła na pewnym obszarze energii. Oszacowano, że dla jądra $^{192}Hg$ średnia liczba przejść, poprzez które następuje rozpad pasma SD, wynosi $3.2 \pm 0.6$ przejścia [12]. Obliczenia statystyczne mówią, że zaledwie 5% tych rozpadów stanowi rozpad jednostopniowy, bezpośredni z poziomu SD na dobrze znane poziomy o niższej deformacji [13]. Przy zaledwie 1% -owym udziale wzbudzeń prowadzących do superdeformacji pośród wszystkich wzbudzeń, znalezienie 5% -owego efektu (co daje 0.05% wszystkich wzbudzeń danego jądra) jest niezmiernie trudne.

# 3 Układ eksperymentalny

Analiza tak rzadkiego efektu, jakim jest rozpad pasma SD, jest oparta na identyfikacji przejść elektromagnetycznych o bardzo niskiej intensywności. Dlatego też w eksperymencie, którego celem było znalezienie przejść odpowiedzialnych za rozpad pasma superzdeformowanego, posłużono się spektrometrem o dużej wydajności i wysokiej zdolności rozdzielczej. Efekt ten uzyskano stosując detektory o dużej objętości (duże rozmiary kryształów), wykonane z Ge, co z kolei gwarantowało ich wysoką, energetyczną zdolność rozdzielczą. Duża liczba detektorów, składających się na całość spektrometru, otworzyła możliwość przeprowadzania analiz opartych na koincydencjach wielokrotnych, dzięki czemu można było jednoznacznie wybrać interesujący kanał reakcji. Dodatkowym elementem, poprawiającym znacznie jakość rejestrowanych widm, było zastosowanie osłon antykomptonowskich, otaczających poszczególne detektory. Szczegóły wykorzystania osłony antykomptonowskiej zostaną przedstawione później.



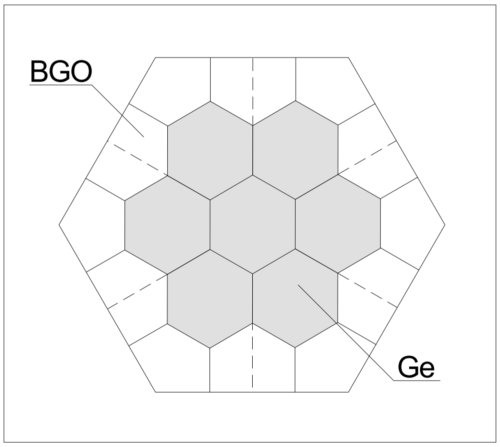
Rysunek 7: Układ detekcyjny Euroball. Kierunek i oś wiązki zostały zaznaczone strzałką.

## 3.1 Układ pomiarowy Euroball

Układ spektrometryczny Euroball, przeznaczony do rejestracji promieniowania gamma, to najnowocześniejszy obecnie układ wielodetektorowy w swojej klasie. Zbudowany jest z 239 detektorów germanowych, które składają się na 15 detektorów typu Cluster, umiejscowionych w tylnej części czaszy układu w stosunku do kierunku padania wiązki, 26 detektorów typu Clover, usytuowanych na dwóch okręgach leżących w płaszczyznach bliskich płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki oraz 30 pojedynczych detektorów, wypełniających przednią część układu. Każdy z wyżej wymienionych detektorów otoczony jest antykomptonowską osłoną wykonaną z BGO.

### 3.1.1 Detektory typu Cluster

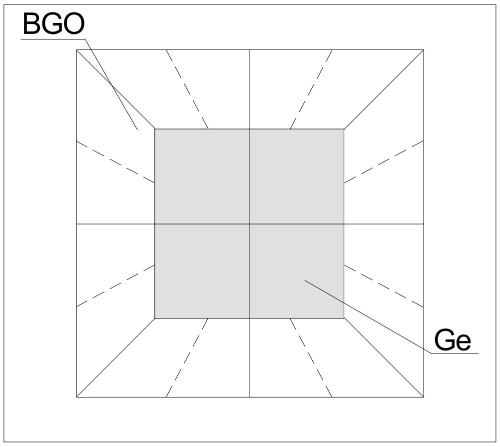
Detektory typu Cluster [14] składają się z siedmiu, ciasno upakowanych, kryształów Ge. Pojedynczy kryształ ma kształt walca, ściętego na jednym z końców tak, że jego przekrój jest sześciokątem (przed dopasowaniem do układu detekcyjnego średnica kryształu wynosiła 70 mm, a jego długość 78 mm). Względna wydajność każdego z kryształów wynosi 60%, a energetyczna zdolność rozdzielcza 2 keV, obie wartości przy energii 1333 keV. Wszystkie siedem kryształów umieszczone jest w kriostacie, detektory otoczone są osłoną wykonaną z BGO. Osłona BGO pojedynczego detektora typu Cluster składa się z 18 części (Rysunek 8).




Rysunek 8: Schemat podziału detektora typu Cluster oraz jego osłony BGO na poszczególne kryształy.

### 3.1.2 Detektory typu Clover

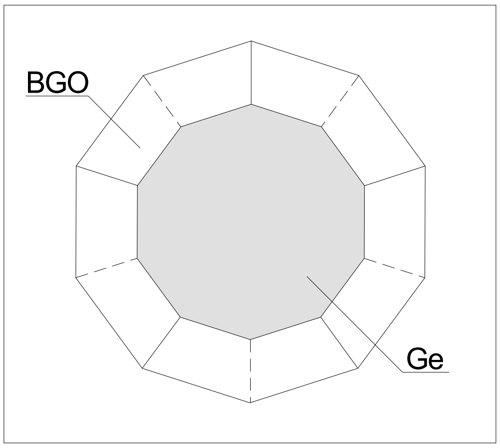
Detektor typu Clover [15] zbudowany jest z czterech współosiowych kryształów Ge, tworzących kształt czterolistnej koniczyny. Wszystkie cztery kryształy umieszczone są w kriostacie i otoczone wspólną osłoną BGO. Przed dopasowaniem do detektora poszczególne kryształy miały 50 mm średnicy i 70 mm długości. Pojedynczy Clover zwęża się w stronę centrum układu, tak aby wraz z sąsiednimi detektorami najlepiej wypełniać objętość całego układu. Podobnie jest z innymi typami detektorów wchodzących w skład spektrometru Euroball. Osłona BGO detektora typu Clover zbudowana jest z 16 części (Rysunek 9).




Rysunek 9: Schemat podziału detektora typu Clover oraz jego osłony BGO na poszczególne kryształy.

### 3.1.3 Detektory pojedyncze

Na detektor tego typu składa się jeden duży kryształ Ge (70 mm średnicy i 75-85 mm długości), zwężający się ku środkowi układu, tak aby skuteczniej można go było upakować wraz z innymi detektorami tego typu. Jego względna wydajność zawiera się w przedziale 65-85%. Osłona antykomptonowska otaczająca ten detektor zbudowana jest z 10 kryształów BGO (Rysunek 10) o długości 190 mm i grubości od 3 mm na jego przodzie do 20 mm na tyle detektora.

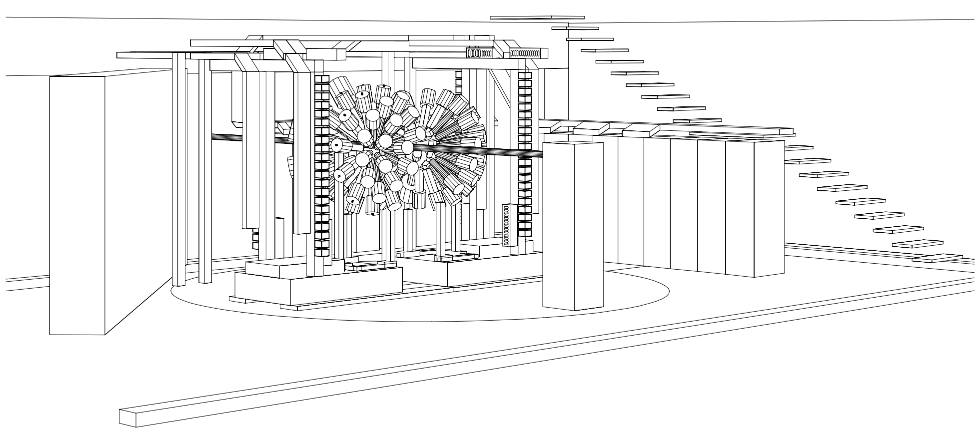



Rysunek 10: Pojedynczy detektor oraz schematycznie przedstawiona jego osłona BGO.

### 3.1.4 Umiejscowienie poszczególnych detektorów w układzie pomiarowym

1)Detektory typu Cluster pokrywają tylną (względem kierunku osi wiązki) część sfery układu piętnastoma sześciokątnymi powierzchniami z wyjątkiem pięciokątnego otworu, przez który wiązka wchodzi do układu. Leżą w odległości 445 mm od tarczy. Zakres kątów, pod jakimi detektory te "patrzą" na tarczę, obejmuje przedział od 23.24 do 50.06 stopni (chodzi tu o kąt azymutalny).
2)Detektory typu Clover tworzą dwa okręgi po 13 detektorów w każdym, umieszczone w płaszczyznach bliskich płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki. Leżą w odległości 265 mm od tarczy. Kąty azymutalne, pod jakimi Clovery "patrzą" na tarczę wynoszą odpowiednio 76.72 i -76.72 stopni.
3)Detektory pojedyncze umieszczone są w przedniej części sfery układu w odległości 375 mm od tarczy i "patrzą" na nią pod następującymi kątami azymutalnymi: 52.23 stopnie (15 detektorów), 34.64 stopnie (10 detektorów) oraz 15.45 stopni (5 detektorów). Na przedłużeniu osi wiązki znajduje się otwór, przez który pozostałości wiązki mogą wydostać się z układu, bez szkody dla któregoś z detektorów.

Na Rysunku 11 schematycznie przedstawiono halę, w której znajduje się układ Euroball. Widać wyraźnie zaznaczoną oś wiązki.



Rysunek 11: Schematycznie przedstawiona hala Euroballa, widok z boku. Wyraźnie zaznaczona została oś wiązki.

## 3.2 Populacja stanów wysokospinowych w jądrach $^{144}Gd$ i $^{143}Eu$

Celem eksperymentu przeprowadzonego w listopadzie 1997 w Legnaro we Włoszech było znalezienie dyskretnych przejść łączących pasmo superzdeformowane w $^{144}Gd$ z poziomami wzbudzeń tego jądra charakteryzujących się niską deformacją. Należało tak dobrać reakcję, aby uzyskać możliwie wiele wzbudzonych jąder $^{144}Gd$. Istotne były wzbudzenia, charakteryzujące się bardzo wysokimi wartościami momentu pędu (około $60\hbar$). Wybrano reakcję $^{48}Ti +^{100} Mo$, w której wcześniej zidentyfikowano dyskretne pasma SD w jądrze $^{144}Gd$ [16]. Doświadczenie z poprzednich reakcji, kiedy to pasma SD populowane były przy energiach wiązki równych odpowiednio 209, 215 i 221 MeV, wskazywało na to, że największą intensywność pasma SD można uzyskać bombardując tarczę $^{100}Mo$ jądrami $^{48}Ti$ o energii 215 MeV. W tej reakcji tworzą się, również wzbudzone do bardzo wysokich spinów, jądra $^{143}Eu$, których liczba pozwala na przeprowadzenie podobnej analizy, mającej na celu znalezienie przejść łączących pasma SD z poziomami wzbudzeń jednocząstkowych w tym jądrze. Przekrój czynny na produkcję $^{144}Gd$ i $^{143}Eu$ w tej reakcji, przy tej energii wynosi około kilkudziesięciu mb.

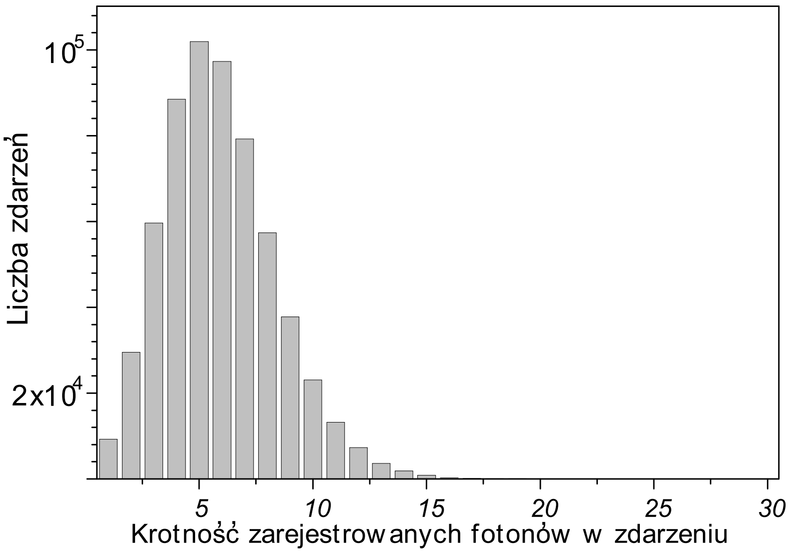
Warunki reakcji zawsze dobiera się tak, aby w jej wyniku otrzymać jak najwięcej żądanych jąder. Zawsze jednak wyprodukowanych zostanie również wiele innych, które "zaśmiecać" będą otrzymane widmo. W trakcie eksperymentu, z którego pochodzą dane, analizowane w tej pracy, wyprodukowanych zostało wiele jąder, których część stanowią w około 23% jądra $^{143}Eu$, 20% jądra $^{144}Gd$, 14% jądra $^{143}Gd$, 13% jądra $^{141}Sm$ i 4% jądra $^{142}Gd$. Wymienione zostały te izotopy, których ilość była znacząca.

Na tarczę, wykonaną z $^{100}Mo$, składały się dwie folie o grubości $400\mu g/cm^2$ i jedna folia o grubości $250\mu g/cm^2$.

Prędkość wyprodukowanych w reakcji jąder wynosi około 0.03 prędkości światła (tarcza była na tyle cienka, że można było pominąć oddziaływania pomiędzy wyprodukowanymi jądrami a jądrami tarczy).

# 4 Analiza danych i rezultaty

W ciągu pięciu dni trwania eksperymentu zostało zebranych $3\mathrm{x}10^9$ zdarzeń (chodzi tu o zdarzenia, w których zgłosiły się przynajmniej trzy detektory). Dla każdego zdarzenia zapisywana była informacja o numerze detektora, wartości zdeponowanej w nim energii i czasie przyjścia impulsu (mierzonego względem detektora Ge, który zadziałał jako pierwszy) dla detektorów germanowych, oraz czas przyjścia impulsu wraz z numerem detektora dla detektorów wchodzących w skład osłony antykomptonowskiej, wykonanej z BGO. Za każdym razem energia rejestrowana była przez dwa przetworniki analogowo - cyfrowe, tak, aby mogła być zapisana w dwóch przedziałach energii, pierwszym od 0 do 4 MeV oraz drugim od 0 do 20 MeV. Rozkład krotności (liczby zgłaszających się detektorów w pojedynczym zdarzeniu) przedstawiony został na Rysunku 12.

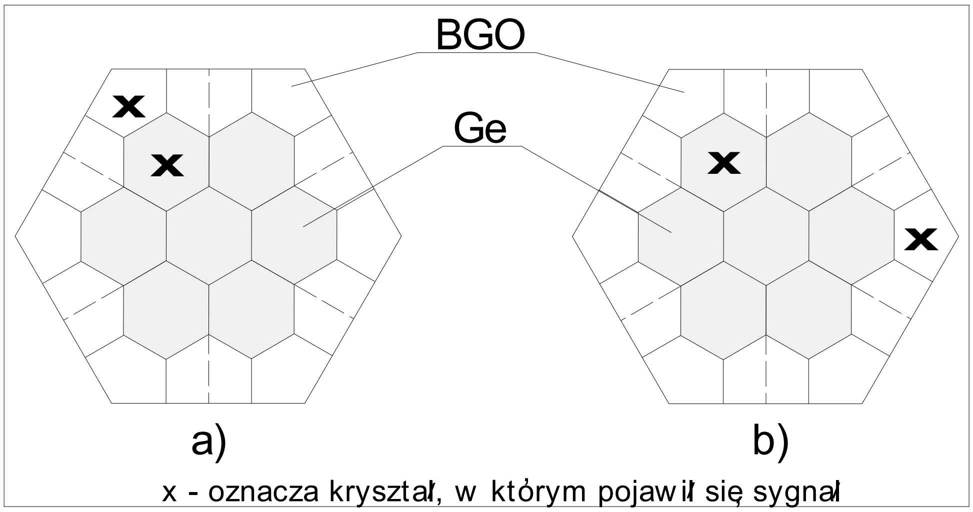



Rysunek 12: Rozkład krotności zgłaszających się w pojedynczym zdarzeniu detektorów dla obszaru do 4 MeV.

Jak widać najwięcej było zdarzeń, w których zadziałało pięć detektorów germanowych. Dzięki takiemu rozkładowi krotności zgłaszających się detektorów w zdarzeniu można było podczas dalszej analizy danych stosować metodę koincydencji wielokrotnych (szerzej zostało to omówione w rozdziale 4.4).

## 4.1 Redukcja tła

W pierwszej fazie obróbki danych odrzucona została ta część zdarzeń, która zawierała informację z dwóch sąsiadujących ze sobą kryształów Ge i BGO. Informacja ta mogła bowiem być wynikiem zarejestrowania, rozproszonego komptonowsko w krysztale germanu, kwantu gamma, który w ten sposób zdeponował tylko część swojej energii w detektorze Ge. Informacja o nie całkowicie zdeponowanej energii przyczyniłaby się tylko do podwyższenia poziomu tła w zarejestrowanym widmie. Na Rysunku 13 przedstawiona została stosowana przez nas reguła określająca, czy dane zdarzenie należy odrzucić czy też nie.




Rysunek 13: Detektor typu Cluster otoczony osłoną antykomptonowską wykonaną z BGO, a) zdarzenie odrzucone; b) zdarzenie pozostawione.

W przypadku a) zdarzenie zostało odrzucone, ponieważ sygnał pochodził od dwóch sąsiadujących ze sobą kryształów Ge i BGO, co nie wykluczało

faktu rozproszenia kwantu $\gamma$ w detektorze i jego ucieczki do osłony. Natomiast w przypadku b) zdarzenie zostało zachowane, ponieważ sygnały pochodziły od dwóch nie sąsiadujących ze sobą kryształów Ge i BGO, co wykluczało możliwość rozproszenia komptonowskiego kwantu $\gamma$ w detektorze i zarejestrowania go w osłonie (w rzeczywistości w tym przypadku mogło mieć miejsce nastepujące zdarzenie: kwant $\gamma$ mogł rozproszyć się komptonowsko, następnie przejść przez jeden z kryształów Ge niezarejestrowany i zdeponować swą energię w następnym krysztale - stąd niemożność całkowitego zredukowania tła tą metodą).
Dodatkowo zadaniem osłony BGO było zatrzymanie wszystkich fotonów, które znalazły się w jej objętości.
Następnym krokiem było wykonanie kalibracji energetycznej układu.

## 4.2 Kalibracja układu detekcyjnego

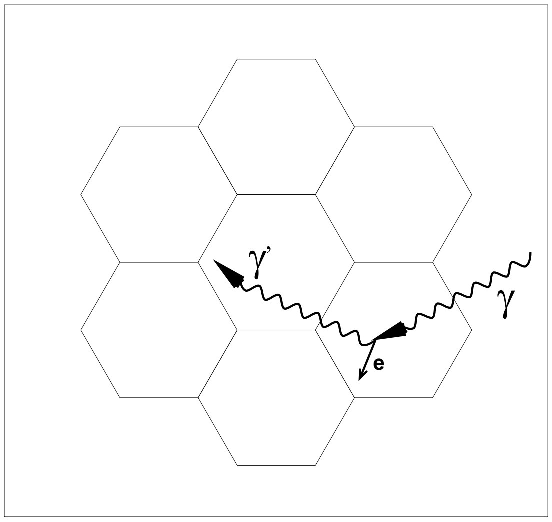
Ze względu na dużą liczbę detektorów (239 kryształów germanowych) proces kalibracji energetycznej detektorów był żmudny. Pierwszy jej etap stanowiła kalibracja, do której użyto źródeł kalibracyjnych $^{152}Eu$, oraz $^{56,60}Co$. Drugim etapem było wykonanie kalibracji energetycznej przy użyciu znanych, intensywnych linii dyskretnych z reakcji. Ponieważ jądra emitowały kwanty gamma w locie, a detektory patrzyły na reakcję z różnych kątów azymutalnych (Rysunek 7 - układ detekcyjny), to należało dla każdego z osobna uwzględnić inną poprawkę energetyczną, wynikającą z efektu Dopplera. Efekt ten powoduje przesunięcie widma promieniowania gamma na skali energii w lewo, czyli jej zmniejszenie (w przypadku detektorów rejestrujących kwanty $\gamma$ emitowane pod kątami od $0°$ do $90°$)[1] lub w prawo, czyli jej zwiększenie (w przypadku detektorów rejestrujących kwanty $\gamma$ emitowane pod kątami od $90°$ do $180°$).

Dzięki tej procedurze, uwzględniającej nie tylko efekt Dopplera, ale i także rozbieżności wynikające z różnic w układach elektronicznych każdego z detektorów, można było przystąpić do dalszej analizy, wykorzystującej równocześnie informacje zebrane przez wszystkie detektory.

[1]przy założeniu, że pocisk pada na tarczę pod kątem $0°$

## 4.3 Rozproszenie komptonowskie w dwóch sąsiednich kryształach Ge

Podstawowym problemem przy analizie widm promieniowania gamma jest wysokie tło. Bierze się ono głównie z tego, iż zarejestrowany foton nie zdeponował w detektorze (na skutek zajścia fotoefektu) całej swej energii, ale rozproszył się komptonowsko i opuścił detektor. Dzięki temu mógł zostać zarejestrowany w dwóch sąsiadujących ze sobą częściach układu detekcyjnego. Jeżeli szczęśliwie, zaraz po rozproszeniu trafił w osłonę BGO, wówczas został odrzucony podczas wstępnego sortowania danych. Jeżeli natomiast trafił do innego detektora germanowego, to podwyższył poziom tła, przyczyniając się tym samym do obniżenia wartości parametru P/T (parametr ten określa stosunek ilości zliczeń w fotopiku do ilości wszystkich zliczeń: w fotopiku oraz jego tle komptonowskim; jest często stosowany do opisu jakości detektora). W przypadku rozproszenia do osłony antykomptonowskiej jedyną miarodajną informacją był fakt, że foton został zarejestrowany w BGO. Jednakże, gdy rozproszenie nastąpiło do sąsiedniego detektora Ge, cała energia fotonu została zarejestrowana w "dwóch częściach" w obydwu detektorach.

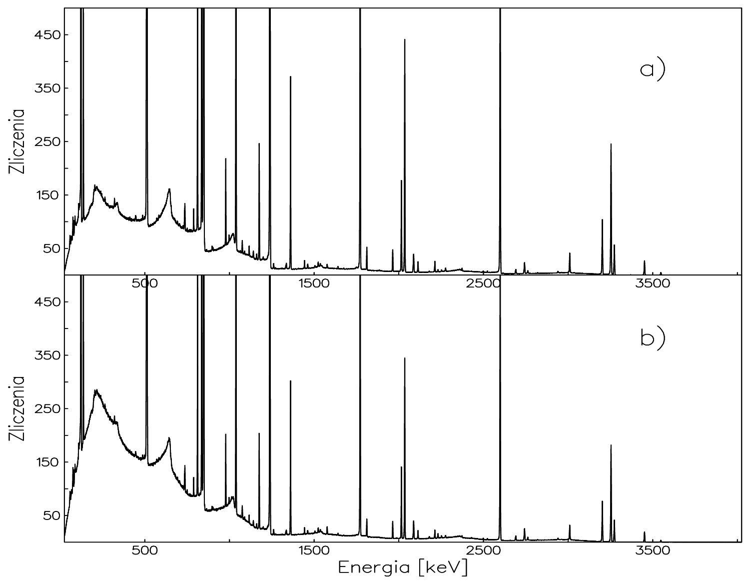



Rysunek 14: Rozproszenie komptonowskie w jednym z dwóch sąsiadujących ze sobą kryształów germanu. Po rozproszeniu kwant $\gamma$ trafia do drugiego z kryształów. Detektor typu Cluster.

Metodą na zmniejszenie tła w widmie, jest procedura polegająca na sumowaniu energii zdeponowanej jednocześnie w dwóch sąsiadujących ze sobą kryształach germanu. Założono, że jeżeli w tym samym czasie pojawiły się sygnały w sąsiednich detektorach, to pochodziły one od jednego kwantu gamma rozproszonego komptonowsko. Proces ten pokazany został na Rysunku 14.

W przypadku układu eksperymentalnego EUROBALL wykorzystane w tej metodzie mogą być zarówno detektory typu Cluster jak i detektory Clover. Są bowiem zbudowane z odpowiednio 7 i 4 sąsiadujących ze sobą kryształów germanowych.

Przed zastosowaniem tej procedury dla linii 917 keV (silna linia dyskretna występująca w jądrze $^{143}Eu$) współczynnik P/T wynosi 0.67, a po jej przeprowadzeniu 0.75. Przykładem mogą być różnice w charakterze widm energetycznych $^{56}Co$, który posłużył za źródełko kalibracyjne. Pokazane zostały na Rysunku 15

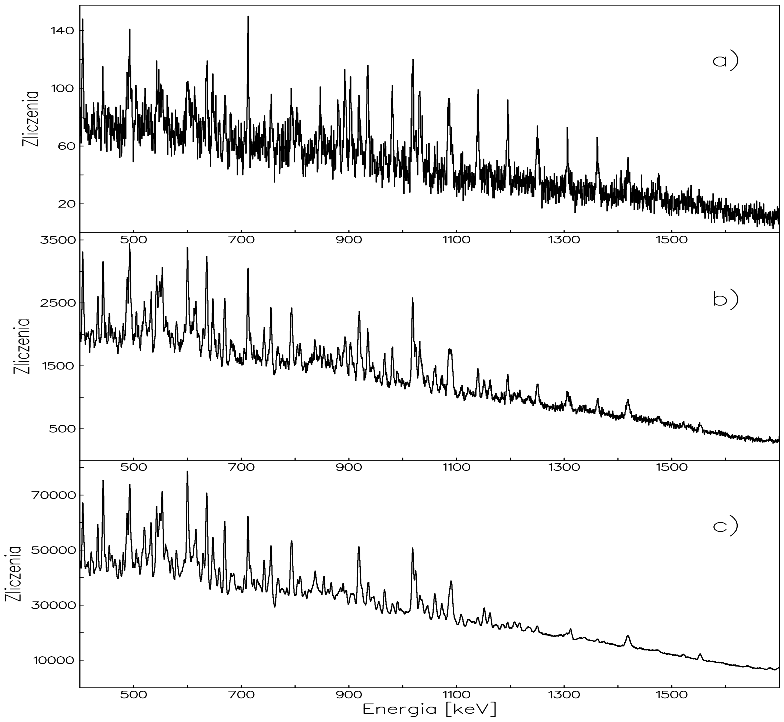



Rysunek 15: Widmo energetyczne $^{56}Co$; a) po uwzględnieniu efektu Comptona, b) przed uwzględnieniem rozpraszania komptonowskiego.

Jak widać po zastosowaniu omawianej metody tło pochodzące od rejestracji rozproszonych w efekcie Comptona kwantów $\gamma$ uległo znacznej redukcji, natomiast intensywność fotopików wzrosła. Uzyskać można w ten sposób widmo energetyczne o poprawionej jakości, dzięki czemu obserwacja słabych efektów jest łatwiejsza.

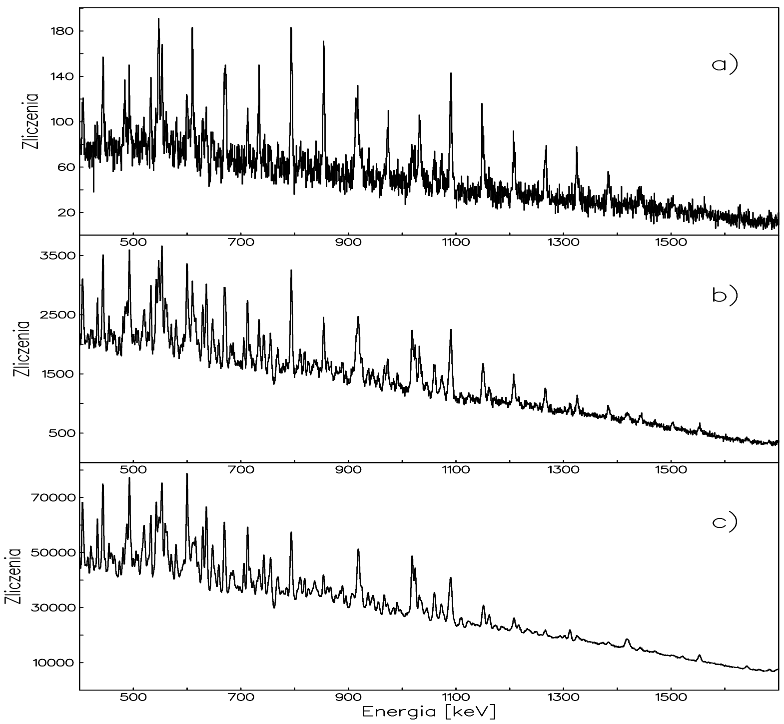
## 4.4 Analiza koincydencji wielokrotnych

Przedmiotem badań były jądra $^{144}Gd$ oraz $^{143}Eu$. Ich udział w produktach reakcji jest całkiem spory (jądra $^{144}Gd$ stanowią 20%, a jądra $^{143}Eu$ 23% wszystkich jąder wyprodukowanych podczas reakcji). Mimo to, aby dostrzec tak egzotyczny efekt, jakim jest superdeformacja jąder atomowych, należało postawić szereg bramek energetycznych odpowiadających energii przejść między kolejnymi poziomami pasma SD.




Rysunek 16: Widmo promieniowania gamma w koincydencji z yrastowym - najniżej wzbudzonym pasmem superzdeformowanym w jądrze $^{144}Gd$; a) bramkowane na 4 liniach SD, b) bramkowane na 3 liniach SD, c) bramkowane na 2 liniach SD. Widma te powstały bez odejmowania tła.

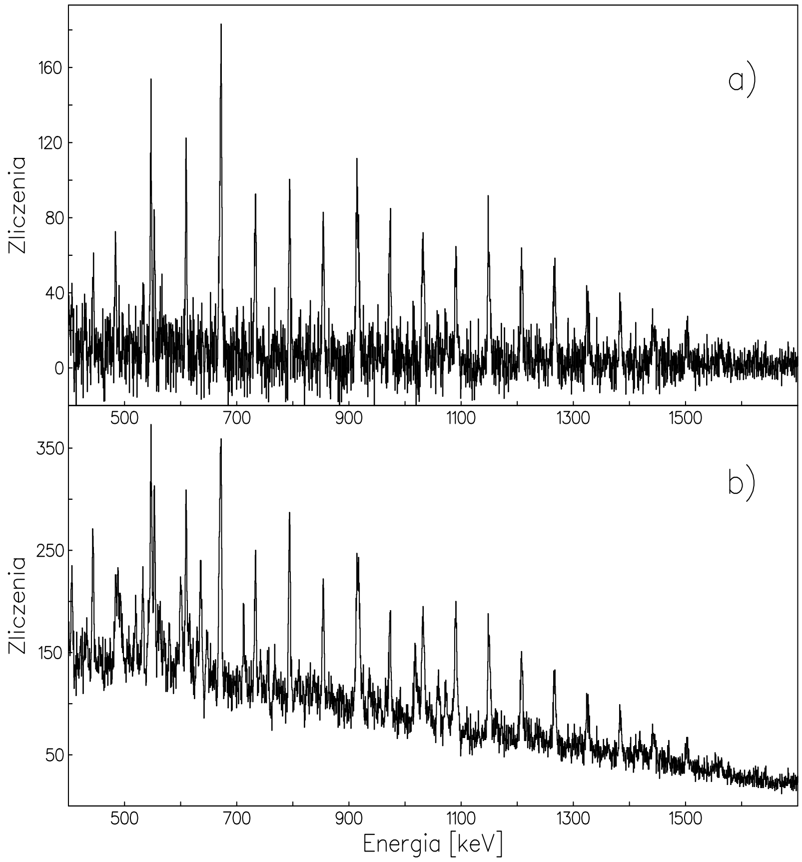
Wraz ze wzrostem liczby postawionych bramek (krotności koincydencji linii SD w widmie), można było zaobserwować redukcję tła. Pokazane zostało to na Rysunku 16 i Rysunku 17.




Rysunek 17: Widmo promieniowania gamma w koincydencji z pasmem superzdeformowanym w jądrze $^{143}Eu$; a) bramkowane na 4 liniach SD, b) bramkowane na 3 liniach SD, c) bramkowane na 2 liniach SD. Widma te powstały bez odejmowania tła.

Tak wysoka liczba postawionych bramek pozwala na jednoznaczne wybranie poszukiwanej kaskady przejść $\gamma$, aczkolwiek wraz ze wzrostem liczby wymaganych w koincydencji linii maleje dość gwałtownie statystyka zliczeń w widmie. Należy więc tak dobrać liczbę postawionych bramek, aby efekt był widoczny z racji niskiego tła, ale i również z racji wystarczającej liczby zliczeń w widmie.

Jak widać na Rysunku 16 i Rysunku 17 przy bramkowaniu na 4 liniach SD efekt superdeformacji jest już bardzo wyraźnie widoczny. Można go również otrzymać, korzystając z widm o niższej liczbie postawionych bramek (większa statystyka), umiejętnie odejmując tło. Dobrym sposobem na dobranie właściwego kształtu tła jest wykorzystanie do tego celu widma bramkowanego na jednej mniej bramce, tzn. należy od widma bramkowanego np. na 4 liniach SD, odjąć odpowiednio unormowane widmo bramkowane na 3 liniach SD. Uzyskane w ten sposób widmo pasma superzdeformowanego w $^{143}Eu$ przedstawione zostało na Rysunku 18.




Rysunek 18: Widmo pasma SD w $^{143}Eu$ bramkowane na 4 liniach z pasma, a) po odjęciu tła, b) przed odjęciem tła.

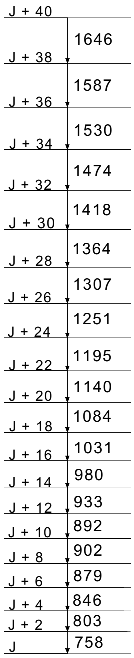
Gdy widmo bramkowane było na $n$ liniach SD, to w przypadku wystąpienia w zdarzeniu $n$ linii SD zapisywane do widma były wszystkie energie ze zdarzenia, oprócz tych, które mieściły się w bramkach. Gdy linii z pasma SD było w zdarzeniu więcej, niż wymagała tego liczba postawionych bramek, do widma trafiały wszystkie zarejestrowane w zdarzeniu energie. Dzięki tej metodzie linie z pasma superzdeformowanego nie mają sztucznie zwiększonej statystyki.

Po otrzymaniu tak "oczyszczonego" widma można było przystąpić do poszukiwania linii łączących pasmo superzdeformowane ze stanami odpowiadającymi mniejszej deformacji jąder.

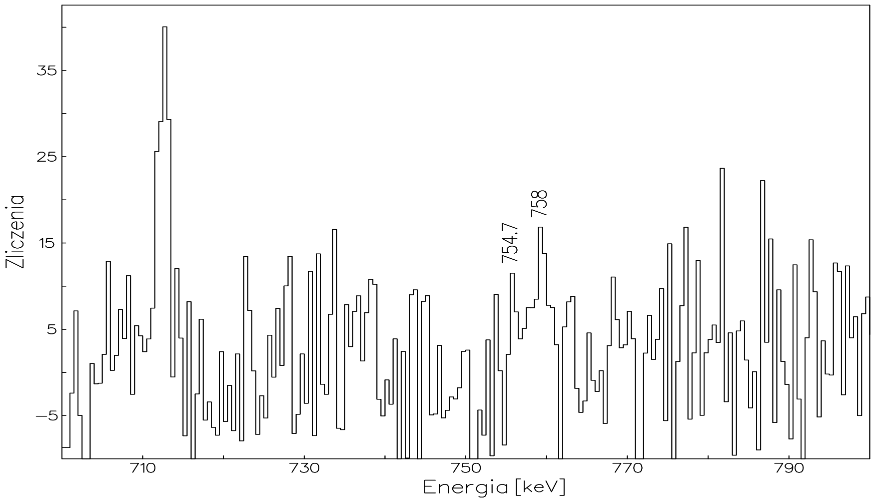
## 4.5 Jednostopniowe przejścia łączące pasmo SD ze stanami o niższej deformacji w jądrze $^{144}Gd$

Dowodem na istnienie przejść gamma łączących bezpośrednio pasmo SD ze stanami o niższej deformacji są linie dyskretne, będące w koincydencji z liniami pochodzącymi z rozpadu pasma SD. Jeżeli w widmie energetycznym, oprócz charakterystycznych przejść pasma SD występują linie, których nie można zidentyfikować jako należących do schematu rozpadu danego jądra, to mogą one być poszukiwanymi przejściami gamma. Należy mieć pewność, że analizowane widmo jest "oczyszczone" z tła pochodzącego od obecności innych jąder wyprodukowanych w reakcji. W przypadku analizy dotyczącej jądra $^{144}Gd$ posłużyłam się widmem otrzymanym metodą przedstawioną w rozdziale 4.4. Bramki energetyczne odpowiadały energiom przejść pomiędzy poziomami najintensywniejszego pasma superzdeformowanego występującego w jądrze $^{144}Gd$, zwanego "yrastowym". Na Rysunku 19 przedstawiony został schemat stanów wzbudzonych składających się na to pasmo.

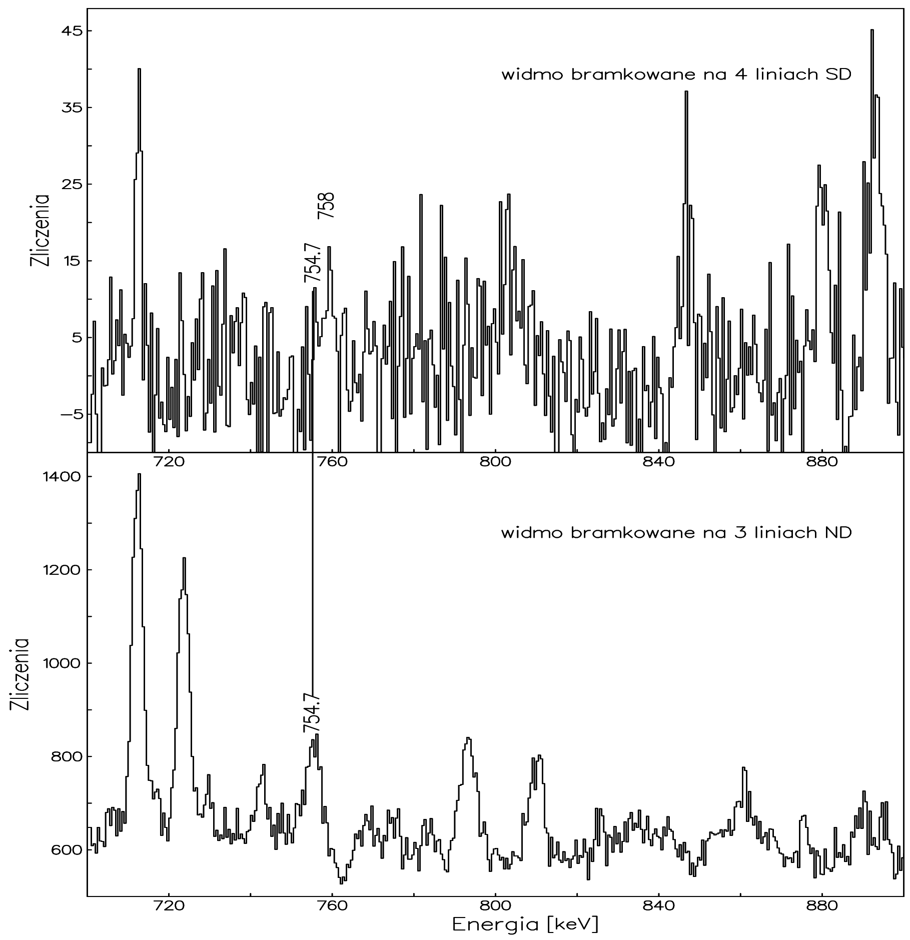
Przejście o energii 758 keV pomiędzy dwoma najniższymi poziomami pasma jest obserwowane po raz pierwszy. Możliwe jest to dzięki dużej liczbie danych, zebranych podczas omawianego eksperymentu oraz dzięki bardzo dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów. Właśnie ze względu na dobrą energetyczną zdolność rozdzielczą udało się linię 758 keV jednoznacznie odseparować od linii 754.7 keV, występującej w schemacie stanów wzbudzonych jądra $^{144}Gd$. Na Rysunku 20 pokazane zostały obie wyżej wymienione linie (widać jak trudno byłoby je zinterpretować jako dwie osobne linie dyskretne przy gorszej energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów).




Rysunek 19: Schemat poziomów energetycznych pasma superzdeformowanego w jądrze $^{144}Gd$.




Rysunek 20: Wyraźnie oddzielone linie 754.7 i 758 keV. Widmo energetyczne jądra $^{144}Gd$, utworzone poprzez czterokrotną koincydencję linii należących do pasma SD.

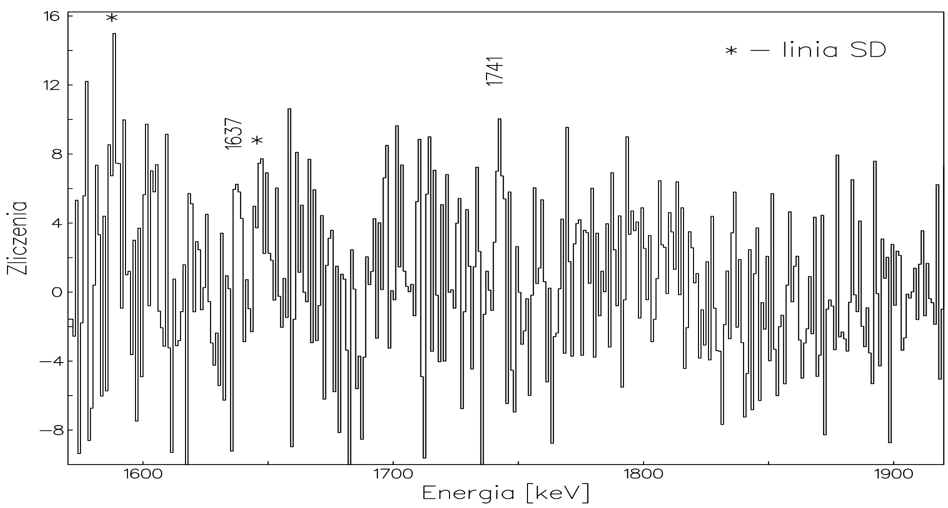



Rysunek 21: Porównanie dwóch rodzajów widm energetycznych: górne zawiera widmo superzdeformowanego jądra $^{144}Gd$, dolne - nisko wzbudzonego jądra $^{144}Gd$.

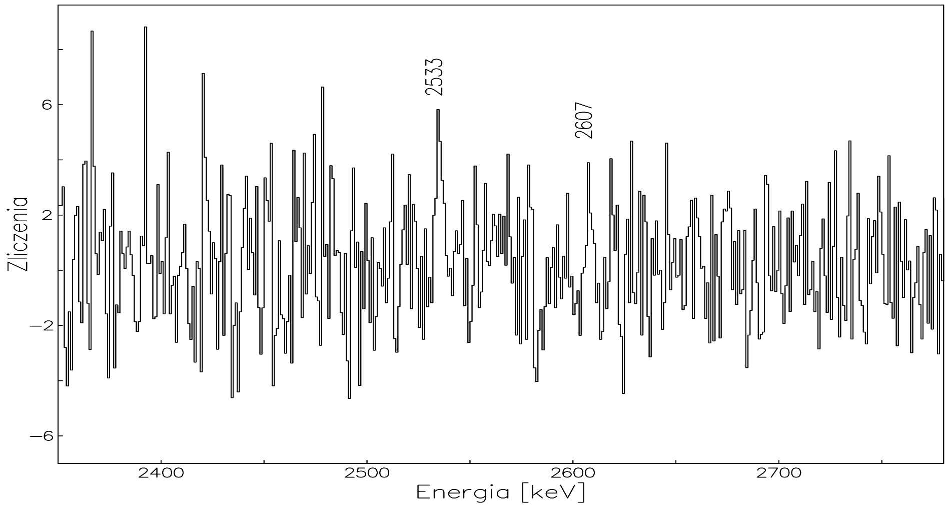
Na Rysunku 21 porównane zostały dwa, odpowiadające sobie zakresem energii, widma energetyczne: górne zawiera linię 758 keV wraz z linią 754.7 keV i utworzone zostało poprzez postawienie bramek na liniach z pasma SD jądra $^{144}Gd$ (wymagana była koincydencja czterokrotna, tło zostało odjęte), dolne przedstawia widmo energetyczne wzbudzonego do niewielkich wartości momentu pędu jądra $^{144}Gd$. Wymagana była obecność przynajmniej trzech linii z bramkowanych linii pochodzących od przejść gamma między stanami wzbudzonymi o niskiej deformacji.

Pozostałe przejścia gamma, występujące podczas rozpadu yrastowego pasma w jądrze $^{144}Gd$ zostały przeze mnie również obserwowane. Należy tu dodać, że do niedawna struktura yrastowego pasma SD w jądrze $^{144}Gd$ była znacznie słabiej znana. Dopiero w grudniu 1996 roku włoska grupa naukowców zaobserwowała wszystkie znane obecnie poziomy tego pasma [16].

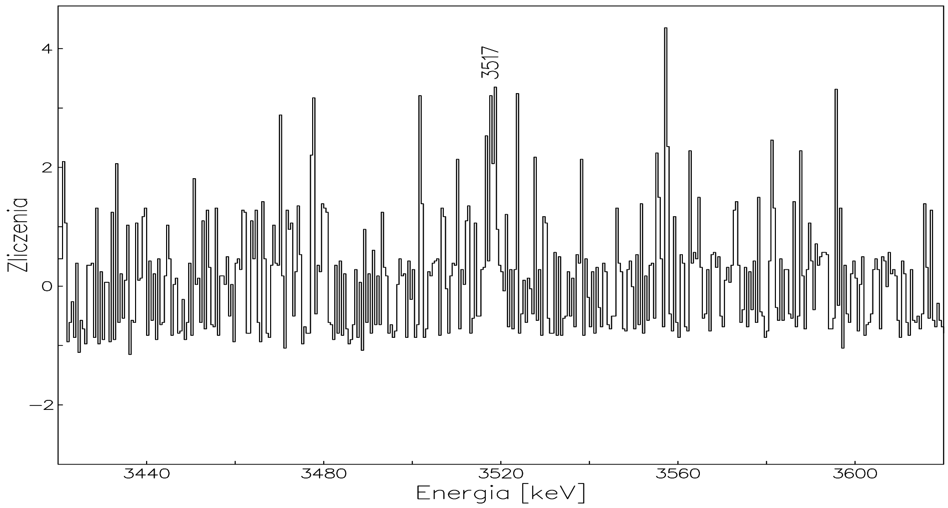
Oprócz dobrze znanych linii pochodzących z rozpadu $^{144}Gd$ zaobserwowałam pięć nowych, wyraźnych linii dyskretnych o energiach: 1637, 1741, 2533, 2607 i 3517 keV. Odpowiednie fragmenty widma przedstawione zostały na Rysunkach 22, 23 i 24.




Rysunek 22: Linie 1637 i 1741 keV. Widmo uzyskane poprzez postawienie bramek na czterech liniach SD oraz odjęcie tła. Gwiazdką zostały oznaczone blisko leżące linie należace do pasma SD.

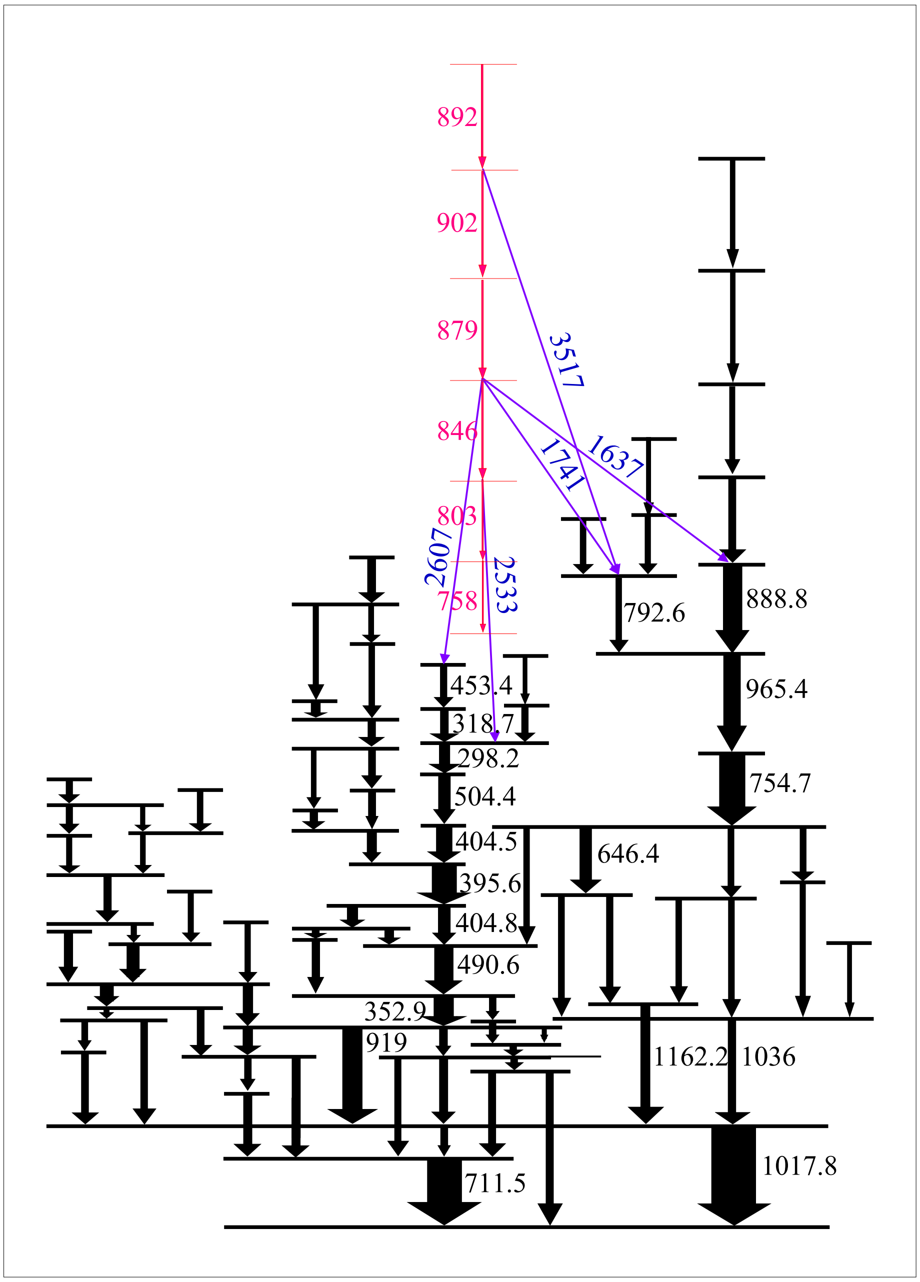



Rysunek 23: Linie 2533 i 2607 keV. Widmo uzyskane poprzez postawienie bramek na czterech liniach SD oraz odjęcie tła.




Rysunek 24: Linia 3517 keV. Widmo uzyskane poprzez postawienie bramek na czterech liniach SD oraz odjęcie tła.

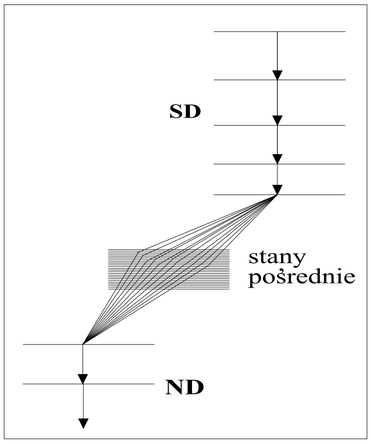
Kierując się energiami pozostałych linii obecnych w widmie oraz znajomością schematu poziomów energetycznych wzbudzeń jądra $^{144}Gd$ należało dopasować położenie podstawy pasma SD względem znanych stanów w tym jądrze. Najbardziej intensywnych przejść, łączących pasmo SD z poziomami o niższej deformacji, należałoby się spodziewać pomiędzy najniższymi stanami rotacyjnymi, a tymi stanami wzbudzonymi jądra, które towarzyszą (obecność odpowiednich linii dyskretnych w widmie) rozpadowi pasma. Dlatego też poszukiwałam koincydencji znalezionych linii łączących z poszczególnymi przejściami gamma zachodzącymi między poziomami pasma SD. W tym przypadku należało założyć, że dany stan jest, z punktu widzenia konkretnego przejścia łączącego, najniższym stanem należącym do pasma. Procedurę tę przeprowadziłam dla kilku najniższych poziomów pasma SD. Efekt tego dopasowania przedstawiłam na Rysunku 25. Schemat wzbudzeń jądra $^{144}Gd$ zaczerpnięty został z [17].




Rysunek 25: Schemat poziomów wzbudzonych $^{144}Gd$ wraz z przejściami łączącymi z pasmem SD. Schemat zaczerpnięty z [17]

## 4.6 Quasiciągłe widmo promieniowania gamma

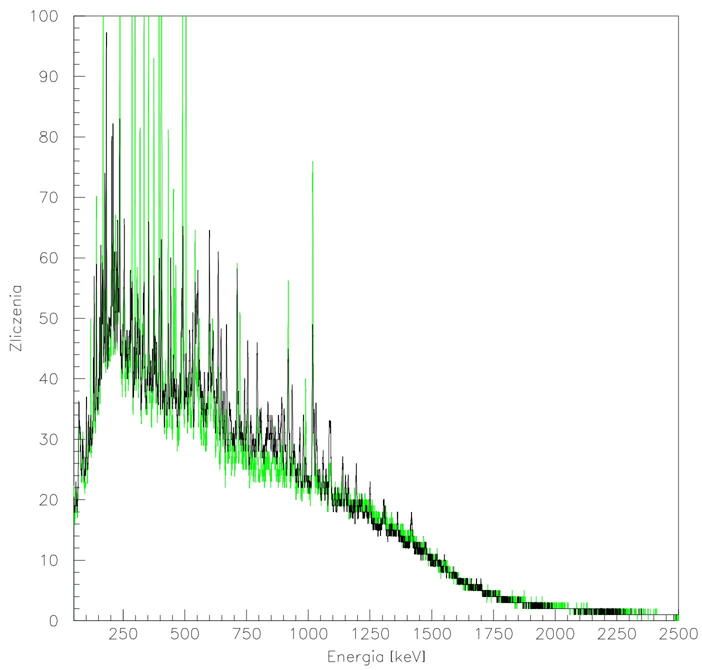
Przyczyny ewentualnego występowania quasicontinuum w widmie energetycznym jądra superzdeformowanego przedstawione zostały schematycznie na Rysunku 26.




Rysunek 26: Schematycznie przedstawiony rozpad pasma SD poprzez obszar gęsto upakowanych stanów, do poziomów o niskiej deformacji.

Jeżeli rozpad pasma superzdeformowanego do stanów odpowiadających mniejszym deformacjom jądra nastąpi poprzez gęsto upakowane stany pośrednie, to wkład do widma energetycznego pochodzący od przejść odpowiedzialnych za ten rozpad będzie miał charakter quasiciągły. Związane jest to z dużą liczbą tych przejść, z których każde różni się od poprzedniego niewielką wartością energii (na Rysunku 26 zostało to zaznaczone poprzez niezerową szerokość obszaru, jaki tworzą stany pośrednie).

Czy rzeczywiście obserwuje się je? Rysunek 27 przedstawia unormowane do 10000 zliczeń widma superzdeformowanego jądra $^{144}Gd$, "bramkowanego" na trzech liniach z pasma oraz widmo tego samego jądra, "bramkowanego" na trzech liniach pochodzących z rozpadu stanów o znacznie mniejszej deformacji.



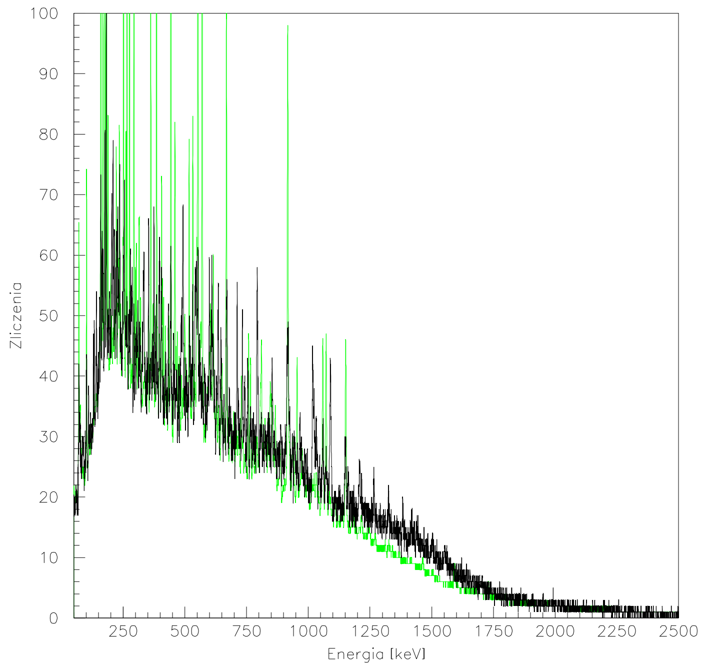

Rysunek 27: Porównanie dwóch rodzajów widm jądra $^{144}Gd$. Obydwa zostały unormowane do 10000 zliczeń. Na czarno zaznaczone zostało widmo "bramkowane" na liniach pochodzących z pasma SD.

Widmo wzbudzonego do stanów o niskiej deformacji jądra $^{144}Gd$ zamieszczone na Rysunku 27 (zaznaczone na niebiesko), powstało poprzez postawienie bramek energetycznych na liniach: 919, 711, 490, 404, 395 i 353 keV. Wymaganym warunkiem była obecność przynajmniej trzech z wyżej wymienionych linii w zdarzeniu.

Jak widać charakter tła w obu widmach jest podobny. Wnioskiem, który się nasuwa jest fakt, iż prawdopodobnie rozpad pasma SD do niżej leżących poziomów następuje wyłącznie poprzez przejścia bezpośrednie do stanów charakteryzujacych się niższą deformacją (bez udziału stanów pośrednich).

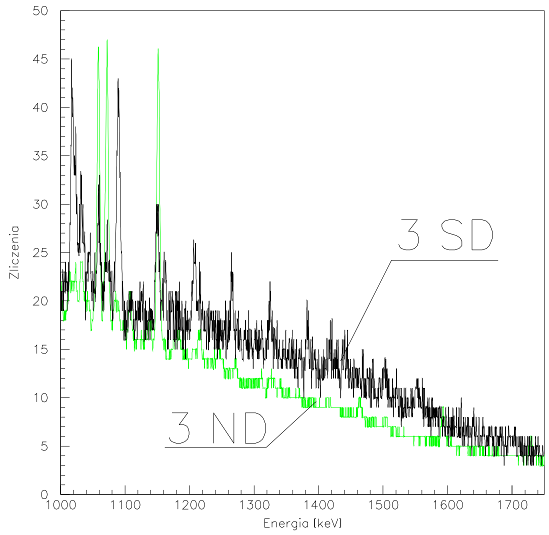
W przypadku jadra $^{143}Eu$ na analogicznie wykonanym widmie, rozbieżność w kształcie tła jest wyraźnie widoczna. Pokazana ona została na Rysunkach 28 i 29. Różnica ta obejmuje przedział energetyczny od 1000 do

1700 keV. Podobny wynik przedstawiony został w [18]. Wniosek: rozpadowi pasma SD towarzyszy szereg przejść elektromagnetycznych o energiach od około 1 do 1.7 MeV, tworzących quasicontinuum widoczne w widmie energetycznym. Schemat drogi takiego rozpadu przedstawia Rysunek 26.




Rysunek 28: Porównanie dwóch rodzajów widm jądra $^{143}Eu$. Obydwa zostały unormowane do 10000 zliczeń. Na czarno zaznaczone zostało widmo "bramkowane" na liniach pochodzących z pasma SD.

Widmo wzbudzonego do stanów o niskiej deformacji jądra $^{143}Eu$ zamieszczone na Rysunku 28 (zaznaczone na niebiesko), powstało poprzez postawienie bramek energetycznych na liniach: 1073, 917, 570, 553, 385, 293, 182, 176 i 159 keV, schemat poziomów wzbudzonych jądra $^{143}Eu$ zaczerpnięty został z [19]. Wymaganym warunkiem, tak jak w przypadku widma przedstawionego na Rysunku 27, była obecność przynajmniej trzech z wyżej wymienionych linii w zdarzeniu.

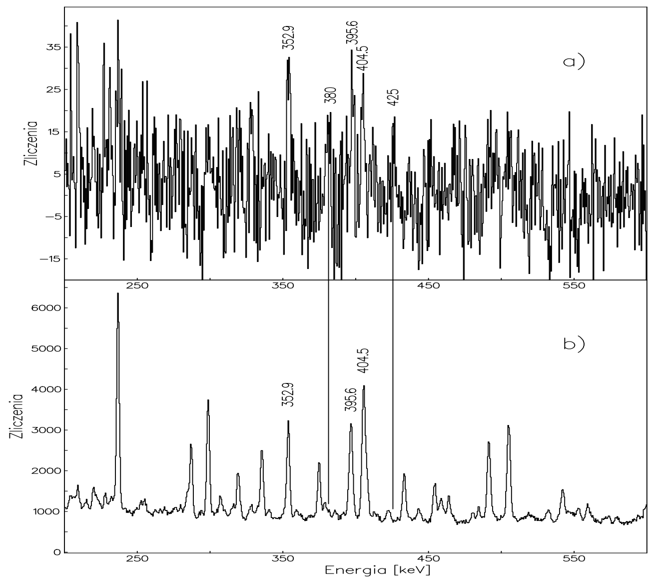



Rysunek 29: Quasicontinuum w widmie superzdeformowanego jądra $^{143}Eu$.

Rysunek 29 przedstawia odpowiedni fragment widm przedstawionych na Rysunku 28, obejmujący przedział energetyczny zawierający omawiane quasicontinuum.

## 4.7 Niezidentyfikowane linie dyskretne w widmie superzdeformowanego jądra $^{144}Gd$

Podczas analizy widma energetycznego superzdeformowanego $^{144}Gd$ zaobserwowałam pojawienie się dwóch bardzo wyraźnych linii dyskretnych o energiach 380 i 425 keV. Linie te nie występują w schemacie poziomów wzbudzonych jądra $^{144}Gd$, pojawiają się jedynie w koincydencji z przejściami $\gamma$ pochodzącymi z rozpadu pasma SD. Widać to wyraźnie na Rysunku 30, gdzie porównane zostały odpowiednie fragmenty widma.

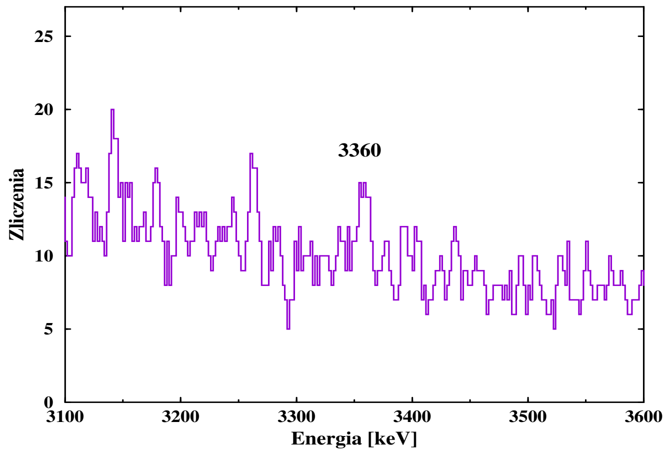



Rysunek 30: Porównanie dwóch widm energetycznych jądra $^{144}Gd$, a) widmo superzdeformowanego jądra, widać wyraźne linie 380 i 425 keV, widmo powstało poprzez postawienie warunku koincydencji czterech linii SD, tło zostało odjęte; b) widmo niskowzbudzonego jądra $^{144}Gd$, brak linii 380 i 425 keV.

Energie tych dwóch przejść są raczej zbyt małe, aby traktować te przejścia jako łączące pasmo SD ze stanami o niższej deformacji. Nasuwa się następujące wyjaśnienie: w jądrze $^{143}Eu$ oraz w jądrze $^{143}Gd$ obserwuje się prawie identyczne pasma superzdeformowane [20], różniące się w wartościach energii przejść $\gamma$ między poziomami o zaledwie dziesiąte części keV. Jeżeli podobna sytuacja miałaby miejsce w przypadku jądra $^{144}Gd$ i jakiegoś innego jądra X, tzn. w jądrze X istniałoby pasmo SD, bardzo podobne do obserwowanego pasma w jądrze $^{144}Gd$, to w widmie uzyskanym poprzez stawianie bramek energetycznych odpowiadających energiom przejść pomiędzy stanami pasma SD w $^{144}Gd$ wystąpiłoby również pasmo SD jądra X. Oznacza to, że towarzyszyłyby mu również linie dyskretne pochodzące od przejść między niżej wzbudzonymi stanami jądra X. Liniami tymi mogłyby być linie o energiach 380 i 425 keV. Kandydatem na jądro X może być $^{141}Gd$, w którego schemacie poziomów wzbudzonych występuje bardzo silna linia dyskretna o energii 379.2 keV i słabsza od niej linia o energii 426 keV.

## 4.8 Jednostopniowe przejścia łączące pasmo SD ze stanami o niższej deformacji w jądrze $^{143}Eu$

Fizycy kilkakrotnie zajmowali się poszukiwaniem przejść odpowiedzialnych za rozpad pasma SD w jądrze $^{143}Eu$ [21, 22, 23]. We wszystkich pracach zajmujących się obecnością jednostopniowych przejść łączących pasmo SD ze stanami o niższej deformacji pojawiała się linia 3360 keV. Dlatego też zwróciłam uwagę na jej ewentualną obecność w otrzymanym z analizowanych danych widmie. Interesujący obszar energii pokazany jest na Rysunku 31. Widać wyraźnie wyróżniającą się z tła linię o energii 3360 keV.




Rysunek 31: Linia 3360 keV. Widmo uzyskane poprzez postawienie bramek na czterech liniach SD.

Linia ta jest jednak znacznie słabsza od linii świadczących o obecności jednokrokowych przejść pomiędzy yrastowym pasmem SD a niżej wzbudzonymi poziomami w jądrze $^{144}Gd$ (4.6). Być może wytłumaczeniem tak słabej intensywności tego przejścia jest obecność quasicontinuum w widmie jądra $^{143}Eu$, omówiona w 4.7. Oznaczałoby to, że rozpad pasma SD następuje w znacznej części poprzez silnie zagęszczony obszar stanów energetycznych, a tylko niewielka jego część rozpada się do poziomów o niskiej deformacji bezpośrednio.

# 5 Podsumowanie

W powyższej pracy zajmowałam się poszukiwaniem przejść odpowiedzialnych za rozpad pasm superzdeformowanych w jądrach $^{144}Gd$ i $^{143}Eu$. Korzystałam z danych zebranych podczas eksperymentu przeprowadzonego w listopadzie 1997 roku w Legnaro we Włoszech, przy użyciu wielodetektorowego układu spektrometrycznego Euroball. Analiza danych przeprowadzona została w oparciu o metodę redukcji tła z wykorzystaniem osłon antykomptonowskich, oraz o metodę koincydencji wielokrotnych. Ta ostatnia możliwa była dzięki obecności 239 detektorów germanowych, składających się na spektrometr. Ze względu na duży przekrój czynny na produkcję wysoko wzbudzonych (chodzi tu o duże wartości momentu pędu) jąder $^{144}Gd$ i $^{143}Eu$ wybrano reakcję $^{48}Ti +^{100} Mo$, przy energii wiązki 215 MeV.

Podczas analizy danych eksperymentalnych zaobserwowałam nowe przejście $\gamma$ o energii 758 keV pochodzące z rozpadu stanu rotacyjnego yrastowego pasma superzdeformowanego w jądrze $^{144}Gd$, uważanego do tej pory za najniższy. Tym samym pokazałam istnienie jeszcze jednego (najniższego) poziomu należącego do pasma SD w tym jądrze. Zaobserwowałam również pięć przejść $\gamma$ o energiach 1637, 1741, 2533, 2607 i 3517 keV, łączących bezpośrednio pasmo superzdeformowane jądra $^{144}Gd$ z poziomami o niższej deformacji oraz zaproponowałam ich położenie względem schematu stanów wzbudzonych w tym jądrze. Zaobserwowałam także bezpośrednie przejście z pasma SD do poziomów niższych wzbudzeń w jądrze $^{143}Eu$ o energii 3360 keV, które było już wcześniej obserwowane.

Poszukiwanie przejść łączących pasma superzdeformowane ze stanami o niższej deformacji jest obecnie bardzo popularnym tematem spektroskopii jądrowej. Aby przejścia te były jeszcze bardziej widoczne należałoby się zastanowić nad przeprowadzeniem eksperymentu z użyciem detektora cząstek naładowanych. Detektor taki umożliwiłby odzielenie danych dotyczących jąder o różnej liczbie protonów. Jednocześnie pomocnym byłoby zastosowanie detektorów mierzących krotność neutronów, co pozwoliłoby na odseparowanie danych dotyczących izotopów tego samego pierwiastka. Oba, wyżej wspomniane elementy, ułatwiłyby znacznie identyfikację jąder wyprodukowanych podczas reakcji, a tym samym redukcję nieinteresującego tła. Dłuższy czas trwania eksperymentu pozwoliłby na zebranie większej liczby zdarzeń, co również poprawiłoby jakość otrzymanych rezultatów.

# Bibliografia


[1] S. Cohen, F. Plasil, W. J. Świątecki, *Ann. Phys.* 82, 557 (1974)

[2] P. J. Twin et al., *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 811

[3] C. F. von Weizsacker, *Z.Phys.* 96, 431 (1935)

[4] T. Rząca-Urban *Rozprawa Habilitacyjna* UW (1996)

[5] W. Nazarewicz, Z. Szymański, *Postępy Fizyki* 39, 103 (1988)

[6] T. Mayer-Kuckuk, *Fizyka jądrowa*, PWN (1987)

[7] V. M. Strutiński, *Nucl. Phys.* A122, 1 (1968)

[8] D. R. Inglis, *Phys. Rev.* 96, 1059 (1954); 97, 701 (1955)

[9] T. L. Khoo et al., *Phys. Rev. Lett.* 76, 1583 (1996)

[10] K. Hauschild et al., *Phys. Rev. C* 55 (1997) 2819

[11] S. Bounean et al., *Eur. Phys. J. A* 2 (1998) 245

[12] R. G. Henry et al., *Phys. Rev. Lett.* Bf 73, 777 (1994)

[13] T. Dossing et al., *Phys. Rev. Lett.* 75, 1276 (1995)

[14] J. Eberth, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 28 (1992) 495, J. Eberth et al., *Nucl. Instrum. Meth.* A369 (1996) 135

[15] F. A. Beck et al., *Proc. Workshop on Large $\gamma$ - ray Detector Arrays, Chalk River, Canada*, (1992), AECL - 10613, 359

[16] S. Lunardi et al., *Nucl. Phys. A* 618 (1997) 238 - 258

[17] T. Rząca-Urban et al., *Nucl. Phys. A* 579 (1994) 319-331

[18] T. Lauritsen et al. *Proceedings of the Conference on Nuclear Structure at the Limits, Report No. ANL/PHY-69/1*, (1996) 191

[19] M. Piiparinen et al., *Nucl. Phys. A* 605 (1996) 191 - 268

[20] M.R Lieder et al., w druku *Nucl. Phys.*

[21] A. Ataç, A. Axelsson et al., *Z. Phys. A* 355 (1996) 343

[22] A. Ataç et al. *Phys. Rev. Lett.* 70, 8 (1996) 1069

[23] F. Lerma et al. *Phys. Rev. C* 56, 4 (1996) 1671