



INSTYTUT PROBLEMÓW JĄDROWYCH
im. ANDRZEJA SOLTANA

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ им. А.СОЛТАНА
SOLTAN INSTITUTE FOR NUCLEAR STUDIES

RAPORT SINS-2140/VIII

**SPRZEŻENIE KOLEKTYWNYCH
I JEDNOCZĄSTKOWYCH STOPNI SWOBODY
W JĄDRACH ATOMOWYCH**

10 p.

D. CHLEBOWSKA

OTWOCK-ŚWIERK, 1992

RAPORT SINS-2140/VIII

**SPRZĘŻENIE KOLEKTYWNYCH
I JEDNOCZĄSTKOWYCH STOPNI SWOBODY
W JĄDRACH ATOMOWYCH**

(komentarz do rozprawy habilitacyjnej)

DANIELA CHLEBOWSKA

Zakład Teorii Jądra Atomowego
Instytutu Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana,
ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Abstract

The analysis of the spectroscopic properties of the spherical and transitional nuclei is performed from the point of view of the relation between the single-particle and collective degrees of freedom on the ground of the core-particle coupling model with the total angular momentum conserved and without any unphysical parameters (such as the attenuation parameter). A new definition of the rotational alignment is given. The staggering effect is interpreted as a manifestation of the vibrational structure. The rotational dependence of the energy gap parameter is shown to have an influence on the energy spectra of the transitional nuclei. The nuclei with $A \approx 130$ are shown to have a tendency to be rather rigid. The vibrational and rotational structures, and the magnitude of the rotation-particle coupling in the considered nuclei are determined.

Streszczenie

Analiza spektroskopowych własności jąder sferycznych i zdeformowanych z obszaru przejściowego została przeprowadzona z punktu widzenia zależności między jednocząstkowymi i kolektywnymi stopniami swobody w oparciu o model sprzężenia rdzeń-kwazicząstka zachowujący całkowity moment pędu i nie zawierający żadnego нефизycznego parametru (takiego jak np. współczynnik osłabienia). Została podana nowa definicja rotacyjnego uszeregowania. Efekt oscylacji (staggering) został zinterpretowany jako przejaw wibracyjnej struktury jąder. Zostało pokazane, że zależność rotacyjna parametru przerwy rotacyjnej ma wpływ na widma energetyczne. Zostało również pokazane, że jądra o $A \approx 130$ wykazują tendencję do sztywności. Dla rozważanych jąder została określona struktura rotacyjna i wibracyjna oraz wielkość sprzężenia między rotacją i pojedynczym nukleonem.

ROZPRAWA SKŁADA SIĘ Z NASTĘPUJĄCYCH PRAC:

1. ^{156}Dy as the Core of ^{157}Dy .
D.Chlebowska i M.Jaskóła, Z.Physik A 312 /1983/ 105
2. Core-Quasiparticle Coupling Model Description of Positive-
-Parity States in $^{159,161}\text{Dy}$.
D.Chlebowska, J.Phys. G: Nucl.Phys. 9 /1983/ 1357
3. Rotational Effects in Ytterbium: A=161, 163, 165, 167.
D.Chlebowska, J.Phys. G: Nucl.Phys. 11 /1985/ 867
4. Odd-Neutron Hole N=81 Nuclei in the Intermediate Coupling
Unified Model.
D.Chlebowska, Acta Phys. Pol. B 6 /1975/ 641
5. Energy Spectra of the ^{137}Ba , ^{139}Ce , ^{141}Nd and ^{143}Sm Nuclei
Calculated with the Use of the Particle-Surface Coupling
Strength Depending on the Single Neutron-Hole States.
D.Chlebowska, Acta Phys. Pol. B 6 /1975/ 775
6. A Study of the $^{144}\text{Nd}/d,t/^{143}\text{Nd}$ Reaction and Unified Model
Interpretation of the States of the ^{143}Nd Nucleus.
D.Chlebowska, M.Jaskóła, Acta Phys. Pol. B 9/1978/ 799
7. Rotational Alignment in $i_{13/2}$ -parentage states.
D.Chlebowska, J.Phys. G:Nucl.Phys. 13 /1987/ 665
8. Influence of the Pairing Parameter Rotation Dependence on
Signature Splitting in Odd-A Nuclei.
D.Chlebowska, Z.Phys. A 335 /1990/ 247
9. Collective Qadrupole Dynamics and the Band Structure of the
Nucleus ^{127}Cs .
Ch.Droste, D.Chlebowska, J.Dobaczewski, F.Döna, A.Kerek,
G.Leander, J.Srebrny, W.Waluś, Nucl.Phys. A 341 /1980/ 98
10. The Structure of the Odd-A Nuclei with A 130 and the Problem
of γ -Softness.
D.Chlebowska, Ch.Droste, T.Rząca, Z.Physik A 303 /1981/ 123

Prace /1-7/ poświęcone są analizie widm poziomów wzbudzonych jąder o nieparzystej liczbie nukleonów, w pracy /8/ rozpatrywany jest wpływ zależności rotacyjnej przerwy energetycznej na rozszczepienie sygnowane, w pracach /9-10/ badana jest sztywność jąder ze względu na odchylenia od osiowej symetrii.

Wspólną cechą przedstawionych prac jest badanie ruchów kolektywnych i ich wpływu na ruch pojedynczego nukleonu za pomocą analizy własności spektroskopowych jąder o nieparzystej liczbie nukleonów. Obliczenia są przeprowadzone w ramach uogólnionego modelu sprzężenia rdzeń-cząstka z bazą określoną w układzie laboratoryjnym.

I Wstęp

Znany jest fakt, że ruch nukleonów w zdeformowanych jądrach atomowych przejawia cechy ruchu kolektywnego¹⁻⁶) jak i ruchu pojedynczego nukleonu w średnim polu wytworzonym przez pozostałe nukleony⁷⁻¹⁰). W opartym na tym fakcie modelu uogólnionym¹⁹⁻²³) zakłada się, że stany jądrowe mogą być opisane przy pomocy sprzężonych ze sobą zmiennych kolektywnych określających kształt i położenie jądra oraz zmiennych opisujących ruch pojedynczego nukleonu. W modelu uogólnionym zakłada się, że hamiltonian opisujący jądro atomowe o nieparzystej liczbie nukleonów ma postać sumy hamiltonianu opisującego ruch kolektywny występujący w jądrze, hamiltonianu opisującego ruch nieparzystego nukleonu oraz hamiltonianu- zależnego od kolektywnych i jednocząstkowych stopni swobody- sprzęgającego ruch kolektywny z ruchem pojedynczego nukleonu. Na idei modelu uogólnionego oparty jest model cząstka-rdzeń z siłami Coriolisa²⁴⁻³⁰), model wymuszonej rotacji³¹⁻⁴⁴) oraz używany w przedstawionych pracach model sprzężenia rdzeń-cząstka (core-particle coupling, CPC) lub model sprzężenia rdzeń-kwazicząstka (core-quasiparticle coupling, CQPC) ze sferyczną bazą⁴⁵⁻⁵²). W modelu sprzężenia rdzeń-cząstka całkowity moment pędu jest zachowany, co daje możliwość badania subtelnych efektów takich jak na przykład wpływ rotacji na oddziaływanie par w jądrach o nieparzystym A. W modelu tym, uwzględnienie efektów nieadiabatycznych nie jest obarczone wprowadzaniem parametrów wychodzących poza zakres modelu, takich jak parametr osłabienia oddziaływania Coriolisa^{26-30,34}). Ponadto analiza widm poziomów wzbudzonych jąder o nieparzystej liczbie nukleonów oparta na modelu rdzeń-cząstka daje możliwość określenia charakteru ruchu kolektywnego w jądrach atomowych, ponieważ rdzenie mogą być opisane przez różne modele kolektywne a nie tylko przez model sztywnego rotora, jak to ma miejsce w przypadku silnego sprzężenia. Funkcje stanu wyrażone w reprezentacji funkcji kolektywnych sprzężonych wektorowo z funkcjami pojedynczego nukleonu obrazują strukturę kolektywną i jednocząstkową poszczególnych poziomów wzbudzonych jądra o nieparzystym A.

Funkcje w takiej postaci pozwalają na określenie rozkładu nasilenia jednocząstkowego, które po porównaniu z odpowiednimi danymi doświadczalnymi (współczynniki spektroskopowe) może być miarą oddziaływania między jednocząstkowymi i kolektywnymi stopniami swobody. Ponadto mając funkcje w postaci liniowych kombinacji funkcji rotacyjnych można w sposób prosty podać interpretację takich obserwowanych zjawisk jak rozszczepienie sygnaturowe i efekt oscylacji (staggering) występujący dla przejść magnetycznych.

W przedstawionych pracach do modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka wprowadzono oddziaływanie heksadekapolewe, podano samozgodną metodę pozwalającą na uwzględnienie rotacyjnej zależności przerwy energetycznej i użycie energii kolektywnej rdzenia zależnej od struktury kwazicząstkowej oraz wprowadzono rdzenie miękkie ze względu na odchylenia od symetrii osiowej (miękkie na deformację γ). Opis modelu jest podany w rozdziale II.

W oparciu o model sprzężenia rdzeń-cząstka (kwazicząstka), w pracach [1-6] (omawianych w rozdziale III) badany jest wpływ rotacji i deformacji, wibracji kształtu oraz oddziaływania par na ruch pojedynczego nukleonu poprzez analizę własności widm poziomów wzbudzonych jąder przejściowych $^{157,159,161}\text{Dy}$ i $^{161,169,167}\text{Yb}$ posiadających stabilną deformację kwadrupolową i heksadekapolową oraz jąder o liczbie neutronów $N=81,83$ charakteryzujących się dynamiczną deformacją kwadrupolową i oktupolową. W pracy [7] (omawianej w rozdziale IV) podano definicję uszeregowanego rotacyjnie spinu nukleonu oraz interpretację przejść magnetycznych i odsprężonych pasm na gruncie modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka. W pracy [8] (omawianej w rozdziale V) rozpatrywany jest wpływ rotacyjnej zależności przerwy energetycznej na rozszczepienie sygnaturowe. W pracach [9-10] (omawianych w rozdziale VI) przeprowadzono próbę określenia sztywności jąder przejściowych o A bliskim 130 ze względu na odkształcenia γ na podstawie analizy widm poziomów wzbudzonych i przejść elektromagnetycznych.

II Model

Najczęściej stosowanymi modelami przy opisie ruchu pojedynczego nukleonu w obracających się jądrach zdeformowanych są: model wymuszonej rotacji³¹⁻⁴⁴) i model cząstka-rdzeń z siłami Coriolisa²⁴⁻³⁰). Oba te modele opierają się na idei modelu uogólnionego¹⁹⁻²³), w którym zakłada się, że jądro o nieparzystej liczbie nukleonów jest opisane przez hamiltonian składający się z hamiltonianu kolektywnego, hamiltonianu pojedynczego nukleonu i z hamiltonianu opisującego oddziaływanie między kolektywnymi i jednocząstkowymi stopniami swobody. W modelu wymuszonej rotacji i w modelu cząstka-rdzeń z siłami Coriolisa ruch pojedynczego nukleonu jest rozpatrywany w układzie współrzędnych związanym z jądrem, które wykonuje ruch obrotowy. W przedstawionych pracach stosowany jest model sprzężenia rdzeń-cząstka (core-particle coupling, CPC) lub model sprzężenia rdzeń-kwazicząstka (core-quasiparticle coupling, CQPC) z bazą określoną w układzie laboratoryjnym⁴⁵⁻⁵²). W przypadku jąder o dynamicznej deformacji stosuje się model pośredniego sprzężenia^{22,53}), w którym baza składa się ze stanów będących złożeniem wektorowym stanów wibracyjnych rdzenia ze sferycznymi stanami pojedynczego nukleonu. Podobnie, dla jąder z obszaru przejściowego posiadających stabilną deformację, można używać bazy złożonej ze stanów własnych hamiltonianu opisującego ruch kolektywny zdeformowanego rdzenia np. sztywnego rotora lub kolektywnego hamiltonianu Bohra-Mottelona⁵⁴) sprzężonych wektorowo ze sferycznymi stanami nieparzystego nukleonu. W widmach poziomów wzbudzonych jąder przejściowych przejawia się zarówno struktura rotacyjna charakterystyczna dla silnego sprzężenia cząstki z deformacją jak również struktura multipletów właściwa słabemu sprzężeniu. Stosowanie bazy słabego sprzężenia w trakcie diagonalizacji pełnego hamiltonianu umożliwia rozpatrywanie dowolnego ruchu kolektywnego bez ograniczania się tylko do sztywnego rotora. Również w tym ostatnim przypadku porównanie rachunków z użyciem baz silnego i słabego sprzężenia może być użyteczne, ponieważ w obu podejściach stosowane są różne przybliżenia. Siły Coriolisa, występujące w układzie związanym z obracającym się jądrem,

odsprężają ruch pojedynczego nukleonu od deformacji reprezentowanej przez zdeformowany potencjał. W modelu sprzężenia rdzeń-cząstka, moment kwadrupolowy pojedynczego nukleonu jest sprzężony z kolektywnym momentem kwadrupolowym rdzenia, co powoduje sprzężenie nukleonu z deformacją. Przeprowadzając rachunki w układzie laboratoryjnym omija się problem związany z wyznaczaniem samozgodnego momentu bezwładności jądra o nieparzystej liczbie nukleonów i związany z tym problem osłabienia sił Coriolisa^{26-30,34}). Ponieważ w podejściu tym rozważany jest obrót parzysto-parzystego rdzenia, więc momenty bezwładności mogą być wyznaczone na podstawie widma poziomów wzbudzonych sąsiednich jąder parzystych. W modelu cząstka-rdzeń z bazą słabego sprzężenia zakłada się, że hamiltonian opisujący jądro o nieparzystej liczbie nukleonów A , składa się z hamiltonianu sferycznego dla nieparzystego nukleonu, hamiltonianu kolektywnego dla parzysto-parzystego rdzenia o liczbie nukleonów równej $A-1$ lub $A+1$ i z hamiltonianu opisującego oddziaływanie między kolektywnymi i jednocząstkowymi stopniami swobody

$$H = H_{pcz} + H_{kol} + H_{oddz} \quad (1 \text{ II})$$

Do opisu ruchu pojedynczego nukleonu używa się znanych modeli ze sferycznym potencjałem takich jak np. model oscylatora harmonicznego¹³) i model Saxona-Woodsa¹⁸). Ruch kolektywny rdzenia opisywany jest przy pomocy kolektywnego hamiltonianu Bohra-Mottelsona⁵⁴) przy różnych upraszczających założeniach. Dla jąder o dobrze określonej deformacji β i γ stosuje się model sztywnego rotora Dawydowa-Filippowa⁵⁵) (jądra sztywne ze względu na odkształcenia powierzchni). Modele z niestabilnym lub słabo zlokalizowanym kolektywnym potencjałem^{54,56}) dają znaczne rozmycie funkcji falowej w kierunku γ , modele te służą do opisu miękkich rdzeni. Hamiltonian sprzężenia ruchu kolektywnego z ruchem jednocząstkowym H_{oddz} brany jest w postaci iloczynu kwadrupolowego momentu pojedynczego nukleonu i kolektywnego, kwadrupolowego momentu rdzenia

$$H_{\text{oddz}} = \sum_{\mu} (-1)^{\mu} Q_{2\mu}^{\text{pcz}} Q_{2-\mu}^{\text{kol}} \quad (2 \text{ II})$$

Postać taka wynika z przybliżenia efektywnego oddziaływania między nukleonami w jądrze przez sumę oddziaływania krótkozasięgowego, przybliżanego zwykle przez oddziaływanie par, i oddziaływania długozasięgowego typu kwadrupol-kwadrupol⁴⁶). W procesie diagonalizacji pełnego hamiltonianu używana jest baza składająca się z funkcji nieparzystego nukleonu $|jm\rangle$ wektorowo sprzężonych z kolektywnymi funkcjami opisującymi stany wzbudzone rdzenia $|RM_R, \alpha\rangle$

$$|jR\alpha, IM\rangle = \sum_{m, M} (jRmM | IM) |jm\rangle |RM_R, \alpha\rangle, \quad (3 \text{ II}),$$

gdzie j, m, R, M_R, I, M oznaczają odpowiednio momenty pędu i ich rzuty dla nieparzystego nukleonu, rdzenia i całego jądra, α oznacza uzupełniające liczby kwantowe określające stan kolektywny (w dalszych wzorach jest pomijane dla uproszczenia zapisu). Macierz energii w reprezentacji (3 II) ma postać:

$$\langle jR, IM | H | j'R', IM \rangle = (e_j + E_R) \delta_{jj'} \delta_{RR'} + \Gamma_{jR, j'R'} \quad , \quad (4 \text{ II})$$

gdzie

$$\Gamma_{jR, j'R'} = \langle jR, IM | H_{\text{oddz}} | j'R', IM \rangle = \kappa (-1)^{R+j'+I} \langle j || r_{20}^2 Y_{20} || j' \rangle \times$$

$$\left\{ \begin{matrix} j & j' & 2 \\ R & R' & I \end{matrix} \right\} \langle R || Q_{\text{kol}} || R' \rangle \quad (5 \text{ II})$$

Parametr oddziaływania kwadrupolowego κ może być określony gdy znana jest relacja między statycznym, kolektywnym momentem kwadrupolowym i deformacją, $\kappa = \beta / Q_0$. Dla jednorodnej elipsoidy $\kappa = 4/5 \pi r_0^{-2} A^{-5/3}$ ($r_0 = 1.2 \text{ fm}$). Macierz hamiltonianu oddziaływania jest określona, gdy znane są zredukowane elementy kolektywnego momentu kwadrupolowego $\langle R || Q_{\text{kol}} || R' \rangle$.

Macierze

$$\langle jR, IM | H_{\text{kol}} | j'R', IM \rangle = E_R \delta_{jj'} \delta_{RR'} \quad (6 \text{ II})$$

i

$$\langle jR, IM | H_{\text{pcz}} | j'R', IM \rangle = e_j \delta_{jj'} \delta_{RR'} \quad (7 \text{ II})$$

zawierają tylko elementy diagonalne, które są określone przez sferyczne energie jednocząstkowe i energie kolektywne rdzenia. Cała macierz energii dla jądra o nieparzystej liczbie nukleonów jest określona gdy dane są zredukowane elementy przejść E_2 i energie stanów wzbudzonych sąsiedniego jądra parzysto-parzystego. Wielkości te mogą być wzięte z doświadczenia lub obliczone przy pomocy dowolnego modelu kolektywnego.

W przypadku gdy stan podstawowy jądra o nieparzystym A leży w pobliżu powierzchni Fermiego ważną rolę odgrywa oddziaływanie par.

W pracy Dönnau'a i Frauentorfa⁵²⁾ podana została metoda wprowadzenia oddziaływania par do modelu sprzężenia rdzeń-cząstka. W ramach tej metody funkcja opisująca stan jądra o nieparzystym A przedstawiana jest w postaci:

$$|IM\rangle = \sum_{j,R} \{ U_I(j,R) (c_j^+ |R, A-1\rangle_{IM} + V_I(j,R) (\bar{c}_j |R, A+1\rangle_{IM}) \} \quad (8 II)$$

Pełny hamiltonian jest podzielony na część adiabaticzną odpowiadającą nieskończonemu momentowi bezwładności i część dynamiczną opisującą ruch kolektywny rdzenia

$$H = H_{ad} + H_{kol}, \text{ gdzie } H_{ad} = H_{pcz} + H_{oddz}. \quad (9 II)$$

Współczynniki obsadzenia zależne od momentu pędu $U_I(j,R)$ i $V_I(j,R)$ są obliczane w dwóch krokach. W pierwszym kroku diagonalizowana jest adiabaticzna część hamiltonianu w reprezentacji (3 II). Funkcje "adiabaticzne" opisują stany zdeformowane:

$$|o I\rangle = \sum_{j,R} w_{oI}(j,R) |j,R, IM\rangle \quad (10 II)$$

wyrzutowane na całkowity moment pędu I . Następnie wprowadza się oddziaływanie par stosując metodę BCS⁵⁷⁾. W drugim kroku diagonalizowana jest macierz

$$\langle oI | H | oI \rangle = E_{oI} \delta_{\sigma\sigma'} + \langle oI | H_{kol} | o'I \rangle \quad (11 II)$$

w reprezentacji adiabaticznych stanów zdeformowanych z wyrzutowanym pełnym spinem $|oI\rangle$, E_{oI} oznacza energię kwazicząstki,

a macierz energii kolektywnej w reprezentacji stanów jednokwazicząstkowych ma postać:

$$\langle \sigma I | H_{kol} | \sigma' I \rangle = \sum_{j,R} [u_{\sigma I}(jR) u_{\sigma' I}(jR) + v_{\sigma I}(jR) v_{\sigma' I}(jR)] E_R, \quad (12 II)$$

gdzie E_R oznacza średnie energie stanów kolektywnych rdzeni A-1 i A+1. Adiabaticzne amplitudy obsadzenia zależne od jednokwazicząstkowego i rotacyjnego momentu pędu z wyrzutowanym całkowitym momentem pędu są zdefiniowane przy pomocy amplitud BCS jako

$$\begin{pmatrix} u_{\sigma I}(j,R) \\ v_{\sigma I}(j,R) \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2} \left[1 \pm (\epsilon_\sigma - \lambda) / [(\epsilon_\sigma - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2} \right] \right]^{1/2} w_{\sigma I}(j,R), \quad (13 II)$$

gdzie ϵ_σ oznaczają energie zdeformowanych stanów adiabaticznych $|\sigma I\rangle$. Funkcje własne hamiltonianu (9 II) stanowią liniową kombinację stanów zdeformowanych. Amplitudy $U_I(j,R)$ i $V_I(j,R)$ określające stan jądra o nieparzystym A (równanie (8 II)) otrzymuje się powracając do reprezentacji sferycznej

$$\begin{pmatrix} U_I^t(jR) \\ V_I(jR) \end{pmatrix} = \sum_{\sigma} d_{\sigma}^t \begin{pmatrix} u_{\sigma I}(j,R) \\ v_{\sigma I}(j,R) \end{pmatrix}, \quad (14 II)$$

gdzie d_{σ}^t oznaczają współczynniki zmieszania różnych stanów kwazicząstkowych $|\sigma I\rangle$ dla danego stanu $|\text{IM}t\rangle$ jądra o nieparzystym A, liczba kwantowa t numeruje stany o tym samym momencie pędu.

W pracy Dönau'a i Hagemann'a uwzględniono różnice między rdzeniami A-1 i A+1 rozdzielając macierz oddziaływania i macierz energii kolektywnej na część symetryczną i antysymetryczną. Energia kolektywna występuje tam jako średnia arytmetyczna energii dwóch sąsiednich rdzeni. W przedstawionej pracy [8] (opisanej w rozdziale V) podano samozgodną metodę wprowadzenia dwóch różnych rdzeni w ten sposób, że średnia energia kolektywna w jądrze o nieparzystej liczbie nukleonów zależy od struktury kwazicząstkowej. Ma to wyraźny wpływ na widma poziomów wzbudzonych na skutek różnej struktury kwazicząstkowej stanów o różnym

uszeregowaniu rotacyjnego i jednocząstkowego momentu pędu. Poza tym w pracy [8] wprowadzono do modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka przerwę energetyczną zależną od rotacyjnego momentu pędu i pokazano, że ma to znaczenie przy oszacowaniu rozszczepienia sygnaturowego. W przedstawionych pracach [1-3] (rozdział III) wprowadzono dodatkowo oddziaływanie między heksadekapolowymi momentami nukleonu i rdzenia, w pracach [9-10] omówionych w rozdziale VI wprowadzono rdzenie miękkie opisane przez kolektywny hamiltonian z niestabilnym potencjałem i z mikroskopowo policzonymi parametrami masowymi.

III Sprzężenie nieparzystego nukleonu z obracającym się zdeformowanym rdzeniem w jądrach z obszaru przejściowego i z oscylującym rdzeniem w jądrach sferycznych.

Jądra z obszaru przejściowego charakteryzują się zaburzonymi widmami rotacyjnymi lub widmami odsprężonymi. Jądra przejściowe, dla których poziom Fermiego położony jest nisko w rodzinie stanów zdeformowanych orbity o unikalnej parzystości, charakteryzują się widmami odsprężonymi, w których wyraźnie zaznaczają się dublety stanów, w których stan o lepszej współliniowości (większym uszeregowaniu, $I = j \mp R$) rotacyjnego i jednocząstkowego momentu pędu (stan uprzywilejowany) leży poniżej stanu o gorszej współliniowości (mniejszym uszeregowaniu, $I = j \mp R + 1$) tych momentów pędu (stan nieuprzywilejowany). W ramach modelu wymuszonej rotacji stany te posiadają przeciwną sygnaturę. W miarę podnoszenia się poziomu Fermiego wraz ze wzrostem liczby nukleonów, rozszczepienie dubletów maleje, a następnie widma przybierają postać zaburzonych widm rotacyjnych. Do obszaru przejściowego należą badane w pracach [1-3] jądra $^{157,159,161}\text{Dy}$ i $^{161,163,165,167}\text{Yb}$. Poziomy o dodatniej parzystości tych jąder oparte na orbicie $1i_{13/2}$ tworzą widma odsprężone lub rotacyjne, silnie zaburzone (patrz Rys. 1,2 i Tablica 1). W pracach [1-3], do analizy tych widm zastosowano model sprzężenia rdzeń-kwazicząstka ze stałą wartością przerwy energetycznej Δ i jednakowymi rdzeniami dla stanu cząstkowego i dziurowego. Dla wspomnianych izotopów dysprozu i iterbium istnieje stosunkowo dużo danych doświadczalnych dotyczących położenia poziomów wzbudzonych, współczynników spektroskopowych i przejść elektromagnetycznych. Porównanie obliczeń z doświadczeniem może służyć jako test dla modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka, który z kolei pozwala określić rodzaj ruchu kolektywnego w danym jądrze oraz strukturę rotacyjną i jednocząstkową stanów wzbudzonych. Rozmycie nasilenia jednocząstkowego jest miarą wielkości sprzężenia między jednocząstkowymi i kolektywnymi stopniami swobody. Ponieważ omawiane jądra charakteryzują się deformacją kwadrupolową i dosyć znaczną deformacją heksadekapolową ($\beta_4 = 0.1$), w pracach [1-3], dodatkowo wprowadzono do hamiltonianu oddziaływanie heksadekapolowego momentu jednocząstkowego z

heksadekapolowym momentem kolektywnym

$$H_{\text{oddz}}^{\text{heks}} = -\kappa_4 \sum_{\mu} (-1)^{\mu} Q_{4\mu}^{\text{pcz}} Q_{4-\mu}^{\text{kol}} \quad (1 \text{ III})$$

W przypadku jąder osiowo symetrycznych daje ono przyczynek do macierzy energii w postaci:

$$\langle jRI | H_{\text{oddz}}^{\text{heks}} | jRI \rangle = (-1)^{j'+I+R+1} \hbar\omega \left[(2j'+1)(2R'+1)/4\pi \right]^{1/2} \langle j | r^2 | j' \rangle \times \\ \times 3\beta_4' (R'+400; R0) (j'+41/20; j1/2) \left\{ \begin{matrix} j' & R' & I \\ R & j & 4 \end{matrix} \right\}, \quad (2 \text{ III})$$

gdzie ω oznacza częstość drgań zerowych oscylatora harmonicznego dla ruchu pojedynczego nukleonu. Istnienie deformacji heksadekapolowej powoduje zwiększenie efektywnej deformacji kwadrupolowej. W elementach macierzy energii występują efektywne deformacje β_2' i β_4' , które są większe od β_2 i β_4 oszacowanych na podstawie położenia minimum energii potencjalnej. Zachowując wyrazy pierwszego i drugiego rzędu przy obliczaniu statycznych momentów, w pracy [3] otrzymano następujące wyrażenia dla β_2' i β_4'

$$\beta_2' = \beta_2 + 2/7 (5/\pi)^{1/2} [\beta_2^2 + (10/11)\beta_4^2 + (6/\sqrt{5})\beta_2\beta_4], \quad (3 \text{ III})$$

$$\beta_4' = \beta_4 + 9/7 (1/\pi)^{1/2} [\beta_2^2 + (81/143)\beta_4^2 + (20/33)\sqrt{5} \beta_2\beta_4]. \quad (4 \text{ III})$$

gdzie

$$\beta_2 = 2(\pi/5)^{1/2} [2\epsilon_2/3 + 8\epsilon_2/7(\epsilon_2/9 - \epsilon_4)], \quad (5 \text{ III})$$

$$\beta_4 = 2(\pi)^{1/2}/3 [-\epsilon_4 + 8\epsilon_2(\epsilon_2/35 - 10\epsilon_4/77)], \quad (6 \text{ III})$$

parametry deformacji ϵ_2 i ϵ_4 odpowiadają minimum energii potencjalnej⁵⁸⁻⁵⁹. W pracach [1-3] wartości efektywnych parametrów deformacji zostały oszacowane na podstawie eksperymentalnych wartości zredukowanych prawdopodobieństw $B(E2; 2^+ - 0^+)$ i $B(E4; 4^+ - 0^+)$, są one zgodne z wartościami otrzymanymi na podstawie wzorów (3-6 III). Jak widać na Rys.1,2 i w Tablicy 1 w rachunkach zostały odtworzone odsprężone widma jąder ¹⁵⁷Dy, ¹⁶¹Yb, ¹⁶³Yb i ¹⁶⁵Yb oraz zaburzone, rotacyjne widma jąder ¹⁶¹Dy i ¹⁶⁷Yb, otrzymano także dobre położenie poziomów uprzywilejowanych dla jądra ¹⁵⁹Dy. We wszystkich przypadkach rozszczepienie między poziomami uprzywilejowanymi i nieuprzywilejowanymi (

rozszczerzenie sygnaturowe) jest nieco za małe. Efekt ten występuje niezależnie od doboru i liczby parametrów, a więc wynika z założeń przyjętych w modelu. (W pracy [8], omawianej w rozdziale V, pokazano, że zwiększenie rozszczerzenia sygnaturowego można uzyskać uwzględniając rotacyjną zależność przerwy energetycznej). Należy podkreślić, że również model z siłami Coriolisa i model wymuszonej rotacji nie są w stanie odtworzyć rozszczerzenia sygnaturowego bez założenia polaryzacji rdzenia. W pracach [1-2] dotyczących jąder dysprozu odtworzono również kolejność spinów i położenia poziomów o spinach mniejszych od 13/2. Na Rys.3,4 pokazano diagramy ilustrujące różnice w strukturze rotacyjnej stanów uprzywilejowanych i nieuprzywilejowanych. Stany nieuprzywilejowane zawierają więcej stanów rotacyjnych o dużym momencie pędu niż stany uprzywilejowane, dla których dominujący przyczynik pochodzi od najniższych możliwych rotacyjnych momentów pędu (duże rotacyjne uszeregowanie). Fakt ten powoduje przesunięcie poziomów nieuprzywilejowanych ponad poziomy uprzywilejowane i jest przyczyną dodatkowych różnic między tymi poziomami wynikających na przykład z zależności rotacyjnej przerwy energetycznej.

Reakcje przekazu pojedynczego nukleonu pozwalają określić strukturę jednocząstkową stanów jądrowych. W Tablicy 2 pokazane są, przykładowo, policzone i eksperymentalne współczynniki spektroskopowe na reakcję wychwytu, $S_j^{(-)} = (2I+1)(V(j,R=0))^2$, i reakcję zrywania, $S_j^{(+)} = (U(j,R=0))^2$, dla stanów o niskich spinach jąder $^{159,161}\text{Dy}$. Na podstawie otrzymanych wyników możemy wnioskować, że przyjęty model dosyć dobrze odtwarza rozmycie nasilenia jednocząstkowego, a więc również strukturę jednocząstkową stanów jądra o nieparzystym A.

Analiza kwadrupolowych przejść elektromagnetycznych potwierdza słuszność założenia co do osiowej symetrii badanych jąder i wielkości deformacji. Przejścia magnetyczne zależą głównie od struktury jednocząstkowej stanów wzbudzonych, a więc są źródłem dodatkowych informacji o sprzężeniu cząstki z rotacją. Jak widać ze wzorów na zredukowane elementy przejść E2 i M1 w reprezentacji stanów słabego sprzężenia

$$\langle I' M' ; ; E2 ; ; I M \rangle = (5/16\pi)^{1/2} Q_{20} \sum_{J, j', R, R'} (-1)^{I'+j} \quad (7 \text{ III})$$

$$[U_I(j, R) U_I(j', R') + V_I(j, R) V_I(j', R')] \times$$

$$(R' 200; R 0) \left\{ \begin{matrix} R & R' & 2 \\ I' & I & J \end{matrix} \right\} \delta_{jj'}$$

$$\langle I' M' ; ; M1 ; ; I M \rangle = \mu_N \sum_{\substack{J, j', \\ R, R'}} [U_I(j, R) U_I(j', R') + V_I(j, R) V_I(j', R')] \times$$

$$\delta_{RR'} \delta_{ll'} \left[(-1)^{I+l-1/2} g_{\sigma} [3/2 (2j+1) (2j'+1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} j & j' & 1 \\ I' & I & R \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j & j' & 1 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \end{matrix} \right\} + \right.$$

$$\left. (-1)^{I'+j+1} g_R [R(R+1) (2R+1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} R & R' & 1 \\ I' & I & j \end{matrix} \right\} \delta_{jj'} \right] \quad (8 \text{ III})$$

na przejścia między dwoma stanami jądra o nieparzystym A składa się znaczna liczba przejść między różnymi stanami rotacyjnymi w jądrze parzysto-parzystym. Stwarza to możliwość badania własności kolektywnych jąder przy pomocy przejść między nisko położonymi poziomami γ w jądrach o nieparzystym A . Badania takie przeprowadzono w pracach [9-10] omawianych w rozdziale VI. Ze wzoru (8 III) wynika, że przejścia magnetyczne są najsilniejsze dla stanów o podobnej strukturze rotacyjnej, a więc należących do jednego multipletu ($\Delta R=0$ w granicy słabego sprzężenia). Jak zostało pokazane na Rys.5, rzeczywiście, wartości teoretyczne i eksperymentalne $B(M1)$ są największe dla takich przejść (efekt "staggering"). Na Rys.5 wykreślono również różnice średnich wartości rotacyjnego momentu pędu dla poszczególnych przejść. Widzimy, że $B(M1)$ przybiera największe wartości gdy różnice średnich wartości rotacyjnego momentu pędu są najmniejsze. Jak widać na podstawie danych umieszczonych w Tablicy 2 wartości stosunków zmieszania, $\delta(E2/M1)$, również wykazują oscylacje. Dla widm odsprzężonych jąder $^{161,169}\text{Yb}$, przybierają wartości ujemne dla przejść B między poziomami należącymi do jednego rotacyjnego multipletu ($\Delta R=0$) i są dodatnie dla przejść A między poziomami z różnych multipletów ($\Delta R=2$). Widma rotacyjne posiadają ujemne

stosunkami zmieszania. Jądro ^{165}Yb znajduje się na granicy obszaru charakteryzującego się widmami odsprężonymi i obszaru o widmach rotacyjnych. Na Rys.6 wykreślono $\delta(E2/M1)$ w zależności od energii Fermiego λ . Jądro ^{165}Yb odpowiada punktowi nieciągłości, co jest przyczyną dużej czułości wyników na położenie poziomu Fermiego dla tego jądra. Lepsze wyniki dla $\delta(E2/M1)$ otrzymuje się gdy poziom Fermiego jest nieco przesunięty do góry, co jednak sprawia, że widma są zbyt rotacyjne.

Podobne wyniki do otrzymanych przez nas dla izotopów iterbiu otrzymano w pracy Chen'a i i.⁶⁰), gdzie posługiwano się modelem cząstka-rdzeń z bazą silnego sprzężenia. Na podstawie podobnej jakości odtwarzania danych doświadczalnych widać, że różne przybliżenia i różne wartości parametrów stosowanych w obu podejściach nie mają istotnego wpływu na wyniki. Porównanie obu rodzajów obliczeń potwierdza duże możliwości modelu typu cząstka-rdzeń, a również wskazuje na jego ograniczenia (niemożność dokładnego odtworzenia rozszczepienia sygnaturowego w widmach poziomów wzbudzonych).

W pracach [4-6] przeprowadzono analizę widm poziomów wzbudzonych jąder sferycznych z jedną cząstką lub dziurą w zamkniętej powłoce o $N=82$. Jądra te charakteryzują się dynamiczną deformacją kwadrupolową i oktopolową. Do opisu tych jąder posługiwano się modelem pośredniego sprzężenia cząstki z oscylującym harmonicznie kształtem powierzchni rdzenia. Odtworzone zostały energie i współczynniki spektroskopowe stanów leżących poniżej 1.5 MeV. Wyniki obliczeń i wartości doświadczalne są przedstawione na Rys.7-10. Jakość obliczeń w przypadku jąder sferycznych jest z powodu większych oscylacji²⁵) gorsza niż dla jąder zdeformowanych. Chociaż nisko leżące poziomy dla jąder o $N=81$ (^{145}Gd , ^{143}Sm , ^{141}Nd , ^{139}Ce , ^{137}Ba) i $N=83$ (^{143}Nd) zostały odtworzone, uzyskana kolejność spinów nie zawsze jest zgodna z doświadczeniem.

IV Rotacyjne uszeregowanie spinu nukleonu

Jak to było omawiane w rozdziale III, w jądrach z obszaru przejściowego dużą rolę odgrywa sprzężenie ruchu pojedynczego nukleonu z rotacją. Wielkość tego sprzężenia może być określona poprzez podanie wartości rotacyjnie uszeregowanego spinu nukleonu (rotationally aligned nucleon spin). W różnych modelach stosowane są różne definicje rotacyjnie uszeregowanego spinu. W ramach modelu cząstka-rdzeń z bazą silnego sprzężenia jest on określany jako różnica rzutu spinu jądra na oś Ox i spinu rdzenia, w modelu wymuszonej rotacji - jako średnia wartość rzutu spinu nukleonu na oś Ox . W pracy [7] zdefiniowano rotacyjnie uszeregowany spin, j_R , jako wartość średnią rzutu spinu nukleonu na kierunek rotacyjnego momentu pędu rdzenia

$$j_R = \langle \vec{j} \cdot \vec{R} / R \rangle_I. \quad (1 \text{ IV})$$

W modelu cząstka-rdzeń z bazą silnego sprzężenia oraz w modelu wymuszonej rotacji przyjmuje się, że kierunek rotacyjnego momentu pędu pokrywa się z kierunkiem prostopadłym do osi symetrii jądra przed włączeniem oddziaływania cząstka-rotacja, przyjętym za kierunek osi Ox . Jednakże, sprzężenie cząstki z rotacją może spowodować, że jądro przestaje być osiowo symetryczne, a więc mogą wystąpić odchylenia kierunku rotacyjnego momentu pędu od kierunku osi Ox . W ramach modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka nie ma konieczności przyjmowania jakichkolwiek założeń co do kierunku osi obrotu. Rotacyjnie uszeregowany spin, j_R , wyraża się w prosty sposób przez amplitudy funkcji bazy, $W_I(j, R)$,

$$j_R = 1/2 \sum_{j, R} W_I^2(j, R) \left[[I(I+1) - j(j+1)] / R - R \right]. \quad (2 \text{ IV})$$

Na Rys.11 pokazano wykresy rotacyjnie uszeregowanego spinu j_R policzonego w pracy [7] oraz wykresy rotacyjnie uszeregowanego spinu, i , odniesionego do osi Ox , policzonego w ramach modelu z siłami Coriolisa⁹⁰). Na rys.11 widać, że istnieje płynne przejście od ujemnych wartości j_R dla stanów o antyrównoległym uszeregowaniu

(stany o spinach niższych niż $13/2$) do wartości dodatnich dla stanów o równoległym uszeregowaniu (stany o spinach wyższych niż $13/2$). Wartości j_R są mniejsze od wartości i dla stanów o spinach niższych niż $25/2$ i dla stanów nieuprzywilejowanych. Wskazuje to na słabsze uszeregowanie rotacyjne spinu pojedynczego nukleonu niż to wynika z obliczeń, w których używa się bazy silnego sprzężenia. Jak można zauważyć z poprzednich rozważań, dużą rolę przy analizowaniu własności spektroskopowych jąder przejściowych w oparciu o model sprzężenia rdzeń-kwazicząstka odgrywa średnia wartość rotacyjnego momentu pędu

$$\langle R \rangle_I = \sum_{j,R} W_I^2(j,R) R. \quad (3 \text{ IV})$$

W pracy [7] policzono średnie wartości: $\langle R \rangle_I$, $\langle R(R+1) \rangle_I$ i $\langle jR \rangle_I$ w różnych stanach o dodatniej parzystości dla jąder $^{164}, ^{168}, ^{165}, ^{167} \text{Yb}$. Jak to pokazano na Rys.12 momenty magnetyczne są w przybliżeniu proporcjonalne do średniej wartości rotacyjnego momentu pędu $\langle R \rangle_I$. Czynniki giromagnetyczne g_I można z dobrym przybliżeniem wyrazić przy pomocy średnich wartości kwadratu rotacyjnego momentu pędu, $\langle R(R+1) \rangle_I$, lub iloczynu skalarne rotacyjnego i jednocząstkowego momentu pędu, $\langle jR \rangle_I$ (średniej wartości oddziaływania Coriolisa)

$$g_I = 1/2 (g_R + g_I) + 1/2 (g_R + g_j) (\langle R(R+1) \rangle_I - \langle j(j+1) \rangle_I) / I(I+1), \quad (4 \text{ IV})$$

$$g_I = g_R - (g_R - g_j) (\langle j(j+1) \rangle_I + \langle jR \rangle_I) / I(I+1). \quad (5 \text{ IV})$$

Dokładnie obliczone wartości g_I są pokazane w Tablicy 4. Na podstawie wyników umieszczonych w tej tablicy widzimy, że czynniki g_I oscylują, przyjmując większe wartości dla stanów nieuprzywilejowanych i mniejsze dla uprzywilejowanych. Wynika to z faktu, że stany nieuprzywilejowane mają większy średni rotacyjny moment pędu niż stany uprzywilejowane i jest w zgodzie z przybliżonym wzorem (4 IV). Podobny efekt "staggering" występuje dla wszystkich rozpatrywanych średnich wartości: j_R , $\langle R \rangle_I$, $\langle R(R+1) \rangle_I$ i $\langle jR \rangle_I$.

Znany jest fakt, że dla jąder z obszaru przejściowego oddziaływanie Coriolisa wyrażające sprzężenie ruchu pojedynczej

cząstki z rotacją, policzone w reprezentacji silnego sprzężenia, jest na ogół zbyt duże na to aby odtworzyć widma poziomów wzbudzonych. W pracy [7], policzono średnią wartość oddziaływania Coriolisa

$$\langle IM; H_{Cor.}; IM \rangle = 2\theta^{-1} \langle \vec{j} \vec{R} \rangle_I = \sum_{j,R} j R W_I^2(j,R). \quad (6 IV)$$

w ramach modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka. Wyniki uzyskane dla jąder $^{161,169}\text{Yb}$ porównano z wartościami doświadczalnymi otrzymanymi z widm poziomów wzbudzonych tych jąder (patrz Tablica 5). Zgodność teorii z doświadczeniem jest dobra, to znaczy, że w ramach modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka sprzężenie ruchu jednocząstkowego z rotacją nie musi być osłabiane.

W odsprężonych widmach poziomów wzbudzonych jąder przejściowych obserwuje się zmniejszanie się odległości między poziomami o przeciwnej sygnaturze w dubletach wraz ze wzrostem liczby nukleonów w jądrze. Efekt ten można zinterpretować korzystając z faktu, że energię stanu $IM \rangle$ jądra o nieparzystej liczbie nukleonów, A , można w sposób przybliżony wyrazić jako sumę średniej energii kolektywnej i średniej energii jednocząstkowej

$$E_I = \theta^{-1} \langle R(R+1) \rangle_I + E_{pcz}. \quad (7 IV)$$

W Tablicy 6 podano policzone i doświadczalne wartości rozszczepienia między poziomami o przeciwnej sygnaturze dla jąder ^{161}Yb i ^{169}Yb . Na podstawie wyników przedstawionych w Tablicy 6 możemy stwierdzić, że zmniejszanie się rozszczepienia dubletów wraz ze wzrostem A jest głównie spowodowane zmniejszaniem się różnicy średnich energii jednocząstkowych dla stanów uprzywilejowanych i nieuprzywilejowanych oraz wzrostem momentu bezwładności rdzenia.

V Wpływ zależności przerwy energetycznej od rotacji
na rozszczepienie sygnaturowe

Permanentną cechą wszystkich modeli fenomenologicznych (np. modelu cząstka-rdzeń z siłami Coriolisa, modelu wymuszonej rotacji), w których używa się stałej wartości dla przerwy energetycznej Δ i parametrów deformacji niezależnych od stanu, jest to, że nie odtwarzają one z zadowalającą dokładnością rozszczepienia sygnaturowego obserwowanego w widmach poziomów wzbudzonych jąder z obszaru przejściowego. Również model sprzężenia rdzeń -kwazicząstka daje za małe rozszczepienie między poziomami uprzywilejowanymi i nieuprzywilejowanymi. W pracy [8] pokazano, że uwzględnienie zależności przerwy energetycznej, Δ , (mającej tu charakter parametru i nazywanej parametrem tworzenia par) od rotacji oraz uwzględnienie różnicy między rdzeniami $A-1$ i $A+1$, z którymi jest sprzężona kwazicząstka, odpowiednio, w stanie cząstkowym i dziurowym, znacznie poprawiają wyniki dla rozszczepienia sygnaturowego. Na Rys.13 pokazano schematy poziomów wzbudzonych jądra ^{157}Dy policzone z użyciem jednego rdzenia i stałej wartości Δ (przypadek *a*), z użyciem parametru tworzenia par zależnego od rotacyjnego momentu pędu, $\Delta=\Delta(R)$, (przypadek *b*), z użyciem $\Delta=\Delta(R)$ i dwóch różnych widm poziomów kolektywnych dla rdzeni $A-1$ i $A+1$ (przypadek *c*) oraz z użyciem dodatkowo dwóch różnych funkcji $\Delta_{A-1}(R) = \Delta_{A+1}(R)$ (przypadek *d*). Porównanie schematów *a* i *b* wskazuje na to, że użycie funkcji $\Delta(R)$ zamiast stałej wartości Δ powoduje poprawę położenia poziomów i zwiększenie rozszczepienia między poziomami o przeciwnej sygnaturze: $19/2$ i $21/2$, $23/2$ i $25/2$, $27/2$ i $29/2$ oraz $31/2$ i $33/2$. Uwzględnienie różnicy między rdzeniami $A-1$ i $A+1$ powoduje dodatkowe zwiększenie rozszczepienia sygnaturowego (przypadek *c* i *d*).

W celu uwzględnienia zależności parametru tworzenia par od rotacji w ramach modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka, w pracy [8], zdefiniowano średni parametr tworzenia par jako

$$\bar{\Delta}_I = \sum_{j,R} \{ U_I^2(j,R) \Delta_{A-1}(R) + V_I^2(j,R) \Delta_{A+1}(R) \}, \quad (1 V)$$

gdzie prawdopodobieństwa obsadzenia, $U_I^2(j,R)$ i $V_I^2(j,R)$, stanowią współczynniki wagowe w sumowaniu po stanach $|A-1,R,j,IM\rangle$ i $|A+1,R,j,I\rangle$. Średnia wartość parametru tworzenia par $\bar{\Delta}_I$ zależy od całkowitego momentu pędu I danego stanu $IM\rangle$ jądra o nieparzystej liczbie nukleonów A . Okazuje się, że, jak to pokazano na Rys. 14, średni parametr tworzenia par $\bar{\Delta}_I$ jest mniejszy w stanach nieuprzywilejowanych niż w stanach uprzywilejowanych. Wynika to z faktu, że, jak to możemy zobaczyć na Rys. 4, w stanach nieuprzywilejowanych jest więcej przyczynków od stanów rotacyjnych o wyższych spinach niż w stanach uprzywilejowanych, oraz z faktu, że $\Delta(R)$ jest funkcją malejącą. Ponieważ energia stanów kwazicząstkowych w przybliżeniu adiabatycznym została zdefiniowana jako

$$E_{\sigma} = \sqrt{(e_{\sigma} - \lambda)^2 + \bar{\Delta}_I^2}, \quad (2V)$$

więc widma stanów zdeformowanych używane w drugim kroku diagonalizacji pełnego hamiltonianu są różne dla stanów uprzywilejowanych i nieuprzywilejowanych, co powoduje powiększenie rozszczepienia sygnaturowego. W przypadku gdy poziom Fermiego jest położony w pobliżu stanu zdeformowanego $\Omega=3/2$, stany uprzywilejowane mają charakter bardziej dziurowy (większy przyczynek od rdzenia $A+1$) niż stany nieuprzywilejowane (większy przyczynek od rdzenia $A-1$). Ponieważ $E_{A+1}(R) < E_{A-1}(R)$, więc stany uprzywilejowane przesuwają się w dół w stosunku do stanów nieuprzywilejowanych, co powoduje dodatkowe powiększenie rozszczepienia sygnaturowego przy uwzględnieniu różnic między rdzeniami. W pracy [8] zmodyfikowano model sprzężenia rdzeń-kwazicząstka Dönau'a i Hagemanna dla dwóch różnych rdzeni $A-1, A+1^{50}$), poprzez wprowadzenie do hamiltonianu średniej przerwy energetycznej zależnej od spinu i energii kolektywnej rdzenia zależnej od struktury pojedynczej kwazicząstki. W ten sposób została odpowiednio uwzględniona zależność korelacji par od rotacji (zob. równanie 1V) oraz polaryzacja rdzenia polegająca na zmianie momentu bezwładności rdzenia wraz ze zmianą struktury pojedynczej kwazicząstki. Macierz energii w reprezentacji zdeformowanych stanów jednokwazicząstkowych wzięta została w postaci:

$$\langle 0IM;H|0IM\rangle = \sqrt{(e^{-\lambda})^2 + \bar{\Delta}_I^2} \delta_{\sigma, \sigma'} + \sum_{j,R} [u_{\sigma I}(j,R) u_{\sigma' I}(j,R) E_{A-1}(R) + v_{\sigma I}(j,R) v_{\sigma' I}(j,R) E_{A+1}(R)], \quad (3 V)$$

gdzie $E_{A-1} = \langle R A-1; H_{A-1}^{kol} | R A-1 \rangle$ i $E_{A+1} = \langle R A+1; H_{A+1}^{kol} | R A+1 \rangle$. (4 V)

Średnia wartość przerwy energetycznej, $\bar{\Delta}_I$, występująca w pierwszym członie równania (3V) jest określona w równaniu (1V), drugi człon reprezentuje średnią energię kolektywną, która zależy od struktury kwazicząstkowej stanów zdeformowanych. Macierz energii (3V) jest diagonalizowana w sposób samozgodny, przy czym w pierwszym kroku brana jest stała wartość przerwy energetycznej odpowiadająca wartości rotacyjnego momentu pędu $R=0$. Dobrą dokładność uzyskuje się już po trzeciej iteracji.

Spójność wyników i możliwość ich interpretacji opartej na analizie struktury rotacyjnej poszczególnych stanów pozwala sądzić, że obserwowane rozszczepienie sygnaturowe w widmach jąder z obszaru przejściowego świadczy o zależności przerwy energetycznej Δ od rotacji. Samozgodna metoda dla modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka, przedstawiona w pracy [8], może służyć do określenia tej zależności. W rozpatrywanym przypadku jądra ^{157}Dy najlepsze wyniki otrzymano dla zależności $\Delta(R)$ (pokazanej na Rys.15) otrzymanej w ramach mikroskopowych rachunków dla sąsiednich jąder o parzystej liczbie nukleonów⁶²). W ramach mikroskopowego podejścia⁹⁴) uzyskuje się dobre odtworzenie widm poziomów wzbudzonych jąder przejściowych o nieparzystej liczbie nukleonów, jednakże użycie modelu fenomenologicznego pozwala stwierdzić, iż na wielkość rozszczepienia sygnaturowego ma wpływ zależność korelacji par od spinu oraz polaryzacja rdzenia, polegająca na zależności momentu bezwładności rdzenia od struktury kwazicząstkowej. W ramach obliczeń mikroskopowych trudno jest wyodrębnić czynniki które wpływają na powiększenie rozszczepienia sygnaturowego.

VI Sztywność jąder ze względu na odkształcenia powierzchni

Zarówno z obliczeń opartych na modelach fenomenologicznych jak i z teorii mikroskopowych (zob. np. ref. ⁶⁴⁻⁶⁶) wynika, że jądra z obszaru przejściowego mają dobrze określoną deformację β , natomiast istnieją wątpliwości odnośnie tego czy deformacja γ tych jąder jest również dobrze określona czy też jądra te wykazują podatność na jej zmianę. Model Dawydowa-Filippowa ⁵⁵) dobrze opisuje wiele własności spektroskopowych jąder nie posiadających symetrii aksjalnej przy założeniu, że wartość deformacji γ jest ściśle określona, to znaczy, że jądra są sztywne ze względu na odchylenia od symetrii osiowej. Z drugiej strony powierzchnie kolektywnej energii potencjalnej policzone w sposób mikroskopowy wykazują duże rozmycie w kierunku γ , co wskazuje na miękkość jąder. W pracach [9-10] badany jest problem sztywności poprzez analizę własności spektroskopowych jąder o nieparzystej liczbie nukleonów. Do tego celu szczególnie dogodny jest model sprzężenia rdzeń-cząstka z bazą określoną w układzie laboratoryjnym. Jak to było omawiane wcześniej, w modelu tym, zredukowane elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych i energie kolektywnych stanów rdzenia są wprowadzane z zewnątrz, a więc mogą być liczone w ramach różnych modeli kolektywnych. Tak więc, w pracach [9-10] przeprowadzono rachunki dla jąder o nieparzystym $A = 130$ używając sztywnych rdzeni opisanych przy pomocy modelu Dawydowa-Filippowa oraz miękkich rdzeni opisanych przez makroskopowo-mikroskopowy model z niestabilnym potencjałem ⁶⁶). Rozkład gęstości dla stanu podstawowego jądra ¹²²Xe, otrzymany przy pomocy modelu z niestabilnym potencjałem przedstawiony jest na Rys.16. Widzimy, że w kierunku γ występuje szerokie maksimum w pobliżu $\gamma=30^\circ$, to znaczy, że model ten przewiduje dużą podatność jądra na odchylenia od symetrii osiowej. W modelu z niestabilnym potencjałem używa się kolektywnego hamiltonianu Bohra z policzonymi w sposób mikroskopowy parametrami masowymi i potencjałem zależnym tylko od deformacji β . Modelu tego użyto w pracach [9-10] do opisu miękkich rdzeni dla jąder ^{129,125,127,131}Cs. Rdzenie sztywne zostały opisane przy pomocy modelu Dawydowa-Filippowa. Jak to możemy zobaczyć na Rys.17 i 18, charakter odsprężonego widma poziomów o

ujemnej parzystości oraz połączenie poziomów wzbudzonych zostały dobrze odtworzone zarówno przez model z miękkim jak i ze sztywnym rdzeniem. Na Rys 17 i 18 przykładowo pokazano schematy poziomów dla jądra ^{127}Cs . Podobne wyniki uzyskano dla innych izotopów cezu. Tak więc trudno jest wyciągnąć określone wnioski odnośnie sztywności badanych jąder na podstawie analizy widm poziomów wzbudzonych. Okazało się jednak, że istnieją dość znaczne różnice między wartościami prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych policzonymi w ramach różnych modeli. Na podstawie wyników zawartych w Tablicy 7 można stwierdzić, że największe różnice występują dla przejść między poziomami nie należącymi do pasma yrast, ale również w ramach pasma yrast istnieją różnice wartości $B(E2)$ dla takich przejść jak $19/2_1 \rightarrow 15/2_1$, $23/2_1 \rightarrow 19/2_1$ i $27/2_1 \rightarrow 23/2_1$ umożliwiające rozróżnienie rdzeni miękkich od twardych. Porównanie wyników obliczeń dla $B(E2)$ z wartościami doświadczalnymi otrzymanymi dla jąder ^{134}La , Cs^{124} i Cs^{129} (zob. Tablica 8) pozwala wyciągnąć wniosek, że badane jądra z obszaru przejściowego wykazują tendencję do sztywności. W pracy [10] zwrócono uwagę na jeszcze jedną możliwość badania sztywności jąder, mianowicie przy pomocy określenia współczynników spektroskopowych. W Tablicy 9 podane są policzone współczynniki spektroskopowe dla kilku poziomów o spinie $11/2$ dla jąder $^{121,125,131}\text{Ce}$ i ^{131}La . Współczynniki spektroskopowe dla jąder miękkich znacznie się różnią od współczynników spektroskopowych dla jąder sztywnych.

Podsumowanie

W przedstawionych pracach badana jest współzależność różnych rodzajów ruchu występujących w jądrze atomowym poprzez analizę własności spektroskopowych jąder o nieparzystej liczbie nukleonów. Widma poziomów wzbudzonych i rozmycie nasilenia jednocząstkowego policzone dla jąder o liczbie neutronów bliskiej 82 przejawiających dynamiczną deformację świadczą o sprzężeniu ruchu pojedynczego nukleonu z wibracjami kwadrupolowymi i nktupolowymi powierzchni parzysto-parzystego rdzenia. Rachunki w ramach modelu pośredniego sprzężenia pozwoliły ocenić wielkość tego sprzężenia. W jądrach przejściowych takich jak jądra z obszaru ziem rzadkich o liczbie nukleonów bliskiej 150 widma rotacyjne są silnie zaburzone przez sprzężenie spinu pojedynczego nukleonu z rotacyjnym momentem pędu rdzenia. Wielkość tego sprzężenia jest reprezentowana przez tzw. rotacyjnie uszeregowany spin pojedynczego nukleonu zdefiniowany w pracy [7] jako średnia wartość rzutu spinu nukleonu na kierunek rotacyjnego momentu pędu. Wpływ rotacji na ruch pojedynczego nukleonu w jądrach przejściowych został przeanalizowany w ramach modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka z bazą określoną w układzie laboratoryjnym. Użycie tego modelu pozwoliło na określenie średniego rotacyjnego momentu pędu „zawartego” w stanach wzbudzonych jądra o nieparzystej liczbie nukleonów. Pokazano, że takie wielkości jak prawdopodobieństwa przejść magnetycznych, statyczne momenty magnetyczne i czynniki giroskopowe wykazują silną zależność od średniego rotacyjnego momentu pędu, który przybiera największe wartości dla stanów nieuprzywilejowanych i najmniejsze dla stanów uprzywilejowanych, co jest przyczyną efektu oscylacji (staggering). Pokazano również, że w jądrach pośrednich wibracyjna struktura multipletów przejawia się w efekcie staggering obserwowanym dla wartości zredukowanych przejść magnetycznych. Uszeregowanie rotacyjnego i nukleonowego momentu pędu ma wpływ na wielkość korelacji par, która zmniejsza się wraz ze wzrostem rotacyjnego momentu pędu. W pracy [8], do hamiltonianu modelu sprzężenia rdzeń-kwazicząstka, wprowadzono średnią przerwę energetyczną zależną od spinu poziomu wzbudzonego i energię kolektywną zależną

od struktury pojedynczej kwazicząstki. Z porównania obliczeń z doświadczeniem wynika, że obserwowane w widmach poziomów wzbudzonych rozszczepienie sygnowane może być odtworzone, gdy uwzględniona jest zależność przerwy energetycznej od rotacji i zależność momentu bezwładności rdzenia od stanu, w jakim znajduje się nieparzysty nukleon, przy nie zmieniających się parametrach deformacji. Wprowadzenie do modelu sprzężenia rdzeń-cząstka w pracach [9-10] miękkich rdzeni pozwoliło na badanie sztywności jąder ze względu na odkształcenia związane z odchyleniem od symetrii osiowej. Na podstawie otrzymanych wyników dla prawdopodobieństw przejść między stanami yrast jąder przejściowych o nieparzystej liczbie nukleonów ($A \approx 130$) stwierdzono, że jądra te wykazują tendencję do sztywności.

Literatura

1. N. Bohr and F. Kallkar, Dan.Mat.Fys.Medd. 14, No 10 (1937)
2. N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys.Rev. 56 (1939) 426
3. A. Bohr and V. Weisskopf, Phys.Rev. 77 (1950) 94
4. A. Bohr, Phys.Rev, 81 (1951) 81
5. S.Flügge, Ann.Physik 39 (1941) 373
6. Townes, Foley and Low, Phys.Rev. 76 (1949) 1415
7. D.R.Hartree, Proc.Cambridge Phil.Soc. 24 (1928) 89
8. V. Fock, Z.Physik 61 (1930) 126
9. V. Fock, Z.Physik 62 (1930) 759
10. W. Elsasser, Journ.Phys.Rad. 4 (1933) 549
11. W. Elsasser Compt Rend. 199 (1934) 1213
12. M.G. Mayer, Phys.Rev. 75 (1949) 1969
13. Haxel, J.H.D. Jensen and H.E. Suess, Phys.Rev. 75 (1949) 1766
14. L.A. Nordheim, Rev.Mod.Phys. 23 (1951) 322
15. V.F. Weisskopf, Science 113 (1954) 101
16. M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure 1955, Wiley, New York
17. A. de Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory 1963, Acad. Press, New York
18. A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure Vol. I, 1975, Benjamin, Massachusetts
19. J. Rainwater, Phys.Rev. 79 (1950) 432
20. A. Bohr, Phys.Rev. 81 (1951) 134
21. A. Bohr, Dan.Mat.Fys.Medd. 26 (1952) No 4
22. A. Bohr and B. Mottelson, Dan.Mat.Fys.Medd. 27 (1953) No 16
23. D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys.Rev. 89 (1953) 1102
24. A.K. Kerman, Dan.Mat.Fys.Medd. 30 (1956) No 15
25. A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure Vol II, 1975, Benjamin, Massachusetts
26. A.J. Kreiner, Phys.Rev.Lett. 42 (1979) 829
27. K. Neergard, Phys.Lett. 89B (1979) 5
28. A. Bohr and B.R. Mottelson Phys.Scr. 22 (1980) 461
29. J. Rekstad and T. Engeland, Phys.Lett. 89B (1980) 316

30. J. Almerger, I. Hamamoto and G. Leander, Phys.Scr. 22 (1981) 331
31. D.R. Inglis Phys.Rev. 96 (1954) 1059
32. R. Beck, H.J. Mang and P. Ring, Z.Phys. 23 (1970) 231
33. B. Banerjee, H.J. Mang and P. Ring, Nucl.Phys. A 215 (1973) 366
34. P. Ring and H.J. Mang Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 1174
35. P. Ring and H.J. Mang and B. Banerjee, Nucl.Phys. A 225 (1974) 141
36. I. Hamamoto, Nucl.Phys.A 271 (1976) 15
37. R. Bengtsson and S. Frauendorf, Nucl.Phys. A 314 (1979) 27
38. R. Bengtsson and S. Frauendorf, Nucl.Phys. A 327 (1979) 139
39. J. Almerger, I. Hamamoto and G. Leander, Nucl.Phys.A 333 (1980) 184
40. G. Leander, Phys.Scr. 22 (1981) 331
41. I. Hamamoto and B.R. Mottelson, Phys.Lett.B 127 (1983) 281
42. S. Frauendorf and F.R. May, Phys.Lett. 125B (1983) 245
43. R. Bengtsson and J.D. Garrett, Int.Rev.Nucl.Phys. (1984) 193
44. F. Dönau, Nucl.Phys. A517 (1990) 125
45. A.de Shalit, Phys.Rev. 122 (1961) 1530
46. L.S. Kisslinger and R.A. Sorensen, Rev.Mod.Phys. 35 (1963) 853
47. S.Das Gupta and N. de Takacsy, Phys.Rev. C10 (1974) 1220
48. U. Hagemann and F. Donau, Phys.Lett. 59B (1975) 321
49. G. Leander, Nucl.Phys. A273 (1976) 286
50. F.Dönau and U. Hagemann, Nucl.Phys. A256 (1976) 27
51. Y. Tanaka and R.K. Sheline Nucl.Phys. A276 (1977) 101
52. F. Dönau and S. Frauendorf, Phys.Lett. 71B (1977) 263
53. D.C. Choudhury, Dan.Mat.Fys.Medd. 28 No 4 (1954)
54. S.G. Rohoziński, J. Dobaczewski, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski and J. Srebrny, Nucl.Phys.A292 (1977) 66
55. A.S. Dawydow and G.F. Filippow Nucl.Phys. 8 (1958) 237
56. J. Dobaczewski, S.G. Rohoziński and J. Srebrny Z.Physik A282 (1977) 203
57. J. Bardeen, L.N. Cooper and J.A. Schrieffer, Phys.Rev. 108 (1957) 1175
58. S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I.L. Lamm, P. Möller and B. Nilsson, Nucl.Phys. A 131 (1960) 1

59. J. Kownacki, J.D. Garrett, J.J. Gaardhoje, G.B. Hagemann, B. Herskind, S. Jonsson, N. Roy, H. Ryde and W. Waluś, Nucl.Phys. A394 (1983) 269
60. Y.S. Chen, L.L. Riedinger and G. Leander, Phys.Let. B113 (1982) 124
61. W. Klamra, S.A. Hjorth, J. Boutet, S. Andre and D. Barneoud, Nucl.Phys. A 199 (1973) 81
62. M. Diebel, A.N. Mantri and K. Mosel, Nucl.Phys. A 345 (1980)
63. S.A. Hjorth, A. Johnson and G. Ehrling Nucl.Phys. A 184 (1972) 113
64. K. Kumar and M. Baranger, Nucl.Phys. A 122 (1968) 273
65. I. Ragnarsson, A. Sobiczewski, R.K. Sheline, S.E. Larsson and B. Nerlo-Pomorska, Nucl.Phys. A 233 (1974) 329
66. T. Kaniewska, A. Sobiczewski, K. Pomorski and S.G. Rohoziński Nucl.Phys. A 274 (1976) 151

Tablica 1. Energie, zredukowane prawdopodobieństwa przejść i stosunki prawdopodobieństw przejść dla jąder $^{161,163,165,167}\text{Yb}$. Dane doświadczalne zostały wzięte z pracy⁶⁰⁾.

Jądro	J (\hbar)	$E(J)$ (keV)		$E(J-1)$ (keV)		$B(E2)(e^2 b^2)$		$I_\gamma(J \rightarrow J-1)/I_\gamma(J \rightarrow J-2)$		$I_\gamma(J \rightarrow J+1)/I_\gamma(J \rightarrow J-2)$	
		Stan		Stan				A		B	
		nieuprzywilejowany	uprzywilejowany	A	B	$J \rightarrow J-1$	$J \rightarrow J+1$	Teor.	Eksp.	Teor.	Eksp.
^{161}Yb	15	738	703	230	230.4	0.173	0.155				
	19	1118	1117	462	462.6	0.113	0.101	3.24	0.72 ± 0.15	0.83	0.49 ± 0.12
	23	1629	1649	869	859.9	0.078	0.070	1.33	0.49 ± 0.09	0.28	0.15 ± 0.03
	27	2235	2259	1394	1382.3	0.056	0.051	0.78		0.13	
	31	2941	2919	1999	1999.2	0.042	0.041	0.54		0.07	
^{163}Yb	15	511	483.7	167	167.4	0.303	0.264	3.72	1.6 ± 0.2	0.88	1.0 ± 0.2
	19	852	854.0	374	370.4	0.192	0.170	0.91	0.23 ± 0.02	0.13	0.08 ± 0.02
	23	1313	1343.3	729	715.4	0.131	0.117	0.47		0.06	
^{165}Yb	15	421	419.3	217	217.2	0.453	0.324	0.32	0.55 ± 0.08		
		383		217		0.549		0.74			
	19	749	758.4	431	423.2	0.269	0.224	0.19	0.24 ± 0.04		
		706		458		0.338		0.31			
	23	1227	1211.5	743	745.4	0.173	0.158	0.15	0.24 ± 0.04		
	1173		788		0.219		0.19				
^{167}Yb							$J+1 \rightarrow J$				$I_\gamma(J+1 \rightarrow J)/I_\gamma(J+1 \rightarrow J-1)$
	15	330	330.1	186	185.9	0.600	0.466	0.38	0.60 ± 0.08	0.14	
	19	639	644.3	406	407.8	0.381	0.305	0.22	0.54 ± 0.08	0.03	
	23	1048	1060.6	736	721.2	0.258	0.209	0.17	0.21 ± 0.03	0.006	

Tablica 2. Zredukowane prawdopodobieństwa przejść M1, stosunki zmieszania i względne zredukowane prawdopodobieństwa przejść dla jąder $^{161,163,165,167}\text{Yb}$.

Jądro	2J (h)	B(M1)(μ_N^2)		$\delta(E2/M1)$				$B_B(M1)/B_A(M1)$	
		A	B	A(J \rightarrow J-1)		B(J \rightarrow J+1)		Teor.	Eksp.†
		J \rightarrow J-1	J \rightarrow J+1	Teor.	Eksp.†	Teor.	Eksp.†		
^{161}Yb	15	0.067	0.268	0.635	0.6 ± 0.4	-0.152	-0.17 ± 0.08	4.00	8.9 ± 3.0
	19	0.045	0.325	0.865	$0.5^{+1.0}_{-0.1}$	-0.120	-0.20 ± 0.11	7.22	13.7 ± 5.9
	23	0.035	0.368	0.989	0.4 ± 0.15	-0.097	-0.2 ± 0.10	10.51	9.2 ± 2.4
	27	0.031	0.403	0.988		-0.077		13.00	
	31	0.031	0.422	0.899		-0.062		13.61	
^{163}Yb	15	0.023	0.223	0.960	0.60 ± 0.05	-0.103	-0.48 ± 0.12	9.70	15.9 ^a
	19	0.015	0.281	1.463	0.50 ± 0.20	-0.090		18.73	17.3 ^a
	23	0.011	0.326	1.805		-0.083		29.64	
^{165}Yb	15	0.0001	0.164	-9.658	-1.3 ± 0.2	-0.005		1640	
		0.0133		-1.085					
	19	0.0004	0.260	7.013	-1.7 ± 0.3	-0.01		650	
		0.0080		-1.821					
	23	0.0022	0.301	3.481	$-5.0^{+3.0}_{-1.5}$	-0.022		137	
		0.0027		-3.512					
^{167}Yb			J+1 \rightarrow J			J+1 \rightarrow J			
	15	0.028	0.145	-0.559	-0.48 ± 0.04	-0.116		5.18	2.8 ^b
	19	0.034	0.203	-0.658	-0.42 ± 0.05	-0.079		5.97	
	23	0.035	0.264	-0.768	-0.35 ± 0.04	-0.046		7.54	

† Wszystkie eksperymentalne dane zostały wzięte z pracy Chen i in.(1982) oprócz trzech oznaczeń

^a Kownacki i in. (1983)

^b Roy i in. (1982)

Tablica 3. Współczynniki spektroskopowe dla reakcji wychwytu, $S_j^{(-)}$,
i dla reakcji zrywania $S_j^{(+)}$ ($2J+1$).

Jądro	J^{π}	$(2J+1)S_j^{(+)}$			$S_j^{(-)}$		
		Obliczenia		Eksperyment	Obliczenia		Eksperyment
		Rdzeń teor.	Rdzeń eksper.		Rdzeń teor.	Rdzeń eksper.	
^{150}Dy	$\frac{1}{2}^{+}$	0.001	0.001	0.004	0.004	0.003	—
	$\frac{3}{2}^{+}$	0.10	0.11	0.18	0.33	0.31	0.24
	$\frac{5}{2}^{+}$	1.84	1.60	3.02	2.86	2.67	2.85
^{161}Dy	$\frac{1}{2}^{+}$	0.000	0.001	0.003	0.002	0.001	0.006
	$\frac{3}{2}^{+}$	0.06	0.11	0.20	0.27	0.21	0.26
	$\frac{5}{2}^{+}$	1.37	1.59	1.60	2.67	2.10	3.20

Tablica 4. Doładnie policzone czynniki giromagnetyczne dla stanów o dodatniej parzystości jąder $^{161,163,165,167}\text{Yb}$ ($g_{\pm} = g_{\text{free}}$).

$2J/\hbar$	$A=161$	$A=163$	$A=165$	$A=167$
13	-0.115	-0.092	-0.044	0.002
15	0.027	0.044	0.069	0.068
17	-0.001	0.013	0.036	0.067
19	0.104	0.114	0.129	0.124
21	0.075	0.082	0.096	0.114
23	0.157	0.164	0.169	0.167
25	0.128	0.132	0.141	0.149

Tablica 5. Porównanie obliczonej średniej wartości oddziaływania Coriolisa ($2\Theta^{-1}(\langle jR \rangle_I - \langle jR \rangle_{I_0})$, gdzie $I_0 = 13/2, 15/2$ odpowiednio dla stanów uprzywilejowanych i nieuprzywilejowanych) z wartością eksperymentalną, $\Theta^{-1}(I(I+1) - I_0(I_0+1)) - (E_{I_{\text{eksp}}} - E_{I_0})$.

$2J/\hbar$	^{161}Yb		^{163}Yb	
	Eksp.	Teor.	Eksp.	Teor.
17	0.696	0.749	0.565	0.618
21	1.458	1.503	1.180	1.244
25	2.328	2.264	1.869	1.874
19	0.630	0.630	0.494	0.511
23	1.374	1.256	1.060	1.025

Tablica 6. Porównanie obliczonej wartości rozszczepienia sygnowego ΔE jako sumy różnicy średnich energii rotacyjnych i różnicy średnich jednocząstkowych energii z doświadczeniem.

$J_{\text{unf}}, J_f/\hbar$	A	$\Delta \bar{E}_{\text{rot}}$	$\Delta \bar{E}_{\text{sp}}$	ΔE	ΔE_{exp}	$\Delta \langle R(R+1) \rangle$
$\frac{15}{2}, \frac{17}{2}$	161	358	-103	255	240	12.36
	163	289	-156	133	112	12.06
$\frac{19}{2}, \frac{21}{2}$	161	352	-103	249	257	12.15
	163	296	-156	140	139	12.35
$\frac{23}{2}, \frac{25}{2}$	161	363	-103	260	267	12.53
	163	310	-156	154	165	12.92

Tablica 7. Policzony prawdopodobieństwa przejść między stanami o ujemnej parzystości dla jądra ^{127}Cs .

Przejście ($2 \times I_i$) \rightarrow ($2 \times I_f$)	B(E2)		B(M1)	
	miękki rdzeń	sztwywny rdzeń	miękki rdzeń	sztwywny rdzeń
$11_1 \rightarrow 7_1$	1763	1936		
$15_1 \rightarrow 11_1$	2433	2221		
$19_1 \rightarrow 15_1$	3790	2432		
$23_1 \rightarrow 19_1$	4498	2892		
$27_1 \rightarrow 23_1$	4801	3465		
$11_3 \rightarrow 9_2$	3	472	0.07	0.03
$15_1 \rightarrow 11_2$	802	91		
$17_1 \rightarrow 15_1$	212	757	0.15	0.15
$19_1 \rightarrow 17_1$	62	146	0.29	0.24
$23_1 \rightarrow 21_1$	43	300	0.33	0.32

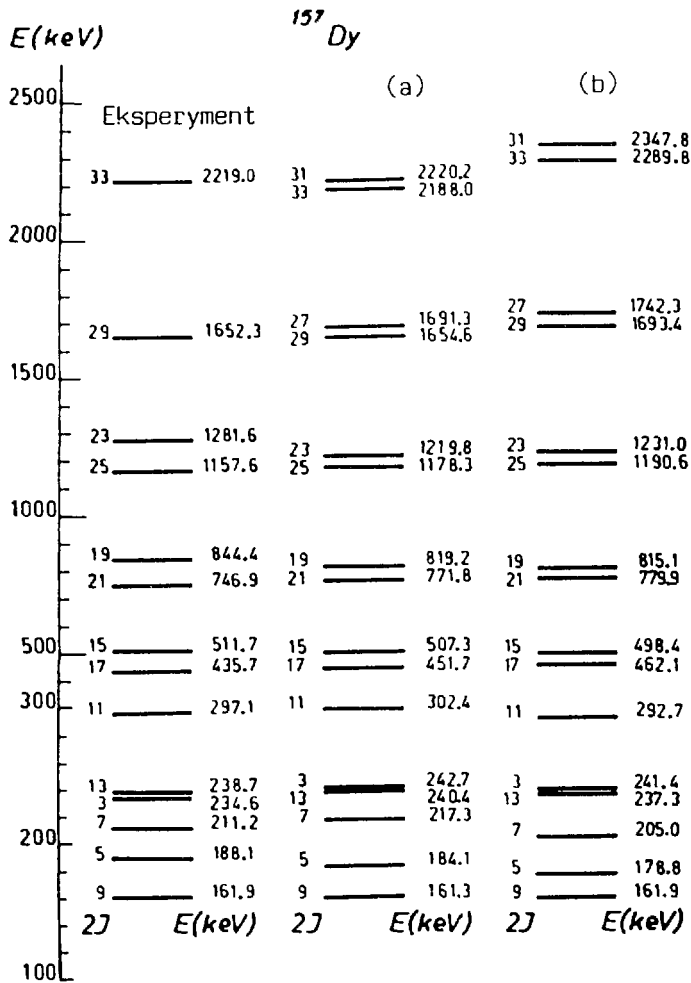
Wartości B(E2) są podane w jednostkach $e^2 \cdot \text{fm}^4$, wartości B(M1) w jednostkach μ^2 .
W obliczeniach użyto teoretycznych zredukowanych elementów macierzowych (RME)^N i energii wzbudzenia rdzenia.

Tablica 8. Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 dla jąder ^{131}La i $^{121,123}\text{Cs}$.

Jądro	Przejście	Eksperyment	Sztwywny rdzeń	Miękki rdzeń
^{131}La	$15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^-$	0.34(2)	0.33	0.36
	$19/2_1^- \rightarrow 15/2_1^-$	0.33(3)	0.36	0.47
^{123}Cs	$15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^-$	$0.40^{+0.2}$	0.469	0.497
	$19/2_1^- \rightarrow 15/2_1^-$	$0.45^{+0.08}_{-0.04}$	0.514	0.725
^{121}Cs	$15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^-$	$0.58^{+0.07}_{-0.05}$	0.550	0.555
	$19/2_1^- \rightarrow 15/2_1^-$	$0.70^{+0.14}$	0.607	0.793

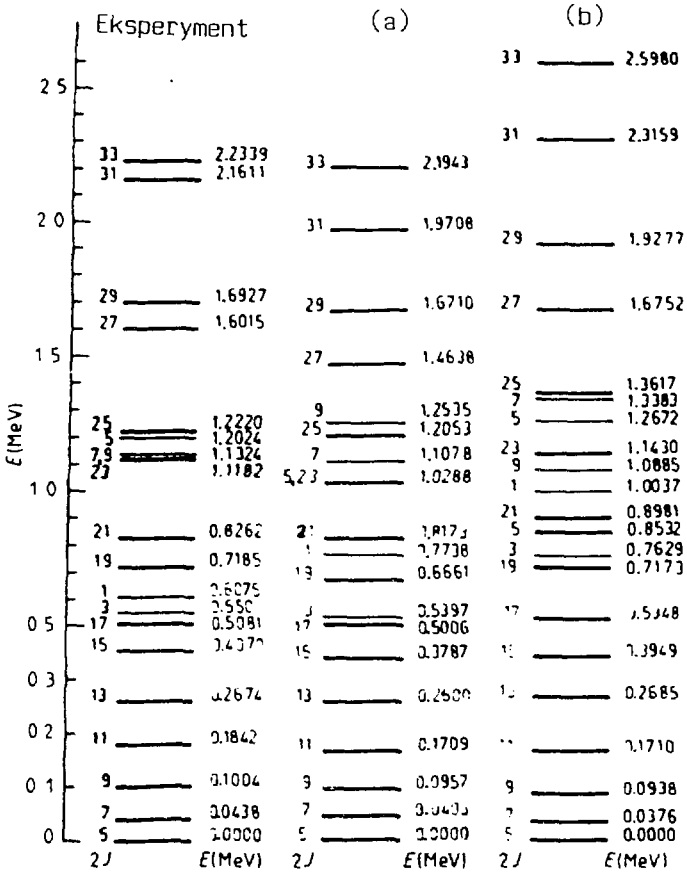
Tablica 9. Współczynniki spektroskopowe dla stanów o spinie $I=11/2$ h jąder cezu i lantanu.

Jądro	Miękki rdzeń (przypadek A)				Sztwywny rdzeń (przypadek A)			
	$11\ 2_1^-$	$11\ 2_2^-$	$11\ 2_3^-$	$11\ 2_4^-$	$11\ 2_1^+$	$11\ 2_2^+$	$11/2_3^+$	$11/2_4^+$
^{123}Cs	3.40	0.05	0.08	3.20	4.60	0.53	2.17	0.94
^{125}Cs	3.74	0.15	0.50	2.89	4.93	0.61	2.25	0.95
^{131}Cs	5.24	1.69	2.71	0.07	5.73	1.98	1.85	0.40
^{131}La	4.36	0.22	2.86	0.14	4.89	0.48	2.16	0.99

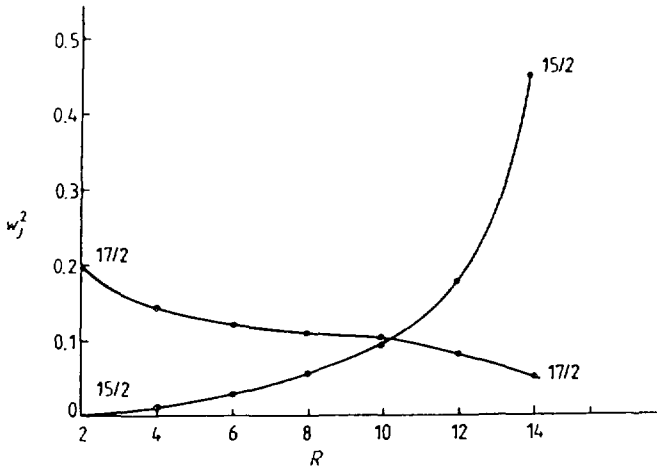


Rys.1,2. Widma poziomów wzbudzonych o dodatniej parzystości dla jader ^{157}Dy i ^{164}Dy . Wyniki obliczeń przy użyciu: (a) eksperymentalnych, (b) obliczonych w ramach modelu symetrycznego rotora, energii kolektywnych, są porównane z doświadczeniem^{61:69}).

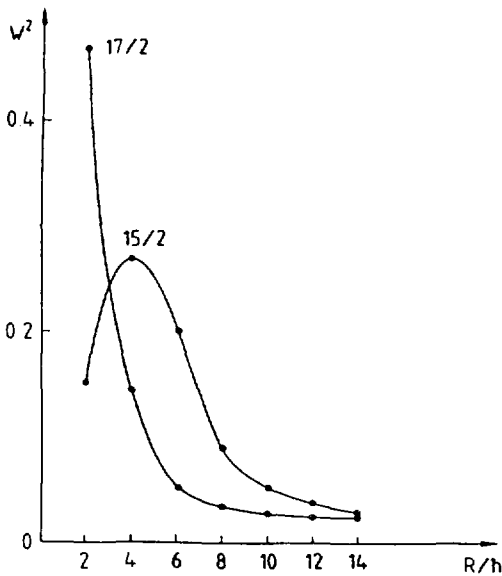
¹⁴³Dy



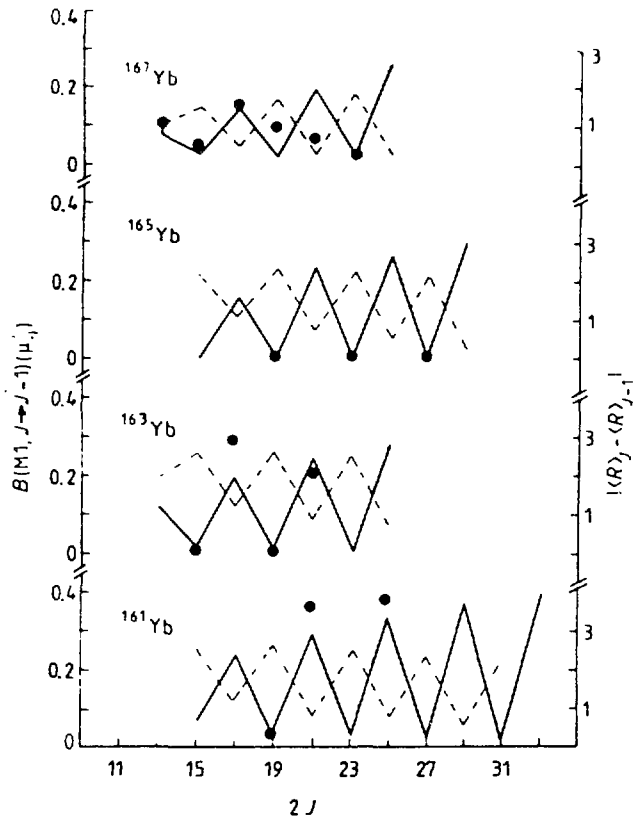
Rys. 2.



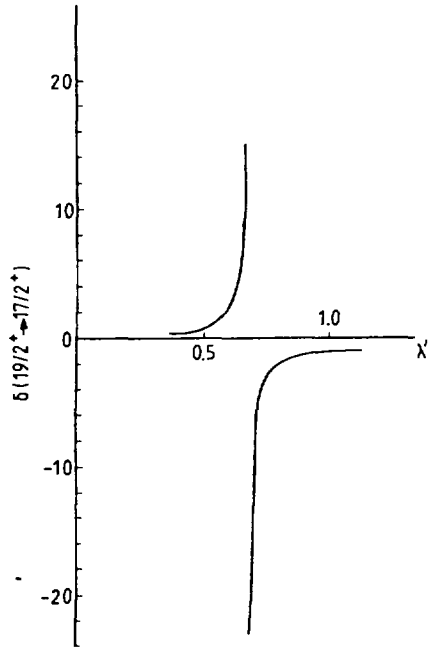
Rys.3. Amplitudy stanów $|i_{13/2}, R, I\rangle$ dla najniższych adiabatycznych poziomów ($\Omega=1/2$) o spinach $I=15/2\hbar$ (stan nieuprzywilejowany) i $17/2\hbar$ (stan uprzywilejowany) jądra ^{164}Yb .



Rys.4. Amplitudy stanów $|i_{19/2}, R, I\rangle$ dla poziomów wzbudzonych o spinach $I=15/2\hbar$ (stan nieuprzywilejowany) i $17/2\hbar$ (stan uprzywilejowany) jądra ^{157}Dy .

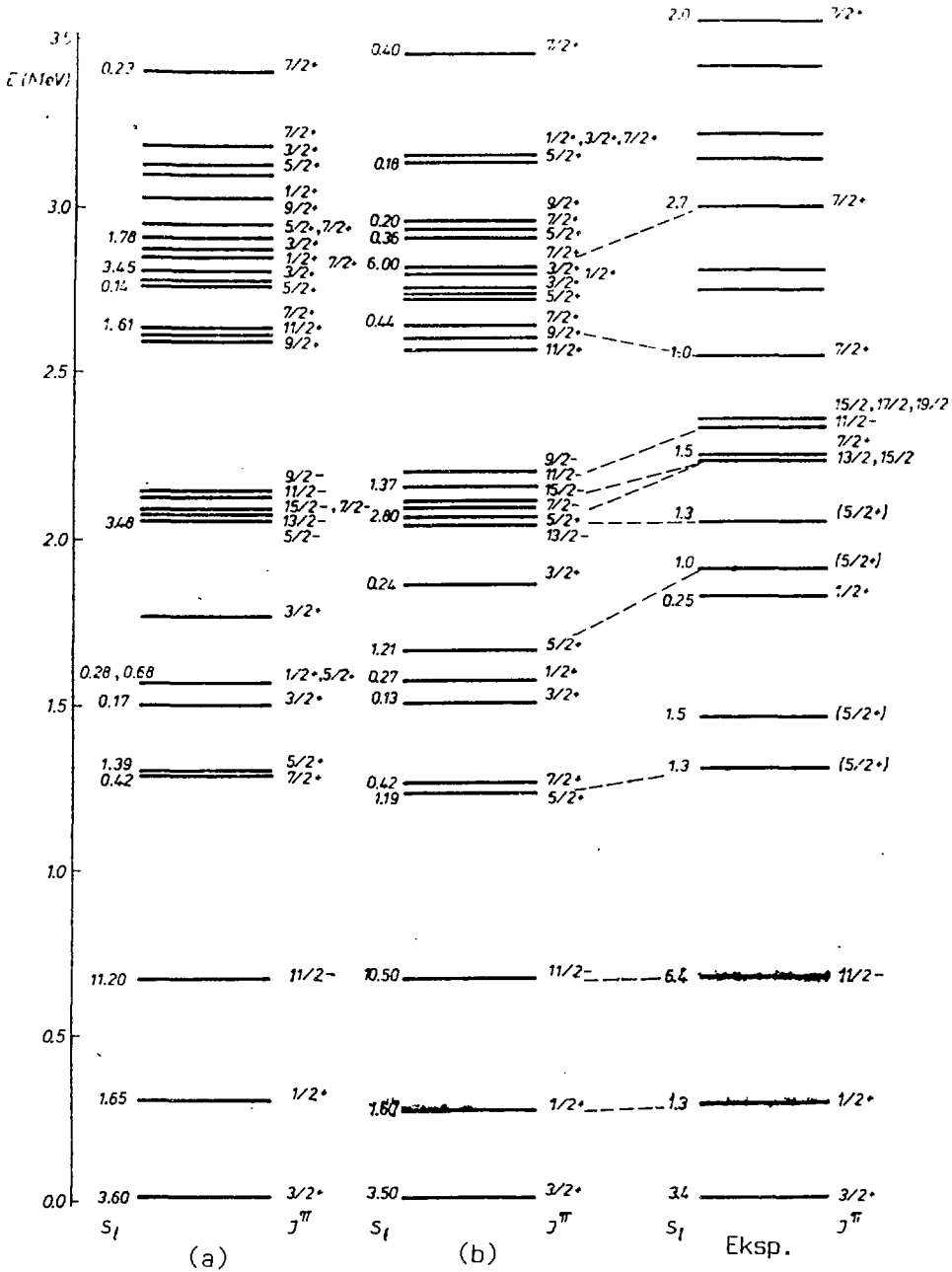


Rys.5. Zredukowane prawdopodobieństwa przejść $B(M1)$. Kropki oznaczają wartości doświadczalne. Linia przerywana przedstawia obliczone względne średnie wartości rotacyjnego momentu pędu.

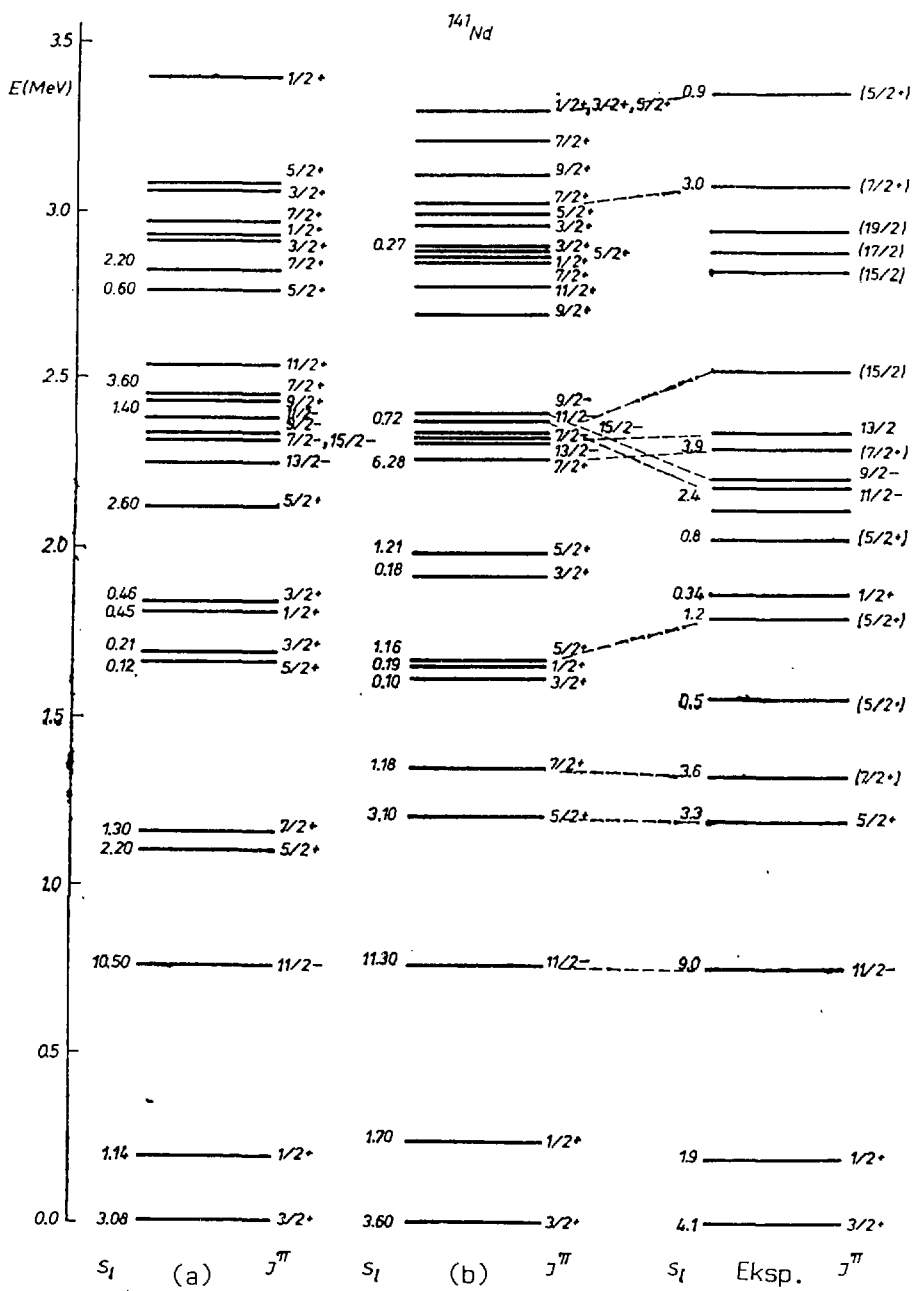


Rys.6. Stosunek zmieszania $\delta(E2/M1; 19/2^+ \rightarrow 17/2^+)$ jako funkcja względnej wartości energii Fermiego

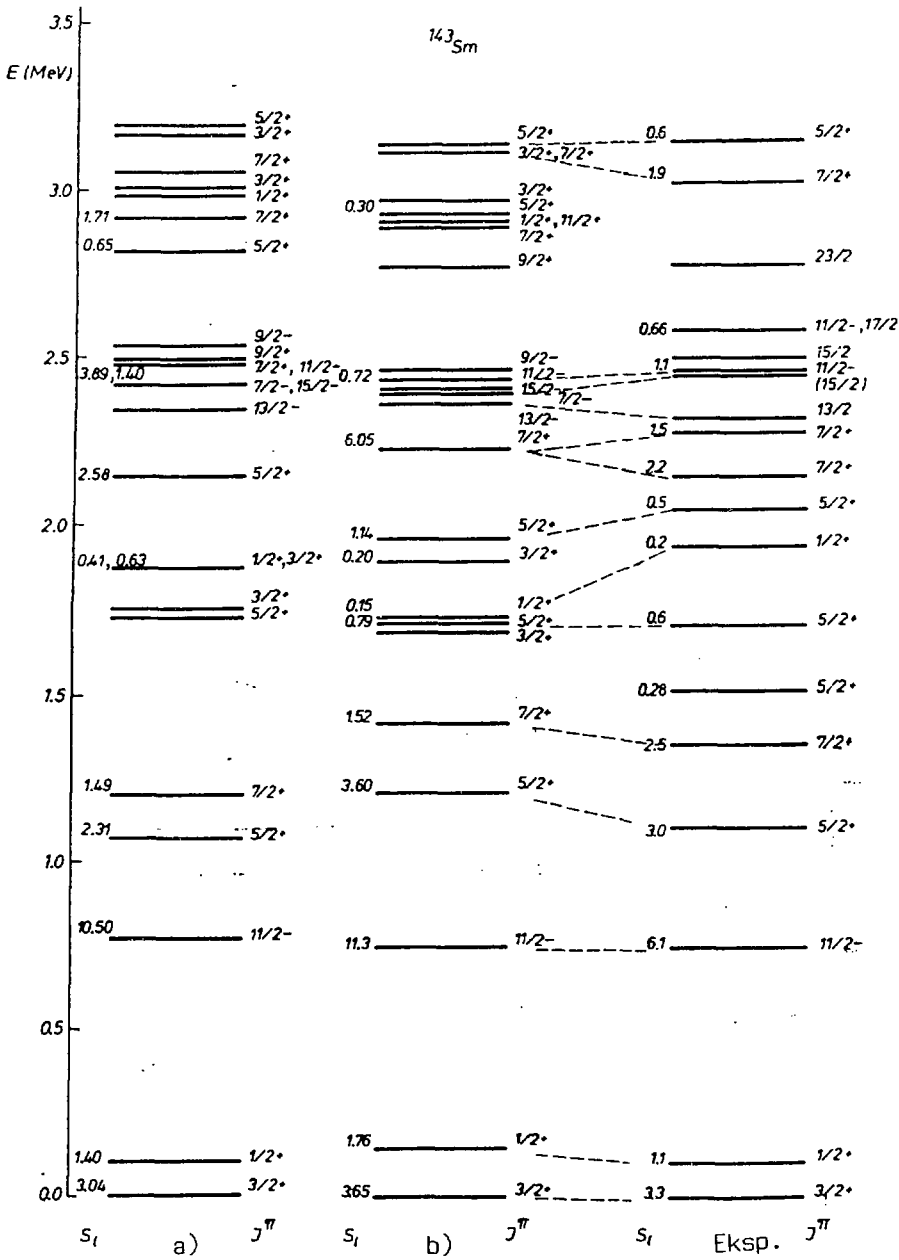
$\lambda' = (\lambda - \epsilon(\Omega=3/2)) / (\epsilon(\Omega=3/2) - \epsilon(\Omega=1/2))$ dla jądra ^{157}Dy .

^{137}Bo 

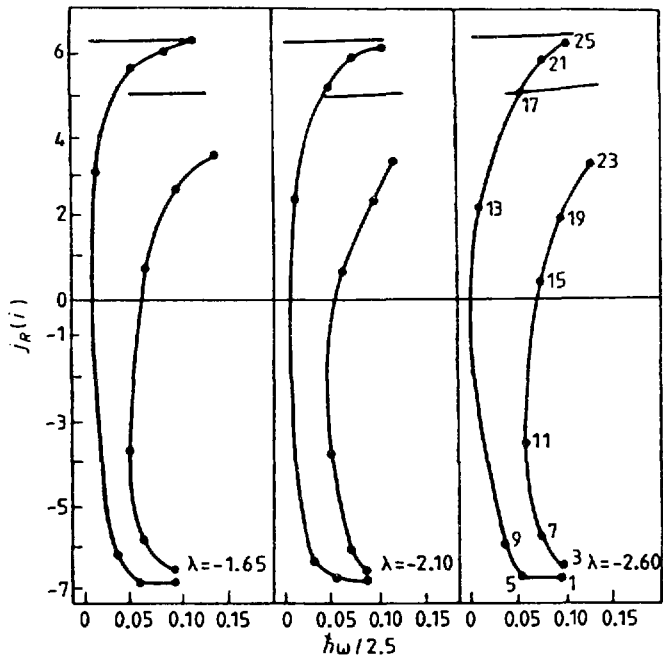
Rys.7-10. Widma poziomów wzbudzonych jąder o liczbie neutronów $N=81$. W przypadku a) obliczenia zostały dokonane z użyciem stałego parametru sprzężenia cząstka-rdzeń, w przypadku b) z użyciem parametru sprzężenia zależnego od stanu.



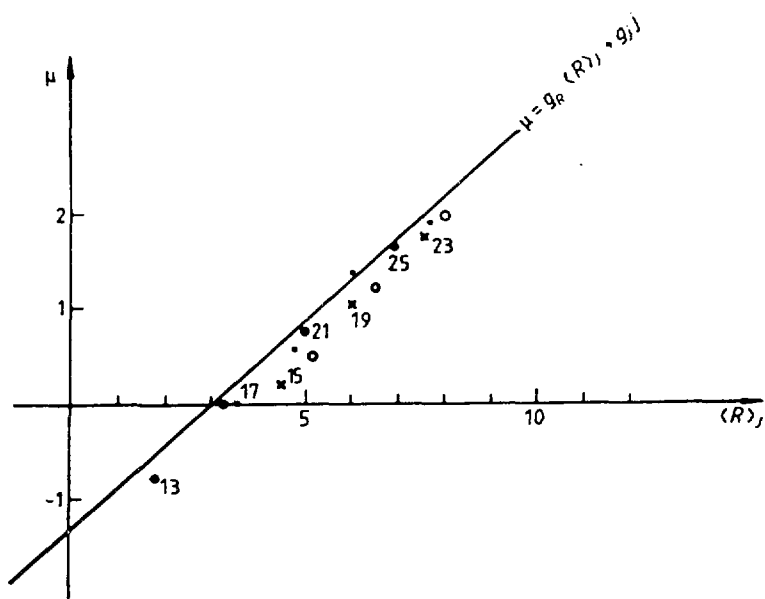
Rys. 9.



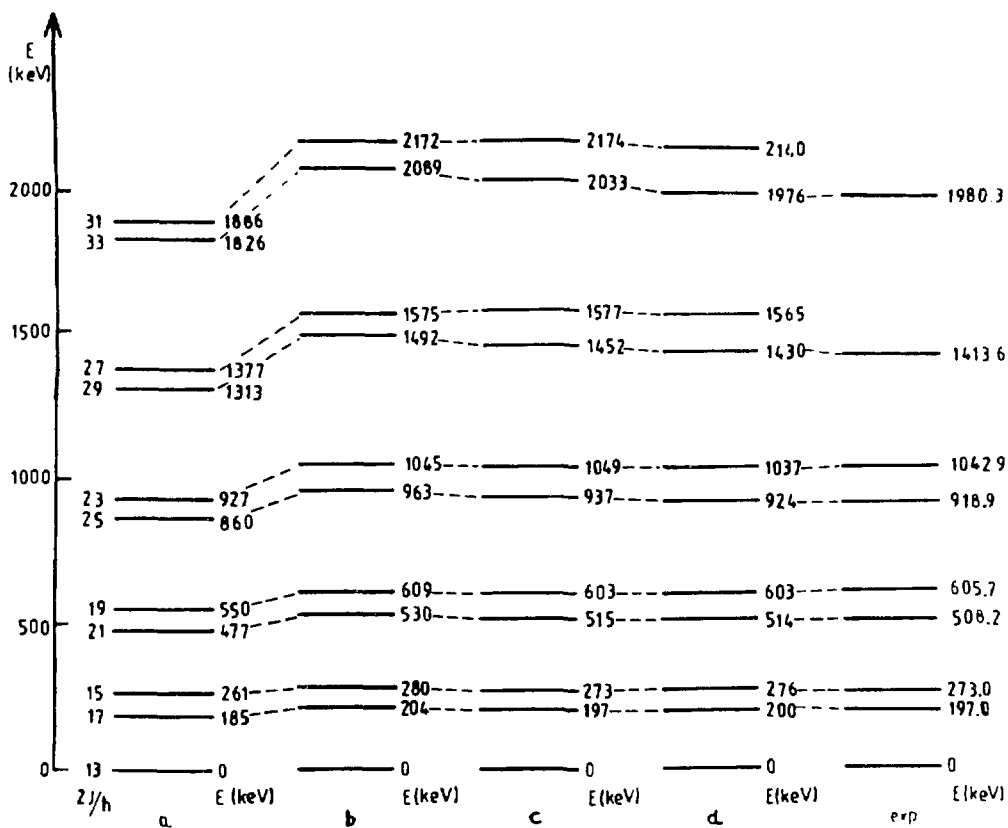
Rys. 10.



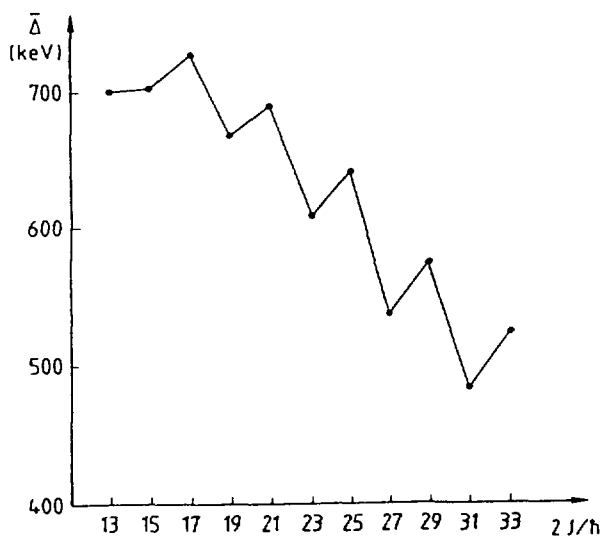
Rys.11. Rotacyjnie uszeregowany spin pojedynczego nukleonu jako funkcja częstości rotacyjnej policzony dla jądra ^{161}Yb . Liczby przy kropkach oznaczają podwojony całkowity spin $2I$. Pary równoległych prostych obrazują uszeregowany spin policzony w pracy 39) w ramach modelu cząstka-rotor.



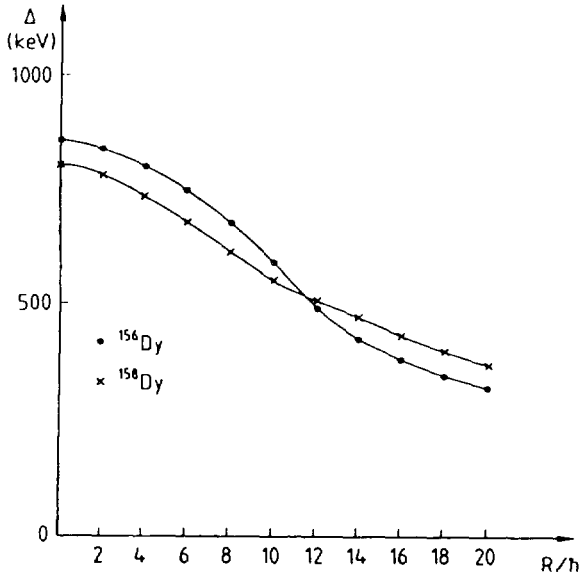
Rys.12. Statyczny moment magnetyczny jako funkcja średniej wartości rotacyjnego momentu pędu. Liczby na rysunku oznaczają podwojony całkowity spin, duże i małe pełne kółka odpowiadają jądru ^{164}Yb . Kółka puste i krzyżyki - jądru ^{167}Yb .



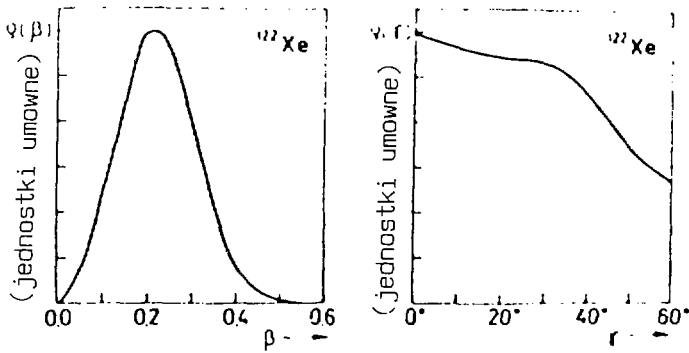
Rys.13. Wybrane poziomy o dodatniej parzystości jądra ^{157}Dy policzone z użyciem (a) $\Delta = \text{const.}$ i $E(R) = 1/2(E_{\Lambda-1}(R) + E_{\Lambda+1}(R))$, (b) $\Delta = \Delta_{\Lambda-1}(R)$ i $E(R)$ jak w przypadku a, (c) $\Delta = \Delta_{\Lambda-1}(R)$ i $E_{\Lambda-1}(R) = E_{\Lambda+1}(R)$ oraz (d) $\Delta_{\Lambda-1}(R) = \Delta_{\Lambda+1}(R)$ i $E_{\Lambda-1}(R) = E_{\Lambda+1}(R)$. Wartości doświadczalne energii zostały wzięte z pracy 64).



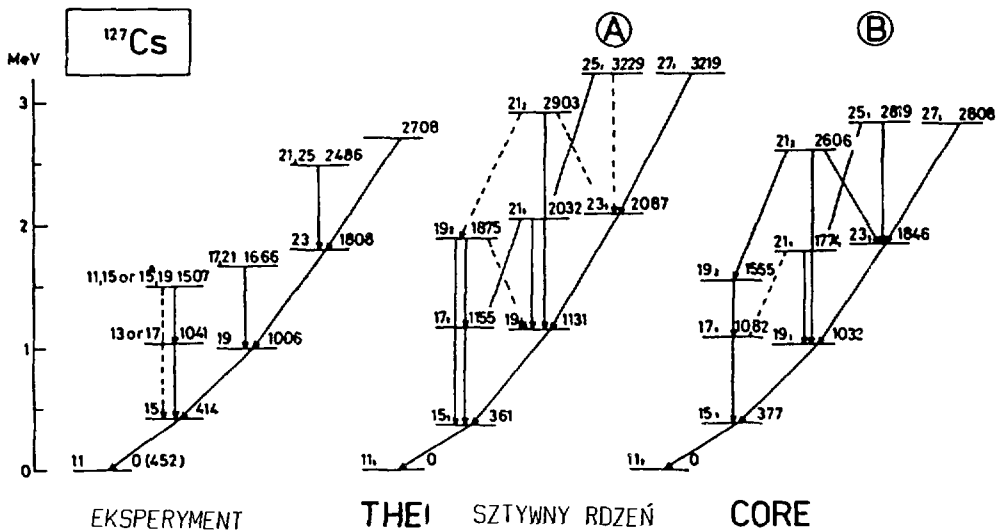
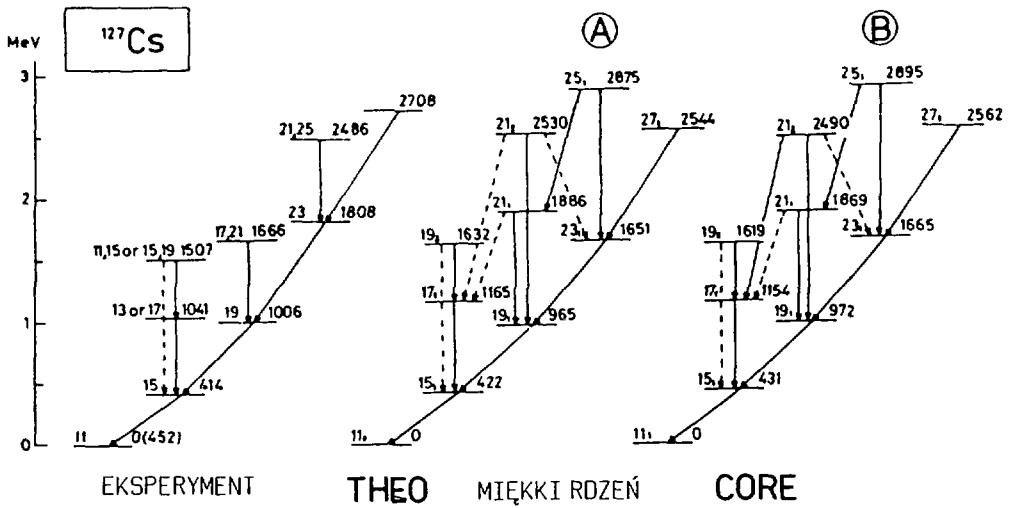
Rys.14. Średnia wartość przerwy energetycznej jako funkcja całkowitego momentu pędu dla stanów wzbudzonych o dodatniej parzystości jądra ^{157}Dy .



Rys.15. Wartość przerwy energetycznej jako funkcji momentu pędu dla jader parzysto-parzystych ^{156}Dy i ^{158}Dy policzona mikroskopowo w pracy ⁶²).



Rys.16. Rozkład gęstości materii dla stanu podstawowego jądra ^{122}Xe policzony w pracy ⁶⁷).



Rys.17,18. Energie wybranych poziomów wzbudzonych o ujemnej parzystości dla jądra ^{127}Cs policzone przy użyciu miękkiego rdzenia (Rys.17) i twardego rdzenia (Rys.18). W przypadkach A i B użyto odpowiednio teoretycznych i eksperymentalnych wartości dla energii kolektywnych rdzenia.

