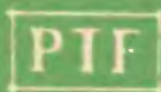


POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



Materiały
II Letniej Szkoły Fizyki Jądrowej
Jeziorowskie 1969

TOM XXI

ZESZYT 1

1970

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr **WOJCIECH RUBINOWICZ**
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr **ALEKSANDER JABŁOŃSKI**
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr **HALINA CHECIŃSKA**

Skarbnik

Doc. dr **KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

Członkowie Zarządu

Prof. dr **JULIAN AULEYTNER**
Dr **MIROSLAWA JASTRZEBSKA**
Prof. dr **KAROLINA LEIBLER**
Dr **JAN PETYKIEWICZ**
Prof. dr **JAN WEYSSENHOFF**

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr **EMANUEL TREMBACZOWSKI** (*Białystok*)

Prof. dr **IGNACY ADAMCZEWSKI** (*Gdańsk*)

Prof. dr **WŁODZIMIERZ MOŚCICKI** (*Głiwice*)

Doc. dr **DANUTA KUNISZ** (*Kraków*)

Prof. dr **MIECZYSLAW SUBOTOWICZ** (*Lublin*)

Doc. dr **MARIAN KRYSZEWSKI** (*Łódź*)

Dr **MIECZYSLAW PIRÓG** (*Opole*)

Doc. dr **ANTONI ŚLIWIŃSKI** (*Poznań*)

Doc. dr **WIKTOR NOWAK** (*Szczecin*)

Doc. dr **STANISŁAW PRUSKI** (*Toruń*)

Dr **EDMUND IGRAS** (*Warszawa*)

Doc. dr **MIRON GAJ** (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXI, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1970

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weysenhoff,
czał. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków),
Jerzy Pietruszka (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2327 + 108 egz. Ark. wyd. 10,5. Ark. druk. 9%
Papier ilustr. kl. III. 70 × 100, 90 g.
Oddano do składowania w listopadzie 1969
Podpisano do druku w marcu 1970
Druk ukończono w marcu 1970

Zam. 899/69. D-6 Cena zł 16.—

Przedmowa

Letnia Szkoła Fizyków Jądrowych — „Szkoła Fizyków pod Żaglami“ staje się tradycją. A więc i w tym roku w Jeziorowskich, na Mazurach, otworzyły się gościnne podwoje domu wczasowego IBJ, by na okres paru tygodni dać schronienie przybyłym tu z całej Polski — z Lublina, Łodzi, Kiele, Krakowa, Poznania, Wrocławia i Warszawy — stu miłośnikom fizyki jądrowej, amatorom gorących dysput o jej sprawach i bojów staczanych z kredą w rękę, ale zarazem miłośnikom rozległych jezior mazurskich, mocnych wiatrów, żeglarskich przygód.

Ten numer „Postępów Fizyki“ zawiera tylko część materiału, jaki był przedstawiony w ciągu kilkudziesięciu godzin wykładów i seminariów Szkoły, bowiem nie wszyscy autorzy zdążyli dopłynąć ze swymi rękopisami do mety w czasie, jaki wyznaczyła Redakcja.

Podobnie, jak w roku ubiegłym, tematem Szkoły były metody — teoretyczne i eksperymentalne — badania struktury jąder za pomocą reakcji jądrowych. Większość drukowanych w tym numerze artykułów dotyczy właśnie tego zagadnienia.

Badanie reakcji jądrowych stanowi dziś niewątpliwie jedno z najważniejszych i najobfitszych źródeł naszej wiedzy nie tylko o mechanizmie procesów wewnątrzjądrowych, ale także i o strukturze jąder atomowych. Klasyczne metody spektroskopowe, polegające na badaniach spontanicznych rozpadów jąder promieniotwórczych, schodzą powoli na dalszy plan i traci swój sens tradycyjne oddzielanie zagadnień mechanizmu reakcji od problemów struktury. Piękny rozwój technik detekcyjnych, jaki się obserwuje w ostatnich latach, i zbiegający się z nim renesans akceleratorów elektrostatycznych, które dostarczają wiązek o świetnie, z dokładnością do setnej części procenta, określonej energii, sprawiły, że dziś akcelerator, przede wszystkim tandem, stał się podstawowym narzędziem spektroskopii jądrowej, a większość nowych informacji, jakie dziś uzyskujemy o parametrach stanów jądrowych, pochodzi z badania reakcji jądrowych, zwłaszcza reakcji przekazu jedno- i dwunukleonowego.

Dlatego właśnie zagadnienia te były tematem centralnym Szkoły. Dlatego właśnie Szkoła ta wzbudziła tak duże zainteresowanie fizyków zajmujących się jądrem atomowym.

Uważam za swój bardzo miły obowiązek podziękować wszystkim Autorom publikowanych tu artykułów za trud włożony w ich przygotowanie. Miło mi również wyrazić wdzięczność organizatorom Szkoły, moim Kolegom z Instytutu Badań Jądrowych i Katedry Fizyki Jądra Atomowego UW, a zwłaszcza Profesorowi dr Z. Szymańskiemu, dr J. Brzosko i dr A. Turosovi.

Zdzisław Wilhelmi

Warszawa, 23. 10. 1969 r.

Zdzisław Szymański

Institut Badań Jądrowych
oraz
Uniwersytet Warszawski

Momenty bezwładności jąder atomowych

Moments of Inertia in Atomic Nuclei

1. Określenie momentu bezwładności oraz jego własności

1.1 Określenie i rola momentu bezwładności

Jak powszechnie wiadomo, jądra silnie zdeformowane wykazują charakterystyczne wzbudzenia rotacyjne. Dla niskoleżących wzbudzeń izolowanego pasma rotacyjnego energia wzbudzenia E jest prostą funkcją całkowitego momentu pędu I stanu wzbudzonego [1]

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) \quad (1.1)$$

Parametr \mathcal{J} występujący w tym wzorze jest momentem bezwładności jądra. Parametr ten charakteryzujący własności rotacyjne jądra odgrywa bardzo ważną rolę. Znalezienie jego wartości oraz zbadanie własności wiąże się właściwie z odpowiedzią na jedno z podstawowych pytań fizyki jąder zdeformowanych, a mianowicie z pytaniem, jaka jest struktura ruchu rotacyjnego jądra.

1.2 Bezwirowy ruch cieczy doskonałej

Najprostszym obrazem oddającym z grubsza niektóre własności jądra jest obraz jądra jako kropli nieściśliwej i nielepkiej „cieczy“ neutronów i protonów. Ciecz ta może zmieniać swój stan ruchu jedynie dzięki istnieniu napięcia powierzchniowego cieczy na powierzchni kropli oraz dzięki elektrostatycznemu odpychaniu ładunków protonów. Najprostszym odkształceniem kropli jest deformacja kwadrupolowa

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[1 + \beta \cos \gamma Y_{20} + \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma (Y_{22} + Y_{2-2}) \right] \quad (1.2)$$

charakteryzująca się dwoma parametrami: β (deformacja) oraz γ (deformacja nieosiowa). Również (1.2) określa kształt powierzchni jądra. Dla cieczy nieściśliwej i ruchu bezwirowego pole prędkości $v(r, \vartheta, \varphi)$ spełnia równanie

$$\operatorname{rot} v = 0; \quad \operatorname{div} v = 0. \quad (1.3)$$

Rozwiązanie tych równań (wraz z warunkiem brzegowym określonym przez zadanie kształtu powierzchni poprzez (1.2)) niosące określony moment pędu (a więc odpowiadające rotacji jądra) ma charakter fali powierzchniowej obiegającej jądro. Moment bezwładności dla tego ruchu [2, 3] wyraża się wzorem (w przypadku osiowej symetrii, $\gamma = 0$)

$$J = \frac{3}{2} \rho_0 R_0^5 \beta^2 \quad (1.4)$$

gdzie ρ_0 oznacza gęstość materii jądrowej. Charakterystyczna jest kwadratowa zależność J od β .

Wielkości momentów bezwładności otrzymane z doświadczenia (np. poprzez zastosowanie wzoru (1.1) do jąder parzystych dla stanu $I = 2$) są kilkakrotnie (np. 5 razy) większe od wartości wynikających z (1.4).

1.3 Tzw. „cranking model“ Inglisa

Przedstawienie jądra jako kropli cieczy jest oczywiście grubym uproszczeniem. Jest rzeczą jasną, że kwantowo-mechaniczny układ wielu oddziaływujących neutronów i protonów zawiera w sobie znacznie bogatszą treść fizyczną aniżeli kropla cieczy. Ponadto, w odniesieniu do własności rotacyjnych jądra, momenty bezwładności J_{irr} dane wzorem (1.4) stanowią ubogie przybliżenie. Jest zatem rzeczą naturalną oparcie teorii ruchu obrotowego jądra na bardziej współczesnych podstawach związanych z naszą wiedzą o strukturze jądra. Możliwość takie stwarza metoda Inglisa [4] znana powszechnie pod nazwą „cranking model“. Metoda ta polega na przyjęciu, że średni zdeformowany potencjał jądrowy V ulega powolnemu obrotowi z prędkością kątową ω . Wskutek tego ruchu elementarne wzbudzenia jądra (np. wzbudzenia indywidualnych nukleonów lub kwaszczynek) ulegają pewnej modyfikacji, znikającej, gdy $\omega \rightarrow 0$. Można więc obliczyć dodatkową energię jądra wywołaną przez obrót potencjału. Można dokonać rozwinięcia tej energii względem potęg ω . Okazuje się przy tym, że człon liniowy względem ω znika. Współczynnik przy wyrazie kwadratowym ω^2 można uznać za połowę momentu bezwładności jądra. Ostateczne wyrażenie na moment bezwładności otrzymane tą metodą ma postać:

$$J = 2\hbar^2 \sum_j \frac{|\langle 0 | J_x | j \rangle|^2}{E_j - E_0} \quad (1.5)$$

gdzie J_x jest składową momentu pędu na oś prostopadłą do osi symetrii jądra, zaś sumowanie przebiega po wszystkich stanach wzbudzonych j o energiach E_j .

Otrzymane na tej drodze momenty bezwładności zależą w istotny sposób od struktury jądra. Bohr i Mottelson [5], zastosowali metodę Inglisa do jądra przedstawionego jako układ niezależnych nukleonów poruszających się w śred-

nim potencjale. Dla potencjału anizotropowego oscylatora harmonicznego o częstościach $\omega_x = \omega_y, \omega_z$ otrzymano poprzez zastosowanie wzoru (1.5) dwa człony dające udział do momentu bezwładności jądra

$$I = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{\omega_y \omega_z} \left[\frac{(\omega_z - \omega_y)^2}{\omega_z + \omega_y} \sum_{n_y n_z} (n_y + n_z + 1) + \frac{(\omega_y + \omega_z)^2}{\omega_y - \omega_z} \sum_{n_y n_z} (n_z - n_y) \right], \quad (1.6)$$

gdzie sumowanie przebiega po oscylatorowych liczbach kwantowych n_y, n_z odpowiada stanom obsadzonym. Pierwszy wyraz w nawiasie kwadratowym wzoru (1.6) charakteryzuje się kwadratową zależnością od deformacji i ma wielkość zbliżoną do momentu J_{irr} daną wzorem (1.4). Jednakże, o ile tylko istnieją w jądrze niezapełnione powłoki (co ma zawsze miejsce dla jąder zdeformowanych), drugi wyraz jest dominujący i powoduje, że moment bezwładności jądra określony poprzez ruch niezależnych nukleonów jest równy momentowi bezwładności ciała sztywnego J_{rigid} . Rozważania te są z dobrym przybliżeniem niezależne od kształtu potencjału [5]. Doświadczalnie określone momenty bezwładności jąder są jednak rzędu 50% wielkości J_{rigid} .

1.4 Wpływ korelacji typu nadprzewodnikowego w jądrze

Fakt, że momenty bezwładności jąder są wielkościami rzędu połowy J_{rig} , może być wytłumaczony [6] uwzględnieniem wpływu korelacji krótkozasięgowych działających pomiędzy nukleonami w jądrze. Struktura tych korelacji jest bardzo zbliżona do korelacji elektronów w nadprzewodzącym metalu [7]. Przeniesienie rozważań znanych z teorii nadprzewodnictwa [7] na teren jądra atomowego doprowadziło do modyfikacji wyrażenia dla momentu bezwładności [8]

$$J = 2\hbar^2 \sum_{\mu\nu} \frac{|\langle \nu | j_x | \mu \rangle|^2 (u_\nu v_\mu - v_\nu u_\mu)^2}{E_\mu + E_\nu}, \quad (1.7)$$

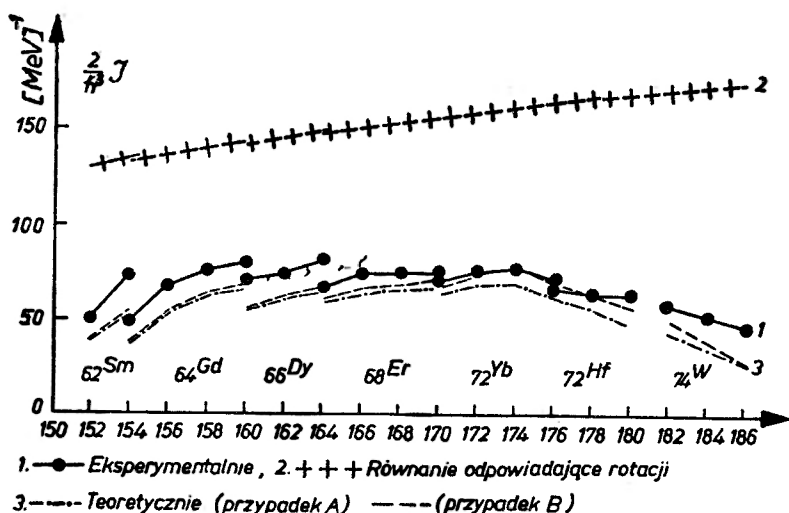
gdzie u, v , stanowią współczynniki funkcji falowej dla układu typu nadprzewodnikowego, zaś E_ν — energię wzbudzenia kwasicząstki.

Zastosowanie [9, 10] tych rozważań do konkretnych jąder przyniosło zadowalające rezultaty: otrzymane na tej drodze momenty bezwładności różnią się od doświadczalnych nie więcej niż o 10 do 20% (rys. 1).

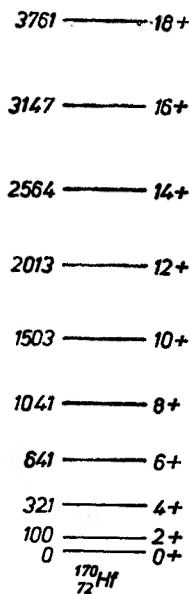
2. Uogólnienia na przypadek wyższych energii oraz szerszy zakres jąder

2.1 Wysokowzbudzone stany rotacyjne

Rozwój techniki doświadczalnej, m. in. zastosowanie ciężkich jonów do wzbudzania jąder, pozwoliły na uzyskanie bardzo wysokich wzbudzeń w pasmach rotacyjnych jąder. Klasycznym przykładem jest pasmo rotacyjne stanu podstawowego jądra ^{170}Hf , gdzie najwyższy obserwowany stan pasma o energii 3761 keV charakteryzuje się spinem $I = 18$ (rys. 2) [11]. Badanie energii stanów



Rys. 1



Rys. 2

wysokowzbudzonych w tym widmie prowadzi natychmiast do wniosku, że proporcjonalność energii do wyrażenia $I(I+1)$ jest tu bardzo silnie naruszona. Tak np. określenie momentu bezwładności na podstawie różnicy energii stanów o $I = 2$ oraz $I = 0$ daje moment bezwładności $\mathcal{J} = 0,030 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$, podczas gdy określenie tejże wielkości poprzez różnicę stanów o $I = 18$ oraz $I = 16$ daje: $\mathcal{J} = 0,057 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$. Widać, że energia nie jest już proporcjonalna do $I(I+1)$.

Można próbować rozwinięcia energii w szereg potęgowy względem wyrażenia $I(I+1)$. Otrzymamy wtedy

$$E = E_0 + AI(I+1) - B[I(I+1)]^2 - C[I(I+1)]^3 \dots \quad (2.1)$$

gdzie B, C, \dots są nowymi parametrami.

Rozwinięcie takie okazuje się jednak mało przydatne. Np. ustalenie parametrów A, B, C na podstawie energii stanów o $I = 2, 4, 6$ dla jądra parzystego daje bardzo złe energie dla stanów o wyższym I . Rozwinięcie (1.8) stanowi więc tu nieodpowiednią parametryzację i wygodniej jest raczej operować prostym wzorem (1.1) traktując jednakże moment bezwładności jako zależny od momentu pędu I . Analiza widma pasma rotacyjnego jądra ^{170}Hf (rys. 2) jak również i wszystkich innych znanych obecnie pasm rotacyjnych zawierających stany o wysokim momencie pędu I prowadzi do jednoznacznego wniosku o obniżeniu stanów o dużym I , czyli o wzroście momentu bezwładności. Istnieją dwa proste modele fizyczne będące w stanie wyjaśnić zjawisko wzrostu momentu bezwładności wraz z rosnącą energią:

1. CS (= *centrifugal stretching*) czyli rozciąganie się odśrodkowe jądra pod wpływem obrotu;
2. CAP (= *Coriolis antipairing*) — efekt związany z niszczącym działaniem obrotu na krótkozasięgowo korelacje nukleonów.

2.2 Wpływ obrotu na odśrodkowe rozciąganie jądra (CS)

Najprostszą wersję modelu uwzględniającego CS podali Diamond Stephens i Świątecki [12]. Stanowi ona klasyczną i uproszczoną wersję modelu kwantowego wprowadzonego uprzednio przez Davydova i Chabana [13]. Model rozważany w pracy [12] polega na dodaniu do energii kinetycznej obrotu (występującej we wzorze (1.1)) energii potencjalnej rozciągającego się jądra:

$$E = \frac{1}{2} C(\beta - \beta_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(\beta)} I(I+1) \quad (2.2)$$

We wzorze tym przyjmuje się, że moment bezwładności zależny jest od deformacji β . Zazwyczaj zależność tę przyjmuje się w postaci $\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \beta^2$. Wielkość deformacji β_I odpowiadającą danej wartości momentu pędu I otrzymuje się z warunku

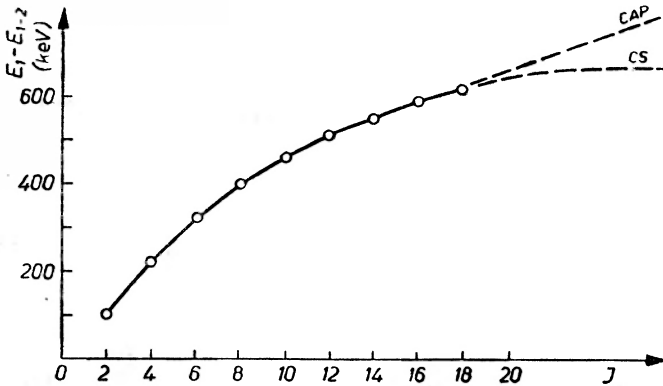
$$\frac{\partial E}{\partial \beta} = 0. \quad (2.3)$$

We wzorze (2.2) występują więc dwa parametry, C oraz \mathcal{J}_0 , które należy dobrać tak, aby uzyskać zgodność z doświadczeniem. Na ogół okazuje się to możliwe, co obok prostoty modelu stanowi zaletę tego podejścia.

Niestety, doświadczalnie wyznaczone zmiany deformacji przy wzbudzeniach rotacyjnych, otrzymane z pomiarów efektu izomerycznego [14], wskazują na znacznie mniejszy wzrost β w stanach wzbudzonych, aniżeli wynikałoby to z wzorów (2.2) oraz (2.3). Stanowi to poważną wadę modelu i wskazuje na istnienie innych przyczyn zwiększających moment bezwładności jądra.

2.4 Wpływ efektu Coriolisa na osłabienie krótkozasięgowych korelacji nukleonów (CAP)

Efekt CAP stanowi jądrową analogię efektu Meissnera, znanego w teorii nadprzewodnictwa metali. W obracającym się jądrze powstają pozorne siły Coriolisa działające na indywidualne nukleony. Siły te dążą do rozbicia par nukleonów o przeciwnych znakach rzutu momentu pędu $+K$ oraz $-K$. W ten sposób osłabieniu ulegają korelacje typu nadprzewodnikowego w jądrze. W prawdziwym nadprzewodniku analogiczną rolę gra zewnętrzne pole magnetyczne. Przy dostatecznie dużym działaniu sił Coriolisa (czyli przy wysokich wzbudzeniach) korelacje typu nadprzewodnikowego w jądrze ulegają całkowitemu zniszczeniu i jądro przechodzi w stan normalny. Moment bezwładności jądra nie jest już dłużej redukowany poprzez korelacje krótkozasięgowe nukleonów



Rys. 3

(1.7) i przechodzi w moment bezwładności ciała sztywnego, J_{rig} (wzrasta). Moment pędu I , przy którym $J = J_{\text{rig}}$ nazywamy krytycznym i oznaczamy przez I_c . Dla $I < I_c$ mamy częściowe zniszczenie korelacji, wskutek czego następuje stopniowy wzrost momentu bezwładności J aż do jego granicznej wartości J_{rig} . Efekt ten został po raz pierwszy zasugerowany przez Mottelsoona Valatina [15] i był przedmiotem licznych późniejszych rozważań.

Mając do dyspozycji pasmo rotacyjne o bardzo dużej ilości stanów można by w zasadzie pokusić się o przesądzenie, który z mechanizmów, CS, czy też CAP dominuje. Dla $I \rightarrow \infty$ odległości poziomów winny być równe sobie na podstawie modelu CS, gdyż wzrost momentu bezwładności jest nieograniczony, a energia staje się proporcjonalna do momentu pędu I . Z drugiej strony model CAP prowadzi do wniosku, że odległości poziomów po pewnym czasie (tj. gdy moment pędu I przekroczy I_c) będą wzrastać proporcjonalnie do I (gdyż osiągnięta zostanie granica $J = J_{\text{rig}}$). Rys. 3 ilustruje zmianę odległości poziomów w funkcji I .

2.5 Obliczenia wariacyjne wzrostu momentu bezwładności

Obliczenia wariacyjne uwzględniające zarówno OS, jak i CAP oparte o teorię nadprzewodnictwa oraz o model „cranking” przeprowadzone zostały ostatnio przez dwie grupy autorów: Nilsson Krumlinde, J. Krumlinde [16] oraz D. R. Bès i in. [17]. Zreferujemy tu w skrócie pracę [16]. Metoda polega na napisaniu wyrażenia dla pełnej energii obracającego się jądra

$$\varepsilon(I, \Delta_n, \Delta_p, \beta) = \sum_v \varepsilon_v \cdot 2v_v^2 - G \left(\sum_v u_v v_v \right)^2 - G \sum_v v_v^4 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(u_v, v_v)} I(I+1) \quad (2.4)$$

jako sumy energii wewnętrznej i kinetycznej energii obrotu. We wzorze tym przyjmuje się, że moment bezwładności \mathcal{J} dany jest wzorem (1.7). Wielkość (2.4) minimalizuje się następnie zarówno względem deformacji β (oddzielnie dla każdego I) oraz względem współczynników u_v , v_v . W ten sposób otrzymuje się zmianę deformacji oraz zmianę momentu bezwładności \mathcal{J} dla każdego I oddzielnie.

A oto główne wyniki i wnioski tej metody:

1. Wartości krytycznego momentu pędu I_c są rzędu od 16 do 40 dla różnych jąder.
2. Przerwa energetyczna Δ jest malejącą funkcją I .
3. Energia potencjalna w funkcji β dla różnych I wykazuje minima β_I nieznacznie wzrastające w funkcji I . A więc efekt OS jest bardzo słaby i stanowi jedynie małą część przyczyny wzrostu \mathcal{J} wraz z I .
4. Otrzymuje się zadowalające wyjaśnienie wzrostu momentu bezwładności \mathcal{J} wraz z energią w paśmie rotacyjnym (głównie za sprawą efektu CAP).

2.6 Jednolite ujęcie szerokiego zakresu jąder

Model wibracyjny (fononowy) jąder sferycznych stanowił od wielu lat podstawę interpretacji widm jąder sferycznych [2, 3, 18]. W ostatnich kilku latach zaobserwowano cały szereg efektów podważających podstawy tego modelu. Wyliczymy najważniejsze z tych efektów:

1. Energie wzbudzeń nie spełniają prostego prawa $E = n\hbar\omega$ (n — ilość fononów).
2. Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy stanami $(n+1) \rightarrow n$ nie jest proporcjonalne do n .
3. Istnieją niezerowe przejścia $E2$ o $\Delta n = 2$.
4. Istnieją silne przejścia $E2$ o $\Delta n = 0$.
5. Statyczne momenty kwadrupolowe Q dla stanów jednofononowych są różne od zera i duże.

Odstępstwa od modelu wibracyjnego stają się szczególnie duże, gdy zbliżamy się do obszaru jąder zdeformowanych wykazujących wzbudzenia rotacyjne. Wszystkie omówione powyżej fakty mogą sugerować, że być może większość jąder jest w mniejszym lub większym stopniu zdeformowana, a ich widma mają

pewne cechy widm rotacyjnych. Z tego punktu widzenia można poszukiwać jednolitej teorii jąder „sferycznych“ i zdeformowanych, która by w naturalny sposób ujmowała również jądra z zakresu przejściowego. Teorii takiej nie udało się podać dotychczas. Istnieją natomiast próby budowania schematów empirycznych pozwalających na dopasowywanie parametrów do widm doświadczalnych. Schemat Dawydowa-Chabana [13] jest próbą zbudowania schematu tego typu. Inną interesującą próbą w tym kierunku jest praca [19], polegająca na zastąpieniu wzorów (1.9) i (1.10) przez parametryzację typu:

$$E = \frac{1}{2}c(J - J_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2J}I(I+1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial J} = 0 \quad (2.5)$$

To dwuparametrowe przedstawienie widm pozwala na rozsądne ujęcie jąder z szerokiego zakresu $A > 40$ (z wyjątkiem jąder o magicznych Z lub N).

Abstract: Rotational moments of inertia of atomic nuclei are discussed. Calculations based on various conceptions of the structure of nuclear rotation are reviewed. The deviations from the $I(I+1)$ rule in the rotational bands are discussed mainly in terms of the centrifugal stretching of rotating nuclei and the Coriolis antipairing effect. Possible extensions over the wider than the classical Rare Earth and Actinide regions of nuclides are considered.

Literatura

- [1] A. Bohr, *Rotational States of Atomic Nuclei* (dysertacja), København 1954.
- [2] A. Bohr, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **26**, no 14 (1952).
- [3] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **27**, no 16 (1953).
- [4] D. Inglis, *Phys. Rev.*, **96**, 1059 (1954); **97**, 701 (1955).
- [5] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **30**, 1 (1955).
- [6] A. Bohr, B. R. Mottelson, D. Pines, *Phys. Rev.*, **110**, 936 (1958).
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175 (1957).
- [8] S. T. Belyaev, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **31**, 11 (1959).
- [9] S. G. Nilsson, O. Prior, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **32**, no 16 (1960).
- [10] J. J. Griffin, M. Rich, *Phys. Rev.*, **118**, 850 (1969).
- [11] F. S. Stephens, N. Lark, R. M. Diamond, *Phys. Rev. Letters*, **12**, 255 (1964).
- [12] R. M. Diamond, F. S. Stephens, W. J. Świątecki, *Phys. Letters*, **11**, 315 (1964).
- [13] A. S. Davydov, A. A. Chaban, *Nuclear Phys.*, **20**, 499 (1960).
- [14] S. Bernov, S. Devons, I. Duerdoth, D. Hitlin, J. W. Kast, E. R. Macagno, J. Rainwater, K. Runge, C. S. Wu, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 787 (1967), D. Yeboah-Amkwah, L. Grodzins, R. Frankel, *ibid*, **18**, 791 (1967).
- [15] B. R. Mottelson, J. G. Valatin, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 511 (1960).
- [16] J. Krumlinde, *preprint*, *NORDITA*, June 1968; J. Krumlinde, S. G. Nilsson, *Proceedings Int. Conf. Tokyo* (1967).
- [17] D. R. Bès, S. Landowne, M. A. J. Mariscotti, *Phys. Rev.*, **166**, 1045 (1968).
- [18] G. Scharff-Goldhaber, J. Weneser, *Phys. Rev.*, **98**, 212 (1955).
- [19] M. A. J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber, B. Buck, *Phys. Rev.* (1969).

Janusz Grabowski

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

Jednocząsteczkowe poziomy jąder średnich i ciężkich

One-particle Levels of the Medium and Heavy Nuclei

1. Wstęp

Układ funkcji falowych A , niezależnych nukleonów poruszających się w średnim polu potencjalnym, używany jest we współczesnych teoriach budowy jądra atomowego (wywodzących się z modelu powłokowego) jako pierwsze przybliżenie opisujące jądro, a zarazem jako baza do dalszych obliczeń.

Rozmiary jamy potencjalnej, w której zamknięte jest A nukleonów, tworzących zdegenerowany gaz Fermiego, można oszacować wykorzystując podstawowe fakty doświadczalne: jądra atomowe są stabilne, a ich średnia gęstość nie zależy od A . Stąd otrzymujemy relację pomiędzy liczbą masową A i średnim promieniem jądra R :

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (1)$$

oraz żądanie, aby głębokość jamy potencjalnej była większa od sumy energii wiązania i energii kinetycznej najbardziej energicznego nukleonu w jądrze, tj. znajdującego się w pobliżu granicy Fermiego. Średnia energia wiązania nukleonów w jądrze wynosi 8 MeV, a średnią energię kinetyczną nukleonu w pobliżu granicy Fermiego obliczymy z relacji $T_F = \hbar^2 K_F^2 / 2m$, gdzie liczba falowa K_F dana jest równością:

$$e = \frac{A}{V} = \frac{1}{V} \frac{4}{(2\pi)^3} \int_0^{K_F} d\vec{K} = \frac{3A}{4\pi R^3}$$

skąd $K_F = (9\pi/8)^{1/3} 1/R_0$ i w rezultacie $T_F = 40$ MeV. Zatem głębokość jamy potencjalnej jądra musi być dla neutronów rzędu 50 MeV, a dla protonów głębsza jeszcze o kilka MeV ze względu na ich oddziaływanie kulombowskie.

Skończone rozmiary jądra implikują również żądanie, aby potencjał jądrowy $V(r)$ był ograniczony, tj. aby $V(r) \rightarrow 0$, gdy $r \rightarrow \infty$.

Przez długi okres czasu do opisu średniego pola potencjalnego jąder średnich i ciężkich używano potencjału oscylatora harmonicznego, $V(r) = m\omega r^2/2$. Potencjał ten nie spełnia wymagania ograniczoności, ale posiada ogromną zaletę, jaką jest analityczna postać rozwiązań. To niesłychanie upraszcza rachunki i dlatego z tym potencjałem przeprowadzono ogromną ilość obliczeń. Jak można było jednak przewidzieć, zgodność tych obliczeń z danymi doświadczalnymi jest zadowalająca tylko przy opisie tych własności i procesów jądrowych, dla których powierzchnia jądra nie odgrywa zasadniczej roli.

Jednakże przy badaniach np. reakcji bezpośredniego oddziaływania rozgrywających się głównie na powierzchni jądra lub przejść elektromagnetycznych, gdzie radialna część operatora przejścia rośnie jak r^4 , prawidłowe zachowanie się funkcji falowych w obszarze powierzchniowym jest bardzo istotne. Coraz bardziej zwraca się uwagę także na to, że oddziaływania resztkowe pomiędzy nukleonami są szczególnie efektywne w obszarze powierzchniowym [1, 2]. Powstała zatem konieczność wprowadzenia do obliczeń potencjału dokładniej oddającego rzeczywisty kształt jądra.

Badania nad rozkładem gęstości materii jądrowej wykazały, że dla jąder średnich i ciężkich najbardziej odpowiednim potencjałem średniego pola jądrowego jest ograniczony potencjał z rozmytym brzegiem o kształcie zaproponowanym przez Saxona i Woodsa [3]:

$$V_{N,Z}(r) = -V_0^{N,Z} f(r), \quad (2)$$

gdzie:

$$f(r) = \left[1 + \exp \frac{r-R}{a} \right]^{-1} \quad (3)$$

i potencjał oddziaływania spin-orbitalnego w postaci:

$$V_{s.o.} = -\kappa V_0^{N,Z} \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr}. \quad (4)$$

Średnie wartości parametrów określających te potencjały okazały się stabilne dla całego obszaru jąder od $A = 20$ do A ponad 200 i równe:

$$R_0 = 1,24 \text{ fm}, \quad a = 0,63 \text{ fm}, \quad V_0^{N,Z} = V_0 \left[1 \mp 0,63 \frac{N-Z}{A} \right], \quad (5)$$

$$V_0 = 53 \text{ MeV}, \quad \kappa = 0,263 \left[1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right].$$

Przy czym dla poziomów z dużą wartością krętu orbitalnego ($l > 5$), stałą sprzężenia spin-orbitalnego κ należy powiększyć o 10—15%.

Dokładne obliczenie widm energetycznych i funkcji falowych dla potencjału będącego sumą wyrażen (2) + (4) jest możliwe tylko w sposób numeryczny [4]. Jest to jednak niedogodne, gdyż rezultaty otrzymuje się w postaci tablic liczbowych, co bardzo utrudnia ich zastosowanie do dalszych obliczeń. W przypadku jąder zdeformowanych sytuacja na tyle się komplikuje, że np. dla jąder nieakcyjnych zupełnie brak takich rozwiązań numerycznych.

Poniżej przedstawimy przybliżony sposób „półanalitycznego” rozwiązania równania Schrödingera z potencjałem (2)+(4), pozwalający skonstruować funkcje falowe w analitycznej postaci i utworzyć z nich wygodną bazę do obliczeń struktury jąder sferycznych i zdeformowanych. Przedstawimy także przykłady takich obliczeń i ich porównanie z danymi doświadczalnymi i z wynikami otrzymanymi w oparciu o model oscylatora harmonicznego.

2. Jednocząstkowe poziomy jąderek sferycznych

Równanie Schrödingera opisujące widmo energetyczne jąder sferycznych rozwiążemy metodą przybliżoną, analogiczną do użytej w pracy [5], gdzie zastosowano ją do zagadnienia jednowymiarowego.

Ogólna postać równania różniczkowego, które musimy rozwiązać, jest następująca:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{p^2(x)}{\hbar^2} \right] F(x) = 0. \quad (6)$$

Funkcja $p(x)$ zależy od kształtu założonego potencjału i dlatego równanie powyższe na ogół nie posiada rozwiązania w postaci analitycznej. Załóżmy jednak, że dla pewnej funkcji $p_0(x)$ „podobnej” do danej funkcji $p(x)$ równanie (6) posiada analityczne rozwiązanie $F_0(x)$. To rozwiązanie wykorzystamy do konstrukcji przybliżonego rozwiązania równania (6). Wprowadźmy dwie funkcje pomocnicze $T(x)$ i $S(x)$ spełniające zależność:

$$F(x) = T(x)F_0[S(x)]$$

i podstawmy to do równania (6):

$$\left[\frac{\hbar^2 T''}{T} - S'^2 p_0^2 + p^2 \right] \hbar^{-2} T F_0 + \left[\frac{2T'}{T} + \frac{S''}{S'} \right] T F_0' = 0. \quad (7)$$

Jeżeli połączymy funkcje T i S relacją $T = (S')^{-1/2}$, to drugi człon w powyższym równaniu zniknie i otrzymamy:

$$\frac{\hbar^2 T''}{T} - S'^2 p_0^2 + p^2 = 0 \quad (8)$$

Jako niewiadomą funkcję tego równania potraktujemy funkcję S , a rozwiązanie przedstawimy w postaci szeregu potęgowego względem \hbar^2 *:

$$S = S_0 + S_2 \hbar^2 + S_4 \hbar^4 + \dots \quad (9)$$

Pierwsze przybliżenie $S = S_0$ redukuje (8) do równania:

$$S_0'^2 p_0(x) = p(x),$$

* Metoda WKB w mechanice kwantowej jest szczególnym przypadkiem opisanej metody, gdy $T = 1$, $F_0 = \exp(i\hbar^{-1}S)$, a funkcję S rozkładamy w szereg potęgowy względem \hbar .

którego rozwiązanie ma postać:

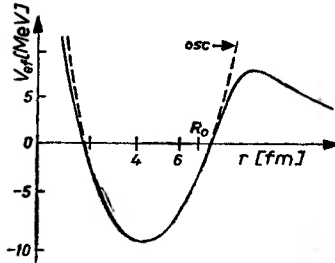
$$\int_{S_0(x_1)}^{S_0(x)} p_0(y) dy = \int_{x_1}^x p(y) dy \quad (10)$$

Z powyższego wyliczamy $S_0(x)$ i w pierwszym przybliżeniu otrzymujemy następujące rozwiązanie (6):

$$F(x) = (S'_0)^{-1/2} F_0[S_0(x)]. \quad (11)$$

Radialna część równania Schrödingera z potencjałem (2)+(4) dana jest wyrażeniem:

$$\frac{d^2 \chi_n(r)}{dr^2} - \frac{2m}{\hbar^2} \left[V(r) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} + \frac{1}{2} \left\{ \begin{matrix} l \\ -l-1 \end{matrix} \right\} \kappa \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} - E_n \right] \chi_n(r) = 0, \quad (12)$$



Rys. 1. Efektywny potencjał V_{ef} dla stanu $h_{9/2}$ jądra ^{143}Nd — linia ciągła. Przybliżenie V_{ef} potencjałem jednowymiarowego oscylatora harmonicznego — linia przerywana

gdzie $\chi_n(r) = rR_n(r)$; $R_n(r)$ — radialna funkcja falowa; górne i dolne wartości w nawiasie klamrowym odpowiadają całkowitemu krętowi równemu $j = l \pm 1/2$; analogicznie jak w metodzie WKB przeprowadzono także zamianę $l(l+1) \rightarrow (l+1/2)^2$.

Linia ciągła na rys. 1 przedstawia efektywny potencjał $V_{\text{ef}}(r)$ równy wyrażeniu w nawiasie kwadratowym w równaniu (12), ale bez składnika E_n . Linią przerywaną zaznaczono kształt jednowymiarowego potencjału oscylatora harmonicznego, przybliżający dobrze potencjał V_{ef} w obszarze wewnętrznym jądra.

Zastosujemy teraz do rozwiązania równania (12) omówioną metodę przybliżoną. Jako funkcję przybliżającą V_{ef} wybierzemy jednowymiarowy oscylator harmoniczny spełniający równanie:

$$\frac{d^2 F_0(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - x^2] F_0(x) = 0 \quad (13)$$

i posiadający analityczne rozwiązania:

$$F_0(x) = N_n H_n(x) \exp(-x^2/2), \quad (14)$$

gdzie N_n — norma, $H_n(x)$ — wielomiany Hermitta. Dozwolone wartości energii określone są dla oscylatora wzorem:

$$\int_{x_1}^{x_2} (E_n - y^2)^{1/2} dy = (n + 1/2)\pi; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

gdzie x_1 i x_2 miejsca zerowe wyrażenia podcałkowego.

Na podstawie (11) otrzymujemy zatem następujące rozwiązanie równania (12):

$$\chi_n(r) = N_n(S')^{-1/2} H_n(S) \exp(-S^2/2), \quad (16)$$

gdzie S jest funkcją r określoną poprzez związek:

$$\int_{-\sqrt{E}}^S (E - y^2)^{1/2} dy = \int_{r_1}^r p(r) dr, \quad (17)$$

a $p^2(r)$ równe jest wyrażeniu w nawiasie kwadratowym w równaniu (12).

Analogicznie jak w (15) poziomy energetyczne otrzymamy wyliczając całkę:

$$\int_{r_1}^{r_2} p(r) dr = (n + 1/2)\pi; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (18)$$

gdzie r_1 i r_2 są miejscami zerowymi funkcji $p(r)$.

Z (17) wynika, że funkcja $S(r)$, tak jak i $p(r)$, zeruje się w punktach zwrotnych r_1 i r_2 i jest ciągła w całym obszarze zmienności r .

Całkowita funkcja falowa jednocząstkowego poziomu ma postać:

$$\Psi_{njl}^m(\vec{r}) = R_{njl}(r) Y_{jl}^m = \frac{1}{r} \chi_{njl}(r) Y_{jl}^m(\Omega), \quad (19)$$

gdzie Y_{jl}^m są sferycznymi spinorami o kręcie całkowitym j i orbitalnym l , a funkcje $\chi_{njl}(r)$ dane są równaniem (16). Obliczenia numeryczne, potrzebne do określenia (19), sprowadzają się zatem do znalezienia funkcji $S(r)$ z równania (17) i wartości energii z równania (18).

Na rys. 2 przedstawiono kształt funkcji $S(r)$ dla stanu $2f_{7/2}$ jądra ^{143}Nd . Funkcja ma miejsce zerowe w punkcie $r = a$, a w jego otoczeniu ($r_1 \leq r \leq r_2$) praktycznie jest liniowa. Potwierdza to nasze założenie, że obszar wewnętrzny jądra jest dobrze opisywany potencjałem oscylatora. Dla $r < r_1$ i $r > r_2$ funkcja $S(r)$ jest nieliniowa, co obrazuje różnice w kształcie rozważanych potencjałów.

Monotoniczny charakter zmienności funkcji $S(r)$ pozwala zastosować jeszcze jedno przybliżenie i przedstawić ją w postaci:

$$S(r) = \begin{cases} b_1 \ln r/a & r \leq a \\ b \ln r/a & r \geq a \end{cases} \quad (20)$$

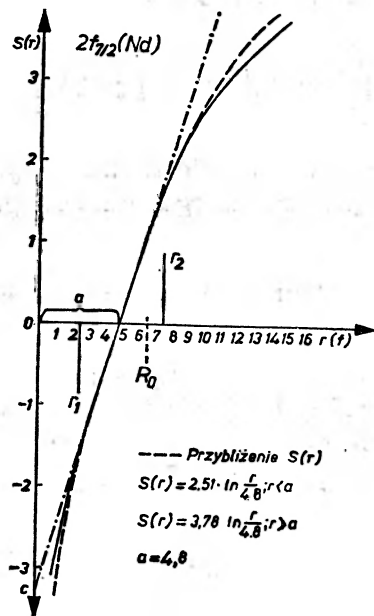
Przybliżenie to przedstawione jest na rys. 2 krzywą przerywaną. Przybliżenie (20) jest wystarczająco dokładne w obszarze gdzie radialne funkcje falowe posiadają swoją największą wartość i pozwala oprócz tego napisać przybliżoną równość:

$$\left(\frac{dS}{dr}\right)^{-1/2} = \left(\frac{a}{c}\right)^{1/2} = d$$

Ostatecznie więc zamiast (16) otrzymujemy:

$$\chi_{njl}(r) = N_{njl} d_{njl} H_n(S) \exp(-S^2/2) \quad (21)$$

a funkcja $S(r)$ określona jest równością (20).



Rys. 2. Funkcja $S(r)$ dla stanu $2f_{7/2}$ jądra ^{148}Nd . Linia ciągła — rozwiązanie numeryczne. Linia przerywana — przybliżenie logarytmiczne. Linia punktowo-przerywana — przybliżenie liniowe

Półanalizytność otrzymanego rozwiązania sprowadza się zatem do tego, że dla każdego poziomu musimy numerycznie znaleźć wartości parametrów a , b_1 , b i c , oraz jego energię E i wtedy funkcja falowa dana jest już wyrażeniem analitycznym (21).

Większość elementów macierzowych występujących w obliczeniach spektroskopowych, obliczanych z funkcjami (21), sprowadza się do następującej całki:

$$\int_0^{\infty} S^{\nu-1} \exp(-\beta S^2 - \gamma S) dS = (2\beta)^{-\nu/2} \Gamma(\nu) \cdot \exp\left(\frac{\gamma^2}{8\beta}\right) \cdot D_{-\nu}\left(\frac{\gamma}{\sqrt{2\beta}}\right),$$

gdzie $D_{-\nu}$ są funkcjami parabolicznego walca i są stabilizowane w pracy [6].

Obliczenia jednocząstkowych poziomów dla protonów można przeprowadzić analogicznie. Należy tylko do potencjału V_{ef} dodać potencjał kulombowskiego oddziaływania protonów:

$$V_c(r) = (Z-1)e^2 \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} d\vec{r}' \quad (22)$$

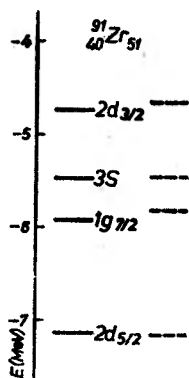
Dokładność rozważanego przybliżenia sprawdzona została poprzez porównanie numerycznych obliczeń metodą Runge-Kutta energii i funkcji falowych poziomów o różnej liczbie węzłów (dalej nazywamy je obliczeniami dokładnymi) z obliczeniami przybliżonymi dla tych samych wartości parametrów jamy potencjalnej [6]. Wybrano poziomy neutronowe jąder ^{91}Zr i ^{143}Nd i poziomy protonowe jądra ^{209}Bi . Okazało się, że w obu rozwiązaniach kolejność poziomów jest taka sama, ale wszystkie poziomy rozwiązania przybliżonego są przesunięte w górę w stosunku do rozwiązań dokładnych. Powodem tego jest składnik $\hbar^2/8mr^2$ w potencjale efektywnym pochodzący z zamiany $l(l+1) \rightarrow (l+1/2)^2$. Jego działanie można skompensować poprzez dodanie małej poprawki ΔV_0 do V_0 . Po przeprowadzeniu takiej „renormalizacji“ zgodność obu metod jest bardzo dobra.

Na rys. 3, 4 i 5 linią ciągłą przedstawiono dokładne wartości energii dla części widma rozważanych jąder, a linią przerywaną wartości obliczone metodą przybliżoną (poprawka $\Delta V_0 = -1,0 \text{ MeV}$). Różnica położenia poziomów w obu widmach nie przekracza $0,1 \text{ MeV}$. Całe widmo neutronów dla jąder ^{91}Zr i ^{143}Nd narysowane jest na rys. 6. Jak widać, kolejne powłoki są bardzo dobrze zaznaczone.

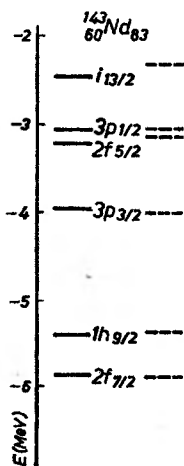
Rys. 7, 8 i 9 pokazują obliczenia radialnych funkcji falowych na przykładzie poziomów neutronowych $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$ i $3p_{3/2}$ jądra ^{143}Nd . Podobnie jak poprzednio linie ciągła i przerywana przedstawiają obliczenia dokładne i przybliżone. Dla porównania nakreślono również krzywe punktowo-przerywane, oznaczone literą „o“, które otrzymuje się zakładając, że efektywny potencjał zmienia się jak potencjał oscylatora harmonicznego dla $r > r_2$. Widać, że w obszarze powierzchniowym występują dość znaczne różnice pomiędzy tą funkcją i funkcjami obliczonymi dla potencjału z rozmytym brzegiem.

Przytoczone porównania potwierdzają fakt, że zaproponowana metoda przybliżonego rozwiązania równania (12) jest wystarczająco dokładna i dzięki jej „półanalityczności“ może być użyta jako dobra baza do dalszych obliczeń spektroskopowych.

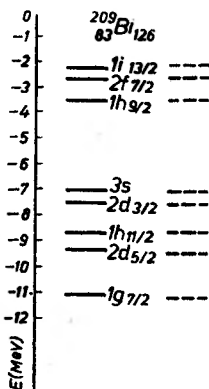
Dobra stabilność parametrów (5) przy zmianie liczby masowej A pozwala zastosować ją np. do obliczenia widma poziomów jąder superciężkich [7] (jąder z $Z > 100$). Spośród takich jąder na największą uwagę zasługują te, które byłyby podwójnie magiczne, a zatem najstabilniejsze, gdyż te prawdopodobnie byłoby najłatwiej zsyntezować. Problem polega więc na znalezieniu kolejnych po 82 liczb magicznych. Obliczenia [7] przeprowadzono dla jąder o liczbach masowych $A = 209, 275, 299, 355$ i liczbach atomowych $Z = 83, 107, 115, 127$. Parametry potencjału wybrano takie, aby były w zgodzie z parametrami otrzy-



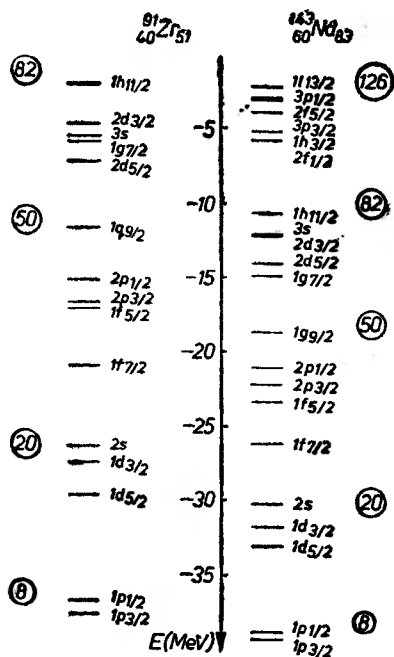
Rys. 3. Fragment poziomów neutronów w jądrze ^{91}Zr . Linia ciągła — rozwiązania dokładne, linie przerywane — obliczenia przybliżone



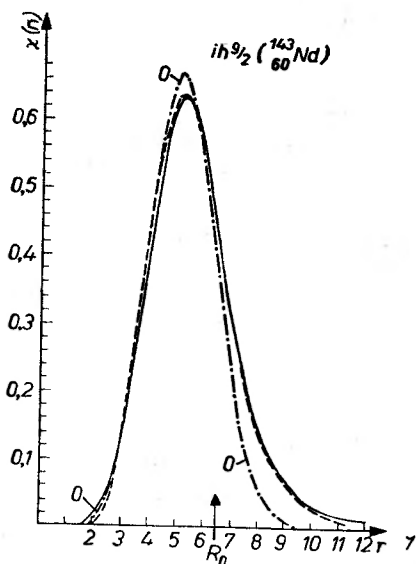
Rys. 4. Fragment poziomów neutronów w jądrze ^{143}Nd . Oznaczenia p. rys. 3



Rys. 5. Fragment części widma protonów w jądrze ^{209}Bi . Oznaczenia p. rys. 3

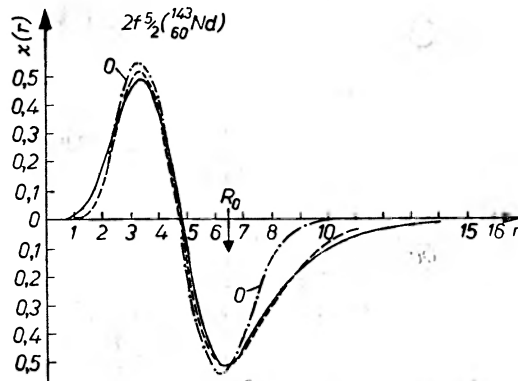


Rys. 6. Schemat jednocząstkowych poziomów neutronów w jądrach ^{82}Zr i ^{143}Nd obliczony metodą przybliżoną

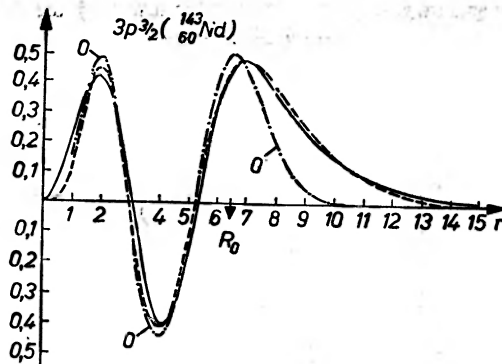


Rys. 7. Radialna funkcja falowa stanu neutronowego $1h_{9/2}$ jądra ^{143}Nd . Linia ciągła — rozwiązanie dokładne, linia przerywana — obliczenia przybliżone, linia punktowo-przerywana — obliczenia z potencjałem oscylatora harmonicznego

manymi przy analizie niskoleżących poziomów jednocząstkowych znanych jąder oślomagicznych [8]: $R_0 = 1,27$ fm, $a = 0,67$, $\kappa = 0,32$, $V_0^N = 44$ MeV (dla wszystkich A), $V_0^Z = 58$ MeV ($A = 209$), 61 MeV ($A = 275$), 62 MeV ($A = 299$) i 63 MeV ($A = 355$). Rezultaty obliczeń przedstawione są odpowiednio dla



Rys. 8. Radialna funkcja falowa stanu neutronowego $2f_{5/2}$ jądra ^{143}Nd . Oznaczenia p. rys. 7

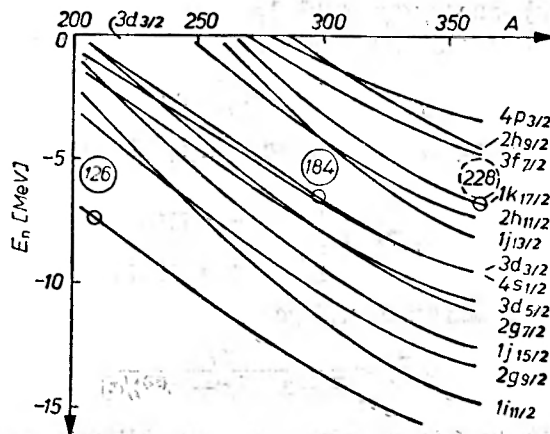


Rys. 9. Radialna funkcja falowa stanu neutronowego $3p_{3/2}$ jądra ^{143}Nd . Oznaczenia p. rys. 7

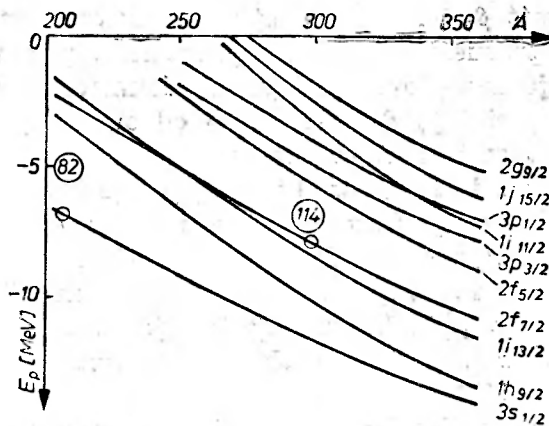
widma neutronowego i protonowego na rys. 10 i 11. Widzimy, że kolejną po 82 liczbą magiczną dla protonów jest 114, a dla neutronów 126, 184 i 228. Wśród najbliższych jąder supercieżkich podwójnie magicznym i prawdopodobnie sferycznym powinno więc być jądro $^{208}_{114}\text{X}_{184}$. Liczby A , N i Z tego jądra spełniają dobrze półempiryczną formułę dla ścieżki β — stabilności: $N - Z = 0,4 A^2 / (A + 200)$.

Przy zmianie parametrów potencjału rzędu $\pm 10\%$ otrzymane rozszczepienie międzypowłokowe określające liczby magiczne nie spada poniżej 1,6 MeV dla protonów i poniżej 2,0 MeV dla neutronów.

Te same wartości dla liczb magicznych jąder supercieżkich uzyskane zostały również w następnych pracach [8].



Rys. 10. Widmo poziomów neutronów dla jąder superciężkich. Krążki oznaczają jądra β -stabilne



Rys. 11. Widmo poziomów protonów dla jąder superciężkich. Krążki oznaczają jądra β -stabilne

3. Jednocząstkowe poziomy jąder zdeformowanych

Obecnie jest dobrze udokumentowane, że kształt jąder atomowych w rejonie ziem rzadkich ($150 < A < 190$) i aktynowców ($220 < A < 250$) nie jest sferycznie symetryczny. Średni promień rozkładu gęstości tych jąder przedstawiany jest zwykle w postaci rozkładu na szereg funkcji sferycznych Y_l^m i kończący się na składniku opisującym deformację heksadekapolową:

$$R(\Omega) = R\{1 + \beta_0 + \beta_2^0 Y_2^0(\Omega) + \beta_2^2 [Y_2^2(\Omega) + Y_2^{-2}(\Omega)] + \beta_4^0 Y_4^0(\Omega)\} \quad (23)$$

gdzie $R = R_0 A^{1/3}$ jest promieniem jądra sferycznego o tej samej objętości co dane jądro zdeformowane.

Jeżeli przez $\varrho(\vec{r})$ oznaczymy rozkład gęstości jądra zdeformowanego, a przez $\varrho(r)$ jądra sferycznego, to warunek zachowania objętości jąder ma postać:

$$\int \varrho(\vec{r}) d\vec{r} = 4\pi \int \varrho(r) r^2 dr. \quad (24)$$

Z warunku tego określamy wartość parametru β_0 . Niezależnie od tego czy rozkład gęstości jest prostokątny:

$$\varrho(\vec{r}) = \begin{cases} \varrho_0 & r \leq R(\Omega) \\ 0 & r > R(\Omega), \end{cases} \quad (25)$$

czy też ma kształt rozkładu Fermiego:

$$\varrho(\vec{r}) = \frac{\varrho_0}{1 + \exp[(r - R(\Omega))/a]} \quad (26)$$

parametr β_0 z dokładnością do pierwszego przybliżenia wynosi [10]

$$\beta_0 = -\frac{1}{4} \sum_{\lambda=2}^{\infty} |\beta_{\lambda}^0|^2. \quad (27)$$

Widzimy, że wartość β_0 jest zawsze ujemna. Prowadzi to do zmniejszenia wartości średniego promienia R , a co za tym idzie do przemieszczania w górę energii poziomów jednoczątkowych. Jądra zdeformowane w stanach podstawowych ($\beta_2^0 \approx 0,3$) posiadają $\beta_0 \approx -0,01$, co odpowiada przesunięciu energii 0,2—0,3 MeV. Taka mała zmiana zawiera się w granicach nieokreśloności parametrów potencjału i dlatego w obszarze $\beta_2^0 < 0,4$ kładziemy $\beta_0 = 0$. Parametr β_0 musi być uwzględniany np. w obszarze tzw. drugiego minimum ($\beta_2^0 = 0,8$), gdyż tam wywołuje zmianę energii poziomów o 3—5 MeV.

Większość jąder w rozpatrywanym obszarze deformacji nie posiada statycznej deformacji typu β_2^2 [11]. Posiadają ją najprawdopodobniej jądra leżące na brzegach obszarów zdeformowanych i w „nowym“ obszarze deformacji, czyli około jądra Ba [12].

W naszych rozważaniach położymy więc $\beta_2^2 = 0$ i oznaczymy: $\beta_2^0 = \beta$ i $\beta_4^0 = \beta_4$. Na początek założymy także, że rozważane jądra posiadają tylko główny rodzaj deformacji, tj. deformację kwadrupolową, a w dalszej części wyjaśnimy jaki jest wpływ deformacji heksadekapolowej na widmo jednoczątkowe.

Układ poziomów i funkcji falowych jąder posiadających deformację kwadrupolową został po raz pierwszy wyliczony przez Nilssona [13]. Użył on do opisu jąder zdeformowanych potencjału, nazywanego następnie potencjałem Nilssona, który jest sumą potencjału dwuosowego oscylatora harmonicznego, potencjału oddziaływania spin-orbita i składnika proporcjonalnego do l^2 . Potencjał ten posiada analogiczne zalety i wady do tych, które omawialiśmy poprzednio w odniesieniu do potencjału sferycznego oscylatora harmonicznego.

Problem znalezienia widma poziomów w ograniczonym, zdeformowanym potencjale o rozmytych brzegach był rozwiązywany w pracy Niemirowskiego i Chepurnowa [4]. Otrzymali oni widmo neutronów jąder ziem rzadkich metodą numerycznego całkowania układu równań różniczkowych. Jednakże

złożoność obliczeń i związana z tym duża ilość czasu potrzebna dla maszyny elektronicznej nie pozwoliły im na otrzymanie wyników dobrze oddających obserwowaną doświadczalnie sekwencję poziomów.

Poniżej przedstawimy przybliżoną ale bardziej efektywną metodę rozwiązania tego zadania, opartą o rozważania poprzedniego rodzaju [14].

Zgodnie z naszymi założeniami wyrażenie dla promienia jądra zamiast (23) przybiera postać:

$$R(\Omega) = R[1 + \beta Y_2^0(\Omega)]. \quad (28)$$

Funkcja $Y_2(\Omega)$ nie zależy od kąta azymutalnego φ , a zatem i potencjał pola zdeformowanego nie będzie od niego zależny:

$$V(\vec{r}, \beta) = -V_0 \{1 + \exp[(r - R\{1 + \beta Y_2^0(\theta)\})/a]\}^{-1}. \quad (29)$$

Spin-orbitalną część oddziaływania musimy zapisać w bardziej ogólnej postaci niż (4):

$$V_{s.o.} = -\kappa \vec{\sigma} \cdot [\vec{p} \times \text{grad} V(\vec{r}, \beta)], \quad (30)$$

gdzie \vec{p} jest wektorem pędu nukleonu. Wyrażenie powyższe przy $\beta = 0$ przechodzi w (4).

Sumę potencjałów (29) i (30) oznaczymy przez $V_{\text{ef}}(\vec{r}, \beta)$ i przeprowadzimy następujące tożsamościowe przekształcenie równania Schrödingera:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{\text{ef}}(\vec{r}, \beta) - E \right] \Psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{\text{ef}}(r, 0) + \tilde{V}(\vec{r}, \beta) - E \right] \Psi = 0, \quad (31)$$

gdzie

$$\tilde{V}(\vec{r}, \beta) = V_{\text{ef}}(\vec{r}, \beta) - V_{\text{ef}}(r, 0).$$

Rozwijamy teraz $V(\vec{r}, \beta)$ w szereg funkcji sferycznych:

$$\tilde{V}(\vec{r}, \beta) = \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu}(r, \beta) Y_{\lambda}^{\mu}(\Omega). \quad (32)$$

Z niezmienniczości $\tilde{V}(\vec{r}, \beta)$ względem przekształceń

$$\varphi \rightarrow -\varphi, \quad \varphi \rightarrow \pi + \varphi \quad \text{i} \quad \theta \rightarrow \pi - \theta \quad (33)$$

wynika, że współczynniki rozkładu (32) muszą spełniać następujące związki symetrii

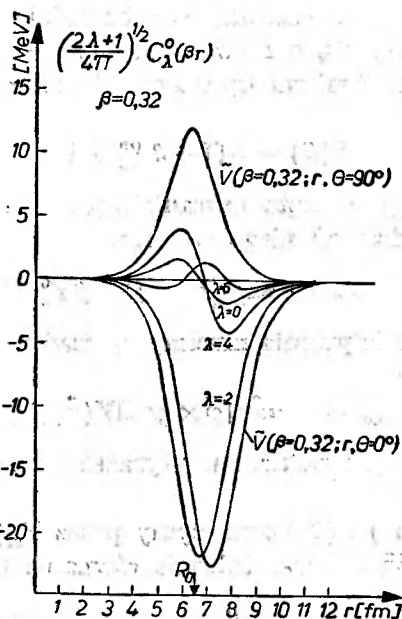
$$C_{\lambda}^{\mu} = C_{\lambda}^{-\mu}, \text{ wartości } \lambda \text{ i } \mu \text{ są parzyste.} \quad (34)$$

Funkcje C_{λ}^{μ} znajdujemy z odwrócenia równości (32)

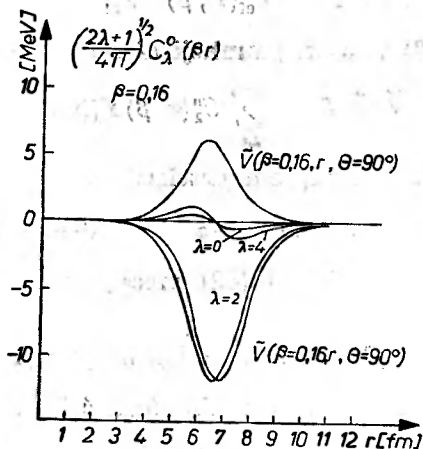
$$C_{\lambda}^{\mu}(r, \beta) = \int \tilde{V}(\vec{r}, \beta) Y_{\lambda}^{\mu}(\Omega)^* d\Omega \quad (35)$$

Powyższą całkę należy obliczyć numerycznie dla każdego jądra. Rozkład w szereg Taylora używany czasami przy jej obliczaniu wymaga uwzględniania zbyt dużej ilości członów i jest niewygodny. Na rys. 12 i 13 nakreślone są obliczone numerycznie funkcje $\left(\frac{2\lambda+1}{4\pi}\right)^{2/2} C_{\lambda}^0$ dla jądra ^{143}Nd i wartości $\beta = 0,32$ i $\beta = 0,16$.

Jak należało się spodziewać, maksymalny wkład w szereg (32) daje składowa z $\lambda = 2$. Składowe z $\lambda = 4$ i $\lambda = 6$ są mniejsze i zmieniają znak, zmniejszając się także, gdy β się zmniejsza. Grube linie ciągłe na rys. 12 i 13 przedstawiają



Rys. 12. Potencjał $\tilde{V}(\vec{r}, \beta)$ — grube linie ciągłe i funkcje $\left(\frac{2\lambda+1}{4\pi}\right)^{1/2} C_{\lambda}^0(\beta r, \beta)$ — cienkie linie ciągłe, dla jądra ^{148}Nd i $\beta = 0,32$



Rys. 13. To samo co na rys. 12, tylko dla $\beta = 0,16$

wyjściowy potencjał $\tilde{V}(\vec{r}, \beta)$. Potencjał ten odtwarzany jest przez częściową sumę $\sum_{\lambda=0}^6 C_{\lambda}^0 Y_{\lambda}^0$ z dokładnością 1%. W szeregu (32) wystarczy zatem ograniczyć sumowanie do $\lambda = 6$.

Rozwiązania równania (31) poszukamy w postaci rozwinięcia w szereg funkcji falowych poprzednio omówionego problemu sferycznego:

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{njl m} a_{njl}^m \Psi_{njl}^m(\vec{r}). \quad (36)$$

Podstawiamy (36) do (31), mnożymy przez sprzężone funkcje Ψ_{njl}^{m*} i całkujemy:

$$(\varepsilon_{n'j'l'}^{m'} - E) a_{n'j'l'}^{m'} + \sum_{njl m} a_{njl}^m \langle \Psi_{n'j'l'}^{m'} | \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda}^{\mu} | \Psi_{njl}^m \rangle = 0. \quad (37)$$

Otrzymaliśmy jednorodny układ równań dla współczynników a_{njl}^m i wartości własnych energii E_{njl}^m , który łatwo rozwiązać po uprzednim wyliczeniu występujących w nim elementów macierzowych. Otrzymane poziomy energetyczne musimy w jakiś sposób numerować, dwie dobre liczby kwantowe jakie posiadają jądra osiowozdeformowane: rzut krętu na oś jądra i parzystość, nie wystarczają do tego celu. Nilsson [13] zaproponował, aby użyć do tego asymptotycznych liczb kwantowych: liczby orbitalnej $N = 2n + 1$, liczby kwantów oscylatorowych wzdłuż osi z n_z i rzutu krętu orbitalnego Λ . Tę nomenklaturę $[N n_z \Lambda]$ możemy wykorzystać również tutaj, gdyż liczba poziomów w potencjale Nilssona i Saxona-Wooda jest jednakowa.

W sumie (36) partycypują wszystkie funkcje stanów związanych o danej parzystości i rzucie krętu m , oraz funkcje widma ciągłego. Uwzględnienie stanów widma ciągłego stanowi, ogólnie biorąc, bardzo trudny problem. W naszym przypadku możemy go w sposób przybliżony uwzględnić rozważając tylko najniższe stany kwasizwiązane. Funkcje tych stanów posiadają największą wartość w obszarze wewnętrznym jądra i równocześnie przenikalność odpowiedniej bariery potencjalnej jest dla nich mała. Możemy je więc przybliżyć poprzez odpowiednie funkcje stanów związanych i obliczyć jak w rozdziale 2. Różnice w postaci tych funkcji na zewnątrz jądra nie są istotne, gdyż w elementach macierzowych układu równań (37) występuje potencjał $\tilde{V}(\vec{r}, \beta)$ szybko znikający przy $r \rightarrow \infty$. Uwzględnianie kilku najniższych stanów kwasizwiązanych jest rzeczą konieczną, gdyż wpływają one w sposób zasadniczy na postać funkcji falowych górnych stanów związanych jądra zdeformowanego.

Podobnie, jak w rozdziale poprzednim, przy obliczaniu poziomów jedno-cząstkowych dla protonów musimy do efektywnego potencjału neutronowego dodać potencjał kulombowski jądra zdeformowanego:

$$V_c(\vec{r}, \beta) = (Z-1)e^2 \int \frac{\varrho(\vec{r}', \beta)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (38)$$

gdzie $\varrho(\vec{r}, \beta)$ jest rozkładem gęstości ładunku typu Fermiego (26). Funkcje $\varrho(\vec{r}, \beta)$ rozkładamy w szereg wielomianów Legendre'a:

$$\tilde{\varrho}(\vec{r}, \beta) = \varrho(\vec{r}, \beta) - \varrho(r, 0) = \sum_{\lambda} \tilde{C}_{\lambda}^0(r, \beta) Y_{\lambda}^0(\Omega), \quad (39)$$

następnie korzystamy z relacji:

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \begin{cases} \frac{1}{r} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^k P_k(\cos \theta); & r' < r \\ \frac{1}{r'} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^k P_k(\cos \theta); & r' > r \end{cases} \quad (40)$$

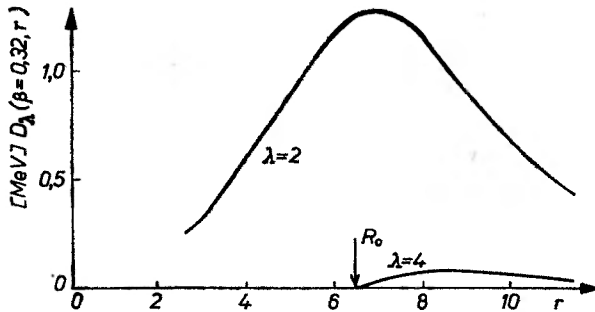
$$P_k(\cos \theta) = \frac{4\pi}{2k+1} \sum_{\Omega'} Y_k^{\Omega'}(\Omega) Y_k^{\Omega}(\Omega) \quad (41)$$

i otrzymujemy:

$$V_c(\vec{r}, \beta) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} D_{\lambda}^0(r, \beta) Y_{\lambda}^0(\Omega), \quad (42)$$

gdzie

$$D_{\lambda}^0(r, \beta) = (Z-1) e^2 \frac{4\pi}{2\lambda+1} \left[\int_0^r \bar{C}_{\lambda}^0(r', \beta) \frac{r'^2}{r} \left(\frac{r'}{r}\right)^{\lambda} dr' + \int_r^{\infty} \bar{C}_{\lambda}^0(r', \beta) r' \left(\frac{r'}{r}\right)^{\lambda} dr' \right]. \quad (43)$$



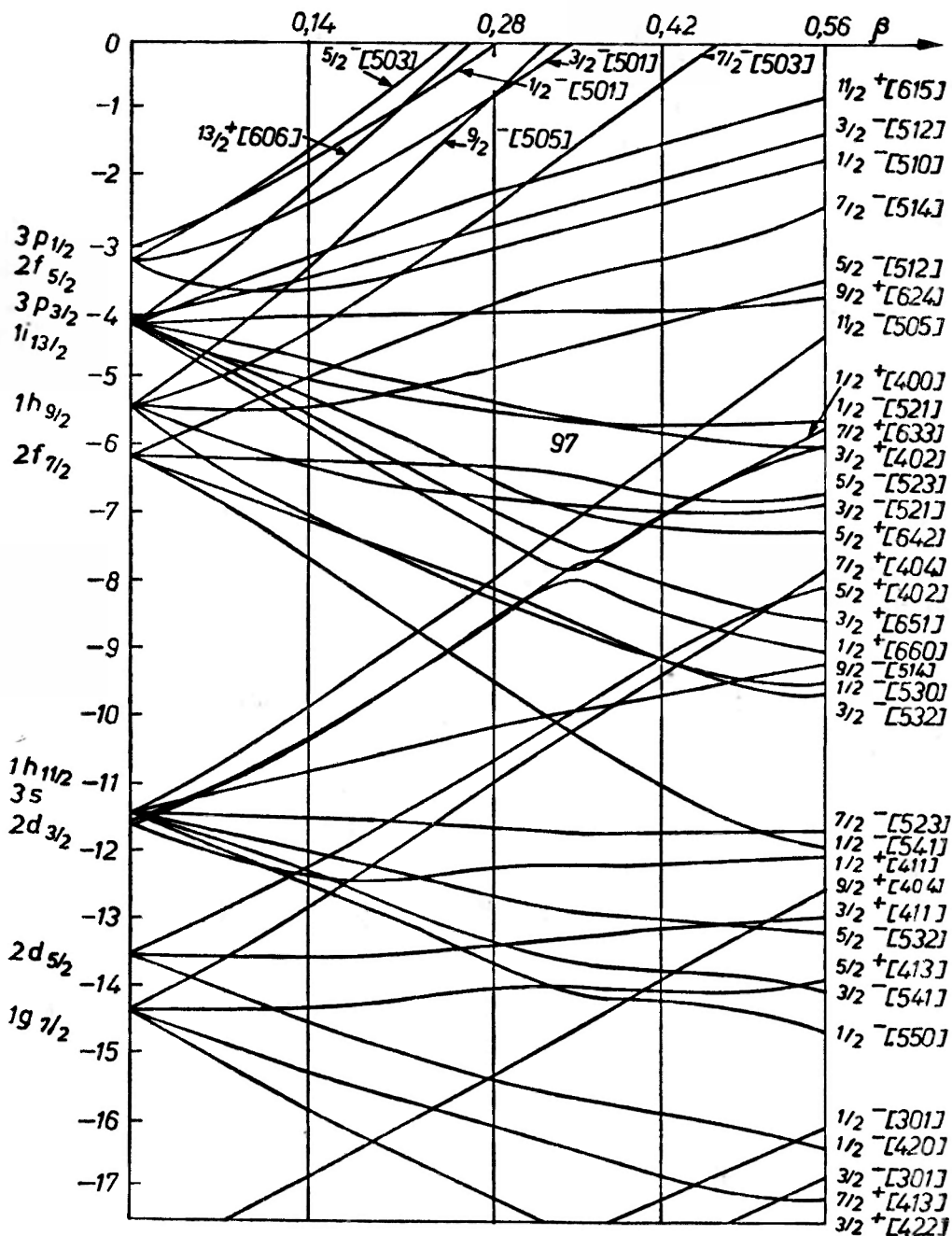
Rys. 14. Funkcje $D_{\lambda}^0(r, \beta)$ dla jądra ^{148}Nd i $\beta = 0,32$

Dla jądra ^{148}Nd i $\beta = 0,32$ funkcje $D_{\lambda}^0(r, \beta)$ przedstawione są na rys. 14. Widzimy, że D_2^0 przewyższa D_4^0 prawie 10-krotnie.

Równania (37) dla protonów otrzymujemy po zamianie funkcji C_{λ}^0 na $C_{\lambda}^0 + D_{\lambda}^0$.

Przedstawiony powyżej program zastosowano do obliczenia jednocząstkowego układu poziomów ziem rzadkich [14, 15]. Parametry potencjału wybrano wg (5) z odpowiednią modyfikacją dla dużych wartości krętu l . Cały obszar A podzielono na trzy strefy $A = 153-157$, $A = 165$ i $A = 181$. W każdej z tych stref znaleziono energię poziomów jako funkcję parametru β i współczynniki a_{njl}^m określające funkcje falowe. Dane te zebrane są w pracy [15]. Tam również dane są współczynniki określające funkcje bazowe.

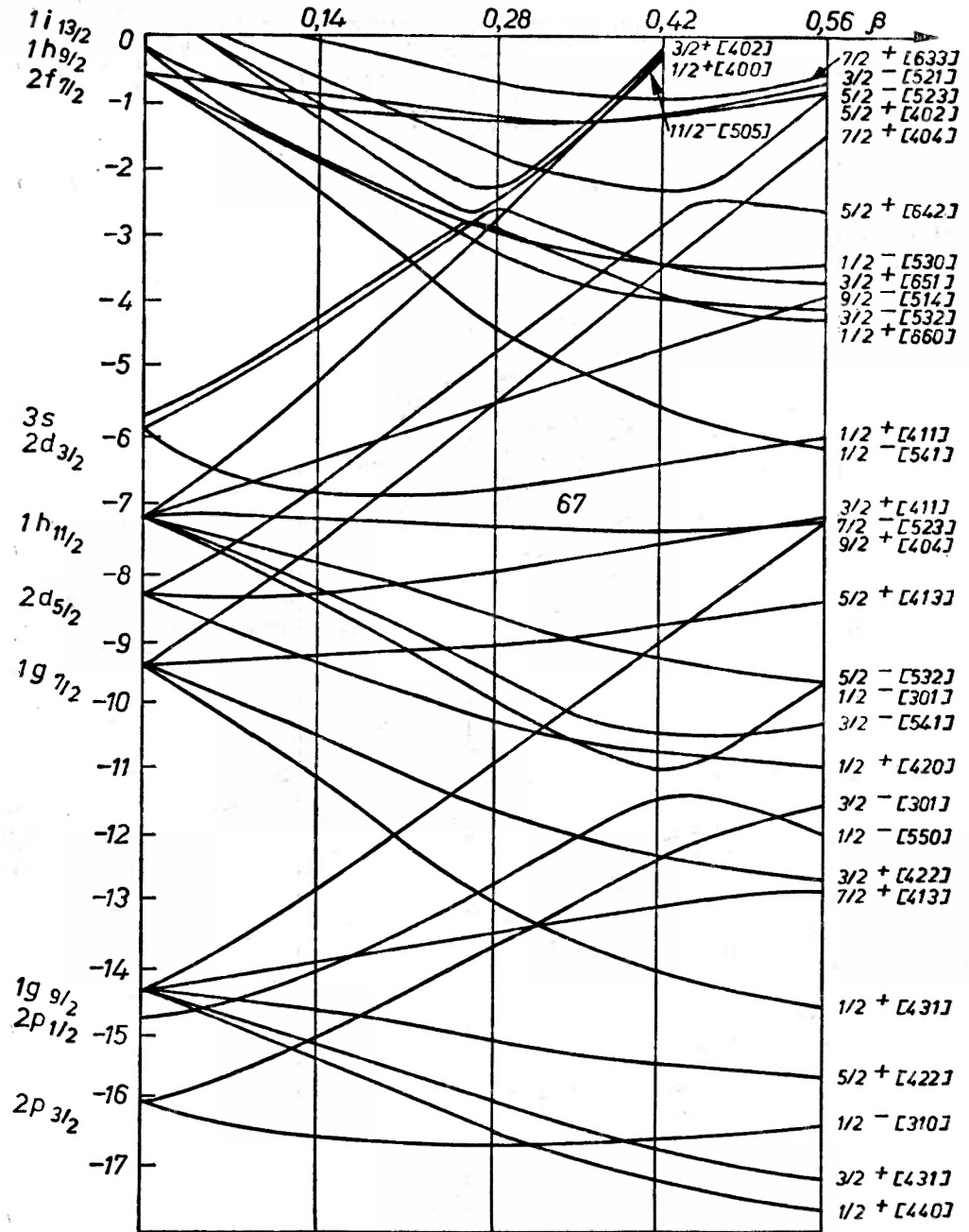
Porównanie tych wyników z danymi doświadczalnymi wykazało, że otrzymany schemat dobrze odtwarza zmierzone wartości spinów i parzystości nie



Rys. 15. Fragment schematu poziomów neutronów dla jąder około $A = 165$, $\beta_4 = 0$

tylko podstawowych, ale również pierwszych jednocząstkowych stanów wzbudzonych (zarówno typu cząstka, jak i dziura).

Na rys. 15 i 16 przedstawione są fragmenty schematu poziomów neutronowych i protonowych dla $A = 165$ w interwale $\pm 7-9$ MeV od granicy Fer-



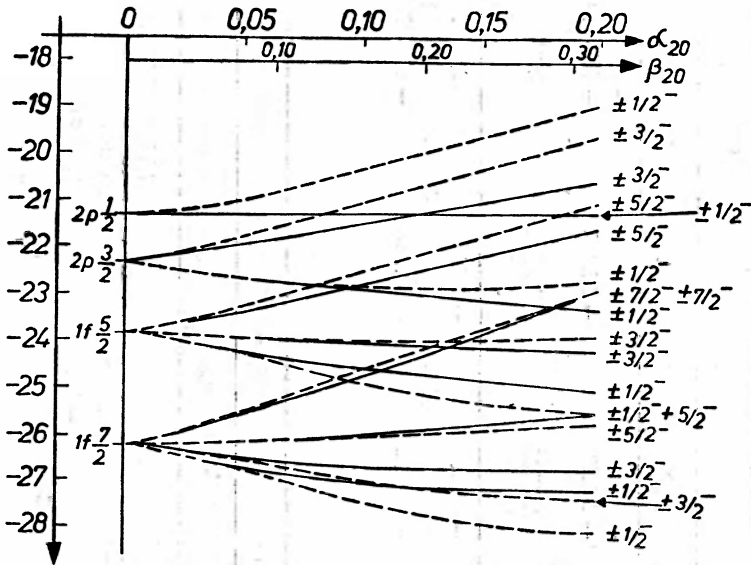
Rys. 16. Fragment schematu poziomów protonów dla jąder około $A \approx 165$, $\beta_4 = 0$

miego. Asymptotyczne liczby kwantowe $[Nn_zA]$ przyporządkowane są dla deformacji $\beta = 0, 3$.

Na rysunkach widoczne są przykłady poziomów „odpychających się“, np. poziomy $5/2^+[642]$ i $5/2^+[402]$ na rys. 16. Ten efekt powstaje stąd, że diago-

nalizacja układu (37) odbywa się nie tylko względem poziomów danej powłoki N , ale obejmuje również powłoki $N \pm 2$. Wielkość sprzężenia poziomów o tym samym m , ale pochodzących z powłok różniących się o $\Delta N = \pm 2$ ilustruje również rys. 17, na którym przedstawiono fragment schematu poziomów neutronowych jądra ^{148}Nd obliczonych z pełną diagonalizacją (linie ciągłe) i z diagonalizacją wewnątrz jednej powłoki (linie przerywane).

Przedstawimy teraz wpływ deformacji heksadekapolowej na otrzymane rezultaty [10]. Wprowadzenie do rozważań tego typu deformacji okazało się



Rys. 17. Fragment schematu poziomów neutronów jądra ^{148}Nd . Linie ciągłe — obliczenia z uwzględnieniem oddziaływania poziomów w powłokach o $N = \pm 2$. Linie przerywane — obliczenia bez tego

konieczne, np. przy badaniu α — rozpadu na poziomy tego samego pasma rotacyjnego jądra końcowego [16]. Porównanie obliczeń teoretycznych bez uwzględnienia β_4 z danymi doświadczalnymi prowadziło do systematycznych rozbieżności (dla przejść $0^+ \rightarrow 4^+$ stosunek ten wynosił kilka, a dla przejść $0^+ \rightarrow 6^+$ kilkadziesiąt razy). Dopiero wprowadzenie $\beta_4 \neq 0$ poprawiło wyniki. Istnienie β_4 przejawia się także przy badaniu nieelastycznego rozpraszania nukleonów, deuteronów [17] i α -cząstek [18] na jądrach z wzbudzeniem poziomów podstawowego pasma rotacyjnego.

Na rys. 18 przedstawione są znalezione wartości β_4 dla jąder obszaru ziem rzadkich. Widzimy, że β_4 zmienia się od $+0,08$ dla jąder Sm do $-0,08$ dla jąder Os.

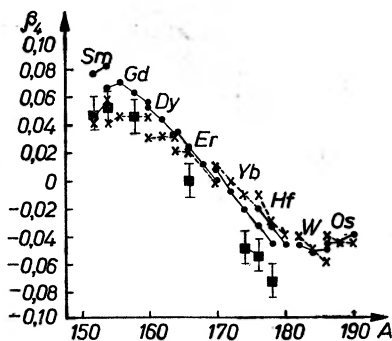
Wprowadzenie do $R(\Omega)$ składnika $\beta_4 Y_4^0$ powoduje przesunięcie energii poziomów i zmianę wartości współczynników a_{njl}^m . Wielkość zmian zależy od wartości β_4 i zilustrowana jest w tabl. 1. Przedstawiono tam zmianę współ-

Zmiana składowych funkcji falowej stanu $7/2^{+}[633]$ dla $A = 181$, w zależności od β_{40} , $\beta = 0,28$

N	nlj	$\beta_{40} = -0,10$		$\beta_{40} = -0,08$		$\beta_{40} = -0,06$		$\beta_{40} = -0,04$		$\beta_{40} = -0,02$		$\beta_{40} = 0$	
		a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2
8	0, 8, 17/2	0,1901	0,0360	0,1887	0,0351	0,1871	0,0350	0,1852	0,0342	0,1831	0,0335	0,1807	0,0325
6	1, 4, 7/2	-0,0176	0,9073	-0,0199	0,9174	-0,0222	0,9265	-0,0244	0,9285	-0,0266	0,9371	-0,0287	0,9413
	0, 6, 11/2	-0,0989		-0,1002		-0,1020		-0,1043		-0,1069		-0,1089	
	1, 4, 9/2	0,3396		0,3300		0,3203		0,3103		0,3000		0,2894	
	0, 6, 13/2	0,8841		0,8920		0,8993		0,9061		0,9125		0,9186	
4	0, 4, 7/2	-0,0385	0,0565	-0,0264	0,0491	-0,0160	0,0427	-0,0069	0,0369	0,0009	0,0316	0,0075	0,0268
	0, 4, 9/2	-0,2351		-0,2205		-0,2062		-0,1920		-0,1779		-0,1640	

N	nlj	$\beta_{40} = 0,02$		$\beta_{40} = 0,04$		$\beta_{40} = 0,06$		$\beta_{40} = 0,08$		$\beta_{40} = 0,10$	
		a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2	a_{ij}	Σa_{ij}^2
8	0, 8, 17/2	0,1782	0,0318	0,1754	0,0306	0,1724	0,0296	0,1692	0,0285	0,1658	0,0274
6	1, 4, 7/2	-0,0307	0,9471	-0,0327	0,9516	-0,0345	0,9553	-0,0364	0,9596	-0,0382	0,9605
	0, 6, 11/2	-0,1128		-0,1160		-0,1191		-0,1222		-0,1252	
	1, 4, 9/2	0,2783		0,2669		0,2548		0,2424		0,2291	
	0, 6, 13/2	0,9243		0,9300		0,9350		0,9400		0,9448	
4	0, 4, 7/2	0,0131	0,0228	0,0177	0,0187	0,0215	0,0155	0,0246	0,0127	0,0271	0,0101
	0, 4, 9/2	-0,1503		-0,1367		-0,1234		-0,1104		-0,0974	

czynników a_{njl}^m stanu neutronowego $7/2+[633]$ ($A = 181$ i $\beta = 0,28$) przy zmianie wartości β_4 . Jak widać, najbardziej zmieniają się małe składowe funkcji falowej, co może odbić się silnie na obliczeniach procesów wzbronionych zależnych tylko od tych składowych.



Rys. 18. Wartości parametru deformacji heksadekapolewej β_4 dla jąder ziem rzadkich

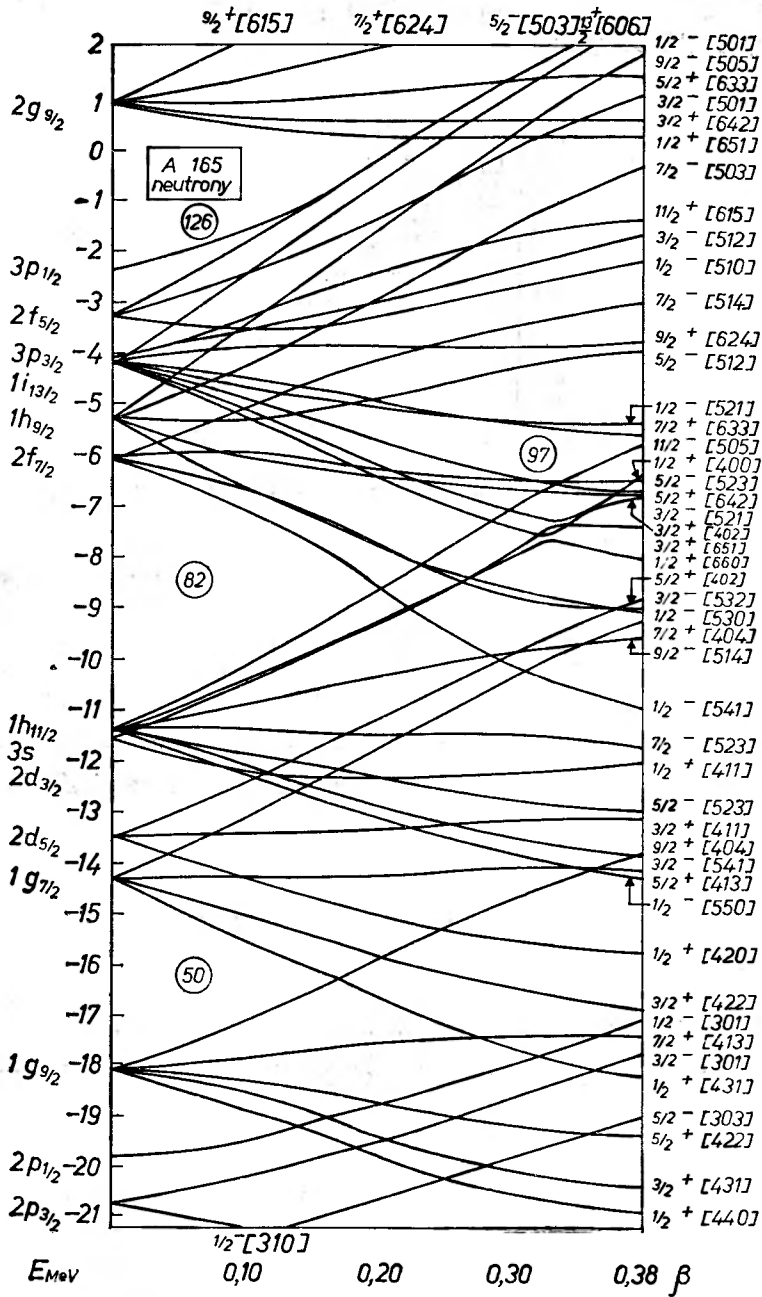
Zmiana energii poziomów po włączeniu β_4 zademonstrowana jest na rys. 19 i 20, gdzie przedstawiono analogiczne fragmenty układu poziomów co na rys. 15 i 16, ale obliczone przy $\beta_4 = -0,08$. Widoczne są wyraźne przesunięcia niektórych poziomów. Największe różnice występują w rejonach „odpychających się” poziomów. Obserwuje się tam zwiększenie przedziału deformacji $\Delta\beta$, w którym poziomy się odpychają, czyli zwiększenie przedziału deformacji, w którym występuje silne oddziaływanie poziomów o tym samym m i $\Delta N = \pm 2$.

4. Przykłady obliczeń strukturalnych

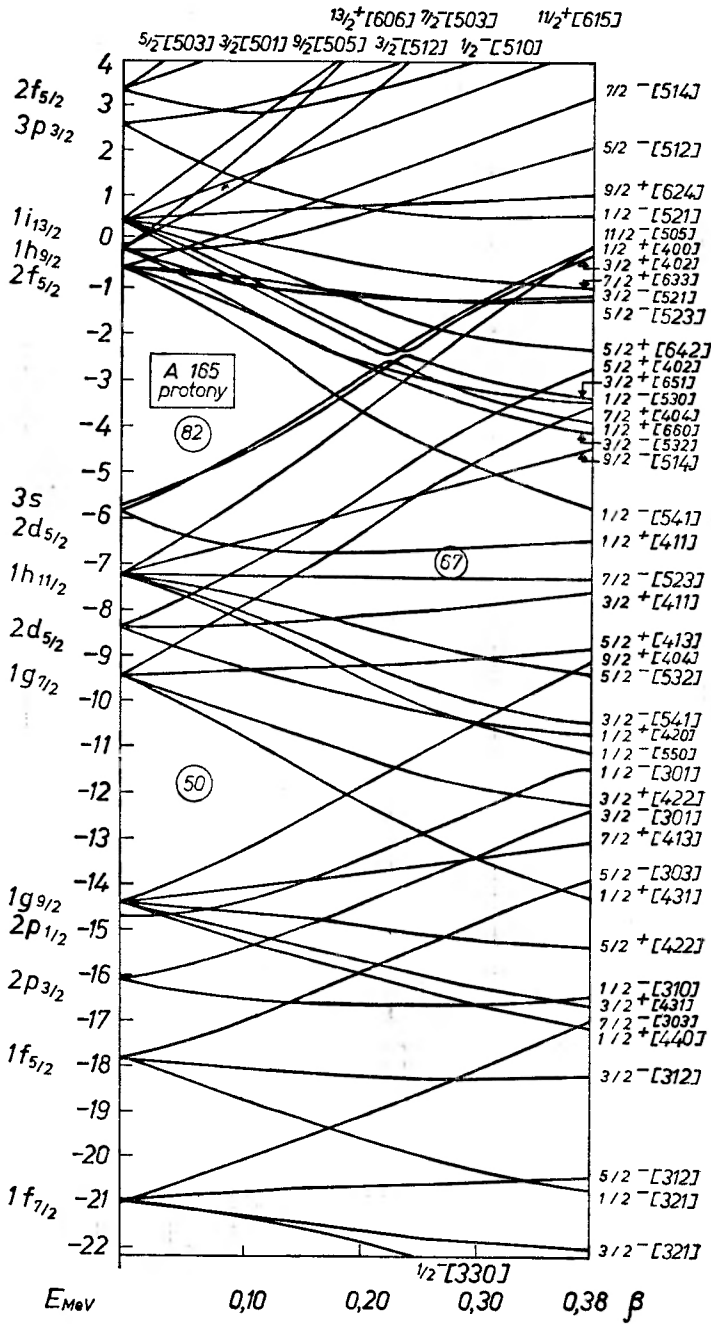
Poniżej podamy przykładowo kilka wyników obliczeń spektroskopowych, w których wykorzystano układ funkcji jednocząstkowych obliczony za pomocą przedstawionej metody. Liczba takich obliczeń wzrasta niemal z miesiąca na miesiąc.

a). Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych

Tablica 2 podaje wartości elementów macierzowych operatora $r^{\lambda}Y_{\lambda}^{\mu}$ dla kilku wartości λ . Obliczenia wykonano dla $A = 165$, $\beta = 0,25$, $\beta_4 = 0$. Elementy macierzowe podane są w jednostkach $(\hbar/m\omega_0)^{1/2}$; $\hbar\omega_0 = 48,5 A^{-1/2} \text{ MeV}$. Widzimy, że obliczenia w schemacie Nilssona i Saxona-Woodsa dają duże różnice w wielkości i znakach elementów macierzowych.



Rys. 19. Fragment schematu poziomów neutronów dla jąder około $A = 165$, $\beta_4 = -0,08$



Rys. 20. Fragment schematu poziomów protonów dla jąder około $A = 165$, $\beta_4 = -0,08$

Elementy macierzowe operatorów przejść elektromagnetycznych

$\langle f $	$ i\rangle$	$\langle f r^\lambda Y_{\lambda\mu} i\rangle_N$	$\langle f r^\lambda Y_{\lambda\mu} i\rangle_{SW}$
$\lambda = 1, \mu = 0$			
642+	532+	-0,64	0,66
642+	523-	-0,011	-0,079
642+	512+	0,008	-0,029
633+	503+	-0,0026	-0,022
633+	514-	-0,037	0,068
633+	523+	-0,580	0,604
$\lambda = 1, \mu = 1$			
624+	503+	-0,0083	0,0018
651+	501-	-0,025	0,049
651+	510+	-0,0011	0,050
651+	521-	0,004	-0,051
651+	541-	-0,040	-0,030
$\lambda = 2, \mu = 0$			
411-	411-	-0,122	0,312
431-	431-	1,76	2,00
301-	301-	-0,877	-0,580
541-	541-	2,34	1,83
550+	550+	2,16	2,23
402+	402+	-1,21	-0,942
422-	402-	-0,306	0,308
411+	402-	0,135	-0,066
$\lambda = 2, \mu = 2$			
402+	411-	-0,107	0,216
404-	411+	-0,010	0,008
413-	411-	1,28	-1,08
514+	532+	0,435	0,82
532+	541-	0,406	-0,185
$\lambda = 3, \mu = 1$			
411+	541-	0,52	-0,382
411+	550+	0,670	-0,154
402-	541-	-0,45	-0,207
431-	550+	-2,42	1,67

b). Przejścia $E1$ i $M1$

Tablice 3 i 4 podają wartości czynników wzbronienia (hindrance factors) $F = B_{\text{exp}}(E1, M1)/B_{\text{theor}}(E1, M1)$ dla przejść $E1$ [19] i $M1$ [20]. W obu obliczeniach uwzględniono poprawki nadprzewodzące.

c). Parametr rozpręgnięcia

Do określenia momentu magnetycznego stanu podstawowego i energii stanów wzbudzonych pasma rotacyjnego jądra zdeformowanego, w którym

Tablica 3

Czynniki wzbronienia F dla przejść $E1$ w obszarze ziem rzadkich. R — poprawka na nadprzewodnictwo

Jądro	Stan początkowy	Stan końcowy	Energia przejścia KeV	$F_{s,w}^{-1}$	$F_{s,w}^{-1} \times R_{s,w}^{-1}$	β	F_N^{-1}	$F_N^{-1} \times R_N^{-1}$
$^{158}_{63}\text{Eu}$	5/2- [532]	5/2+ [413]	97	1,6	0,4	0,31	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$
$^{155}_{63}\text{Eu}$	5/2- [532]	5/2+ [413]	104,35	3,3	0,8	0,31	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
$^{161}_{61}\text{Tb}$	5/2- [532]	5/2+ [413]	165,3	33,6	21,5	0,31	0,46	
$^{161}_{66}\text{Dy}$	5/2- [523]	5/2+ [642]	25,7	21,9	2,4	0,31	0,84	$5 \cdot 10^{-3}$
$^{165}_{68}\text{Er}$	5/2+ [642]	5/2- [523]	47,1	7,2	0,002	0,31	0,3	
$^{169}_{69}\text{Tm}$	7/2- [523]	7/2+ [404]	63,1	217	16	0,31	1,6	
$^{167}_{69}\text{Tm}$	7/2- [523]	7/2+ [404]	113,3	8773	631	0,31	66,7	
$^{170}_{70}\text{Yb}$	7/2- [514]	7/2+ [633]	285,6	30,2	0,06	0,31	0,69	$8 \cdot 10^{-4}$
$^{187}_{75}\text{Re}$	5/2- [532]	5/2+ [402]	686,1	0,35-14	0,25-10	0,12-0,25	0,38	

Tablica 4

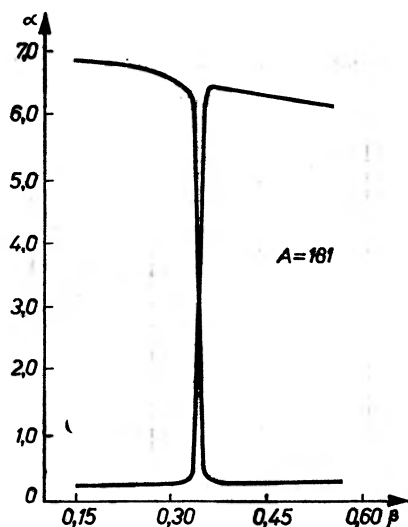
Czynniki wzbronienia F dla przejść $M1$ w obszarze ziem rzadkich

Jądro Energia poziomu KeV	Stan początkowy	Stan końcowy	Energia przejścia KeV	β	F_N	$F_{s,w}$
^{158}Eu 172,85	5/2 3/2+ [411] → 7/2	5/2+ [413]	89,48	0,26	0,26	1,4
^{158}Eu 103,2	3/2 3/2+ [411] → 5/2	5/2+ [413]	103,2	0,26	0,24	1,34
^{158}Eu 172,85	5/2 3/2+ [411] → 5/2	5/2+ [413]	172,85	0,26	3,2	17,5
^{156}Eu 246	5/2 3/2+ [411] → 5/2	5/2+ [413]	246	0,26	1,8	10,2
^{176}Lu 343,4	5/2 5/2+ [402] → 7/2	7/2+ [404]	343,4	0,24	2,5	0,56
^{181}Ta 482	5/2 5/2+ [402] → 7/2	7/2+ [404]	482	0,2	8100	270

ostatni nukleon znajduje się w stanie $K = \Omega = 1/2$, potrzebna jest znajomość parametru rozprężania równego:

$$a = \sum_{njI} (-)^{j-1/2} (j + \frac{1}{2}) |a_{njI}^{\Omega}|^2.$$

W przedstawionym schemacie parametr a jest funkcją liczby masowej A (w modelu Nilssona nie zależy od A) i zmienia się bardzo silnie dla poziomów „odpychających się”. Rys. 21 przedstawia zależność a od β dla poziomów neutronowych $1/2^+[400]$ i $1/2^+[660]$ dla $A = 181$. Obliczenie wykonano dla wartości $\beta_4 = 0$. Gdy $\beta_4 \neq 0$, obszar $\Delta\beta$, w którym następuje gwałtowna zmiana a , zwiększa się do 2 razy.



Rys. 21. Wartość parametru rozpręgnięcia α dla poziomów neutronów $1/2+[400]$ i $1/2+[660]$ jąder z $A = 181$

d). N -wzbronione rozpady β

N -wzbroniony rozpad β występuje np. wtedy, gdy neutron w jądrze początkowym znajduje się w stanie z $N = 6$, a po β -rozpadzie przechodzi w proton znajdujący się w stanie z $N = 4$. Operatory opisujące rozpad nie zależą od odległości r i ich elementy macierzowe są równe zero, gdy stany początkowy i końcowy nie posiadają składowych z N i $N \pm 2$. Taki proces nie może być zatem opisany w schemacie Nilssona.

Tablica 5

Wartość $\log ft$ dla N -wzbronionych rozpadów β w obszarze ziem rzadkich. R — poprawka na nadprzewodnictwo

Jądro początkowe	Stan początkowy	Jądro końcowe	Stan końcowy	Typ rozpadu	Energia poziomu jądra końcowego	$\log ft$ jedn. czast.	R	$\log ft$ teoria	$\log ft$ dośw.
$^{155}_{63}\text{Eu}$	$5/2^+[413]$	$^{155}_{64}\text{Gd}$	$5/2^+[642]$	β^-	105,3	6,07	0,27	6,64	7,0-7,3
$^{157}_{63}\text{Eu}$	$5/2^+[413]$	$^{157}_{64}\text{Gd}$	$5/2^+[642]$	β^-	64	6,07	0,37	6,50	7,5
$^{161}_{63}\text{Tb}$	$3/2^+[411]$	$^{161}_{66}\text{Dy}$	$5/2^+[642]$	β^-	0	6,34	0,384	6,76	7,8
$^{159}_{63}\text{Tb}$	$3/2^+[411]$	$^{159}_{64}\text{Gd}$	$5/2^+[642]$	$e^-, c.$	105,3	6,34	0,375	6,77	7,0-7,2
$^{155}_{63}\text{Eu}$	$5/2^+[413]$	$^{155}_{64}\text{Gd}$	$3/2^+[651]$	β^-	86,5	6,53	0,486	6,84	7,3-7,4
$^{153}_{64}\text{Gd}$	$3/2^+[651]$	$^{153}_{63}\text{Eu}$	$3/2^+[411]$	$e^-, c.$	103	6,29	0,189	7,01	6,5-7,0
$^{161}_{63}\text{Tb}$	$3/2^+[411]$	$^{161}_{66}\text{Dy}$	$3/2^+[651]$	$\beta^-, e.$	551	6,29	0,405	6,60	6,0-6,8
$^{157}_{63}\text{Tb}$	$3/2^+[411]$	$^{157}_{64}\text{Gd}$	$3/2^+[651]$	$e, e.$	86,5	6,29	0,144	7,13	6,9-7,2
$^{159}_{63}\text{Sm}$	$3/2^+[651]$	$^{159}_{63}\text{Eu}$	$5/2^+[413]$	β^-	0	6,35	0,115	7,29	7,2
$^{153}_{63}\text{Sm}$	$3/2^+[651]$	$^{153}_{63}\text{Eu}$	$3/2^+[411]$	β^-	103,2	6,25	0,206	6,94	6,6
$^{155}_{63}\text{Sm}$	$3/2^+[651]$	$^{155}_{63}\text{Eu}$	$1/2^+[411]$	β^-	634,6	6,42	0,246	7,03	7,6
$^{153}_{63}\text{Sm}$	$3/2^+[651]$	$^{153}_{63}\text{Eu}$	$5/2^+[402]$	β^-	706,6	6,17	0,247	6,56	7,2

W tablicy 5 dane są doświadczalne i wyliczone [21] wartości $\log ft$ dla szeregu jąder ziem rzadkich (poprawki na nadprzewodnictwo zostały uwzględnione, $\beta_4 = 0$). Zgodność z eksperymentem jest zadowalająca, jeżeli wziąć pod uwagę, że rozpad ten zależy od małych składowych funkcji falowej, a te zmieniają się dosyć silnie, gdy uwzględnimy deformację heksadekapolołą.

Abstract: A new method of the solution of the spherical Schrödinger equation with a diffuse potential for bound states is described. The obtained solution is very effective and useful in calculation of the one-particle levels of the deformed nuclei and then in different spectroscopic calculations. Some of these are also demonstrated.

Literatura

- [1] I. M. Green, F. A. Moszkowski, *Phys. Rev.*, **139B**, 790 (1965).
- [2] A. B. Migdal, *Teorija koniecznych fermi-system i swojstwa atomnych jader*, Moskwa 1965.
- [3] R. D. Woods, D. S. Saxon, *Phys. Rev.*, **95**, 577 (1954).
- [4] P. E. Niemirowski, V. A. Chepurnov, *Yadernaya Fizika*, **3**, 998 (1966); E. Rost, *Phys. Rev.*, **154**, 994 (1967); S. A. Fajans, *Preprint IAE 1593*, Moskwa 1968.
- [5] S. G. Miller, R. H. Good, *Phys. Rev.*, **91**, 174 (1953).
- [6] B. N. Kalinkin, J. Grabowski, F. A. Gareev, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 999 (1966).
- [7] A. Sobiczewski, F. A. Gareev, B. N. Kalinkin, *Phys. Letters*, **22**, n. 4 (1966).
- [8] L. A. Sliv, B. A. Volchok, *ZETF*, **36**, 593 (1959).
- [9] H. Heldner, *Proc. of the Lysekil Symp.*, 1966; G. Gustafson *i in.*, *Ark. Fys.*, **36**, 613 (1967); V. A. Chepurnov, *Yadernaya Fizika*.
- [10] F. A. Gareev, S. P. Ivanova, N. I. Schirokova, *Preprint JINR P4-4259*, Dubna 1969.
- [11] S. DasGupta, M. A. Preston, *Phys. Letters*, **13**, 246 (1964).
- [12] D. A. Arseniev *i in.*, *Preprint JINR E4-3816*, Dubna 1968.
- [13] S. G. Nilsson, *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat-Fys-Medd.*, **29**, n. 16 (1955).
- [14] F. A. Gareev, S. P. Ivanova, B. N. Kalinkin, *Preprinty JINR P4-3325*, P4-3326, P4-3451, Dubna 1967; F. A. Gareev, L. I. Vinokurov, B. N. Kalinkin, *Preprint JINR E4-3453*, Dubna 1967.
- [15] F. A. Gareev *i in.*, *Preprint JINR P4-3607*, Dubna 1967.
- [16] L. L. Goldin *i in.*, *ZETF*, **36**, 512 (1959); M. G. Huber, *Phys. Letters*, **13**, 242 (1964).
- [17] R. C. Barret, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 115 (1965); S. I. Drozdov, *Yadernaya Fizika*, **1**, 407 (1965).
- [18] D. L. Hendrie *i in.*, *Phys. Letters*, **26B**, 127 (1968).
- [19] F. A. Gareev, S. P. Ivanova, M. I. Chierniei, *Preprint JINR P4-3935*, Dubna 1968.
- [20] H. Schulz, H. J. Wiebicke, *Preprint JINR E4-4210*, Dubna 1968.
- [21] F. A. Gareev *i in.*, *Preprint JINR P4-3650*, Dubna 1967.

Andrzej Marcinkowski

Zakład I IBJ
Warszawa

Wysokowzbudzone stany jąder atomowych

High Excited Nuclear States

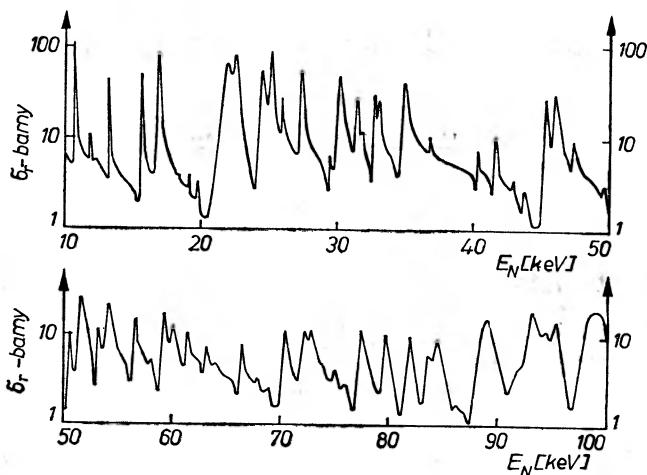
1. Wstęp

Przy energiach wzbudzenia wyższych od 3—4 MeV liczba stanów jąder zaczyna przewyższać wyraźnie liczby stanów modelowych odpowiadających możliwym konfiguracjom jednocząstkowym czy ruchom kolektywnym prostych typów. Konfiguracje i ruchy bardziej skomplikowane zaczynają odgrywać rolę.

Luka, jaka do niedawna istniała w znajomości poziomów w tym obszarze wzbudzeń, jest ostatnio skutecznie wypełniana przez badanie reakcji zderzenia i wychwytu z udziałem stanów o energii wzbudzenia 3—7 MeV lub przez badanie kaskad promieniowania gamma w reakcjach (n, γ) i (p, γ) . Możliwości badania jeszcze wyżej wzbudzonych stanów jąder atomowych ograniczają się na ogół do wąskiego przedziału energii wzbudzenia i niektórych tylko ich własności, np. energii poziomów, całkowitych lub czątkowych szerokości. Określenie spinów możliwe jest tylko w szczególnych przypadkach i wymaga na ogół przyjęcia odpowiednich założeń.

W obszarze energii wzbudzenia powyżej energii wiązania nukleonu w jądrze możliwe jest określenie liczby poziomów i ich energii przez liczenie i wyznaczanie energii rezonansów w całkowitym przekroju czynnym (patrz rys. 1) na oddziaływanie neutronów powolnych z jądrami materiału tarczy bombardowanej. W obszarze pierwszych kilkuset keV powyżej energii wiązania neutronu obserwuje się wąskie dobrze rozdzielone rezonanse odpowiadające poziomom jądra złożonego. W miarę wzrostu energii padających neutronów rośnie energia wzbudzenia, a z nią liczba kanałów reakcji powodujących rozmycie rezonansów — wzrost ich szerokości. Jednocześnie ze wzrostem energii wzbudzenia gwałtownie rośnie liczba rezonansów odpowiadająca wzrostowi liczby dostępnych stopni swobody. Oba te efekty powodują, że już przy wzbudzeniach 1—2 MeV

powyżej energii wiązania nukleonu rezonanse zaczynają na siebie zachodzić dając średnio ciągły przebieg przekroju czynnego. Identyfikacja obrazu daje badanie radiacyjnego wychwytu protonów. Z krzywej wydajności dla reakcji (p, γ) wyznaczać można liczbę i energie poziomów jądra złożonego (rys. 2). Im lżejsze jest jądro tarczy, im niższa energia protonów, tym czystszy jest obraz rozdzielonych wąskich rezonansów. Ze względu na barierę kulombowską, na jaką trafia proton wchodzący do jądra, reakcja (p, γ) służyć może do badania jąder lekkich i średnio ciężkich. Określenie spinów wysokowzbudzonych stanów jądra złożonego wymaga znajomości orbitalnego momentu pędu wnoszonego przez nukleon do jądra. W przypadku, gdy energia kinetyczna padającego nukleonu



Rys. 1. Całkowity neutronowy przekrój czynny dla Co

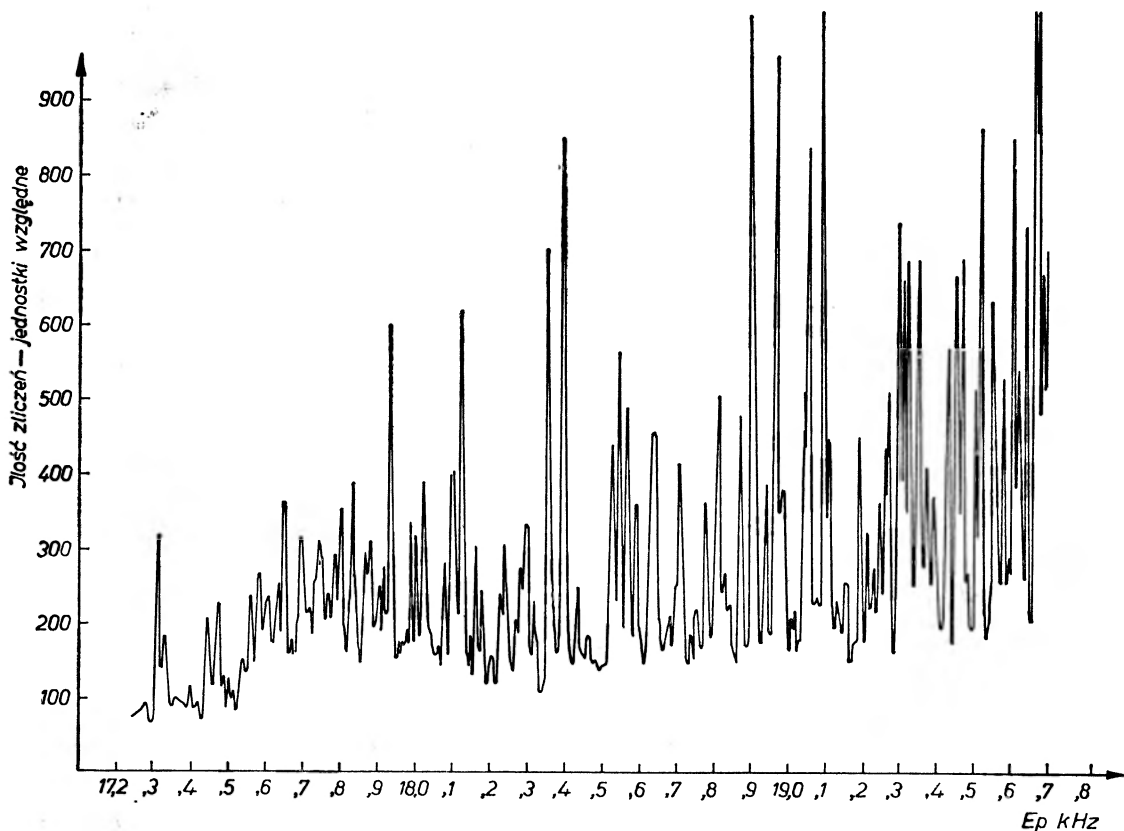
jest dostatecznie niska, by założenie $l = 0$ było uzasadnione, w jądrze złożonym populowane będą stany o spinie $I \pm 1/2$, gdzie I jest spinem jądra tarczy.

Istnieje jeszcze druga klasa eksperymentów takich, jak pomiary przekrojów czynnych, rozkładów kątowych i rozkładów energetycznych produktów reakcji, z których informacje o liczbie lub raczej o gęstości poziomów jądrowych uzyskujemy pośrednio przez odwołanie się do modelu teoretycznego reakcji. Ze względu na to, że różne reakcje selekcionują wzbudzone w nich poziomy oraz na niedokładność wyznaczenia powyższych charakterystyk, uzyskane tą drogą dane wykazują duże rozbieżności.

Powyższy przegląd metod eksperymentalnych i uzyskiwanych przy ich pomocy informacji wskazuje, że nasza znajomość stanów wysokowzbudzonych jest niepełna i fragmentaryczna. W sytuacji, kiedy potrzebna jest znajomość zachowania się poziomów wzbudzonych w szerokim zakresie energii wzbudzenia, zmuszeni jesteśmy korzystać z modelu teoretycznego.

Podstawą teoretycznego ujęcia ruchów wewnątrzjądrowych przy wysokiej energii wzbudzenia jest ich skomplikowanie i współzależność, powodujące, że

jedynym sposobem ich opisu jest zastosowanie metod mechaniki statystycznej. Najistotniejszą konsekwencją skomplikowania ruchów wewnątrzjądrowych jest naturalna tendencja do osiągnięcia stanu równowagi, w którym energia wzbudzenia byłaby rozłożona równomiernie między wszystkie nukleony jądra, i który byłby w pełni scharakteryzowany przez podanie liczb kwantowych, energii, ilości cząstek, momentu pędu itp., niezależnie od sposobu jego wzbudzenia. Pojęcie takiego stanu wprowadził N. Bohr pod nazwą jądra złożonego.



Rys. 2. Krzywa wydajności reakcji $^{57}\text{Fe}(p, \gamma)^{58}\text{Co}$ w zakresie energii protonów 1,2—1,6 MeV. Szerokość rezonansów wynosi od 1,0—2,5 keV [12]

Czas życia jądra złożonego jest długi 10^{-16} — 10^{-20} s. w porównaniu z czasem rozchodzenia się zaburzenia w jądrze, gdyż rozpad wymaga fluktuacyjnego skupienia na jednym lub grupie nukleonów energii wystarczającej na opuszczenie jądra. Rozpad jądra złożonego będzie zatem, podobnie jak wyparowanie drobiny z nagrzanej kropli cieczy, uwarunkowany przez wielkość statystyczną — temperaturę. Temperatura określać będzie kształt widma emitowanych cząstek

oraz średnią energię emisji. Temperatura jądrowa T zdefiniowana jest analogicznie do temperatury termodynamicznej

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dE} \ln \omega(E), \quad (1)$$

E — jest energią, $\omega(E)$ — gęstością stanów jądra.

Ze względu na niewielką liczbę nukleonów w jądrze i dużą energię wiązania gęstość stanów jądrowych zachowuje się inaczej niż gęstość stanów klasycznego układu termodynamicznego złożonego z nieoddziałujących cząstek. Powoduje to, że i temperatury jądrowa i termodynamiczna t będą się różniły szczególnie przy niskich energiach wzbudzenia.

Podana wyżej definicja (1) posłużyć może do wyznaczenia gęstości stanów w tzw. przybliżeniu stałej temperatury. Przyjmując $T = \text{const.}$ w przedziale E_0 (energia stanu podstawowego), E i całkując (1) w tych granicach otrzymujemy

$$\omega(E) = e^{U/T}, \quad U = E - E_0. \quad (2)$$

To grube przybliżenie oddaje najbardziej uderzającą własność gęstości poziomów jądrowych, jej eksponencjalny wzrost z energią wzbudzenia i nadspodziewanie dobrze opisuje eksperymentalnie wyznaczone średnie odległości rezonansów neutronowych [1]. Prawidłowy opis wysokowzbudzonych stanów powinien jednak uwzględnić również inne własności gęstości poziomów, jej zależność od parzystości czy nieparzystości liczby protonów i neutronów w jądrze oraz fakt mniejszej gęstości poziomów jąder w obszarze zamkniętych powłok. Powinien również umożliwić rozróżnianie poziomów o określonych charakterystykach kwantowo-mechanicznych, np. o określonym spinie.

Poniżej podany zostanie przegląd bardziej zaawansowanych modeli gęstości poziomów jądrowych spełniających te wymagania.

2. Modele gęstości poziomów jądrowych

Wyróżniająca się własność gęstości wysokowzbudzonych stanów jądrowych, jaką jest jej gwałtowny wzrost wraz z energią wzbudzenia, jest typowa dla układu statystycznego o wielu stopniach swobody i addytywnie składających się energiach wzbudzeń jednocząstkowych. Takim układem może być gaz swobodnych fermionów o określonym widmie poziomów jednocząstkowych. Rozpatrując jądro atomowe realne staje się założenie, że gwałtowny wzrost liczby poziomów związany jest ze wzrostem liczby możliwych konfiguracji wielocząstkowych odpowiadających widmu poziomów modelu powłokowego.

Mechanika statystyczna dostarcza ogólnej metody obliczenia gęstości stanów ω takiego układu [2] dającej w wyniku następujące wyrażenie

$$\omega(E, K_1, K_2, \dots, K_n) = \frac{\exp S}{(2\pi)^{n/2} \sqrt{\det \left| \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \right)_0 \right|}}, \quad (3)$$

gdzie $S = -[\beta F + \alpha_1 K_1 + \alpha_2 K_2 \dots + \alpha_n K_n - \beta E]$ jest entropią układu, E — energia całkowita, F — energia swobodna, β — odwrotność temperatury termodynamicznej $t = dE/dS$, K_i — całki ruchu określające stan układu, α_i — mnożniki Lagrange'a odpowiadające poszczególnym całkom ruchu, n — ilość całek ruchu, \det — wyznacznik, którego wyrazy a_{ij} są pochodnymi drugiego rzędu $\left(\frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j}\right)_0$ w punkcie $-\beta_0, \alpha_{10}, \alpha_{20}, \dots, \alpha_{n0}$ określonym układem równań

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \beta}\right)_{\beta_0} = 0; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial \alpha_i}\right)_{\alpha_{i0}} = 0 \quad (4)$$

Niezależnie od przyjętego modelu uwzględnić należy skończoną liczbę neutronów N i protonów Z w jądrze. Wtedy

$$K_1 = N = \sum_k n_k, \quad K_2 = Z = \sum_k z_k, \quad K_3 = E = \sum_k n_k \varepsilon_{nk} + \sum_k z_k \varepsilon_{zk}, \quad (5)$$

indeks k numeruje stany jednocząstkowe; n_k, z_k oznaczają prawdopodobieństwa obsadzenia stanów jednocząstkowych neutronowych i protonowych i przyjmują wartości 0 lub 1. ε_{nk} i ε_{zk} oznaczają energię stanów jednocząstkowych wg przyjętego modelu.

a. Model równoodległych poziomów jednocząstkowych

Założenie równoległych poziomów jednocząstkowych $\varepsilon_{k+1} - \varepsilon_k = d$ przy jednoczesnym zaniechaniu różnic między odległością poziomów neutronowych d_n i protonowych d_z pozwala zastąpić sumowanie w (5) przez całkowanie

$$K_1 = N = g \int_0^{\lambda_n} d\varepsilon, \quad K_2 = Z = g \int_0^{\lambda_z} d\varepsilon, \quad K_3 = U + E_0 = U + g \left[\int_0^{\lambda_n} \varepsilon d\varepsilon + \int_0^{\lambda_z} \varepsilon d\varepsilon \right], \quad (6)$$

λ_n i λ_z oznaczają energię Fermiego neutronów i protonów, $g = 1/d$ jest gęstością poziomów jednocząstkowych równą dla obu rodzajów nukleonów, zaś U — energią wzbudzenia.

Wstawiając (6) do (3) otrzymamy proste analityczne wyrażenie na gęstość stanów jądrowych.

$$\omega(U) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12a^{1/4} U^{5/4}}; \quad U = at^2, \quad a = \frac{\pi^2 g}{6}, \quad (7)$$

a jest zwykle traktowane jako parametr.

Lang i Le Couter [3] oraz Newton [4] podali zmodyfikowane wyrażenia

$$\omega(U) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12a^{1/4} (U+t)^{5/4}}; \quad U = at^2 - t$$

$$\omega(U) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12a^{1/4} (U + \frac{3}{2}t)^{5/4}}; \quad U = at^2 - \frac{3}{2}t. \quad (8)$$

Autorzy obydwu prac stosują metodę wyprowadzenia uzależniająca wynik od kolejności całkowania po zmiennych niezależnych, co powoduje pojawienie się członów symulowanych [1]. Gęstość stanów jądrowych (7) nie jest równoznaczna z gęstością poziomów jądrowych ze względu na $2J+1$ -krotną degenerację poziomu o spinie J .

b. Gęstość poziomów o określonym spinie

Oprócz wyżej wprowadzonych całek ruchu K_1 , K_2 , K_3 uwzględnimy obecnie zachowanie rzutu spinu jądra M na wyróżniony kierunek prowadzając

$$K_4 = M = \sum_k n_k m_{nk} + \sum_k z_k m_{zk},$$

gdzie m_{nk} i m_{zk} oznaczają magnetyczne liczby kwantowe poziomów neutronowych i protonowych.

Jeżeli wprowadzimy średnie prawdopodobieństwa obsadzenia stanów jedno-cząstkowych \bar{n}_k oraz \bar{z}_k i jak poprzednio gęstość stanów $g(m)$, otrzymamy

$$K_4 = M = \sum_k m_{nk} g(m) \int_0^\infty \bar{n}_k d\varepsilon + \sum_k m_{zk} g(m) \int_0^\infty \bar{z}_k d\varepsilon. \quad (9)$$

Po uwzględnieniu (6) i (9) w (3) wyrażenie na gęstość poziomów o określonej magnetycznej liczbie kwantowej M przyjmie postać

$$\varrho(U, M) = \frac{\omega(U) \exp\left(-\frac{M^2}{2\sigma^2}\right)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}, \quad (10)$$

$\sigma^2 = \overline{M^2}$ traktowane jest zwykle jako parametr.

Należy zwrócić uwagę, że otrzymany wynik jest przybliżeniem wynikającym z zachowania związku między energią wzbudzenia U i temperaturą termodynamiczną t w postaci $U \approx at^2$ identycznej jak w przypadku bez uwzględnienia M .

Jak widać z (10), przybliżenie to jest równoznaczne z przyjęciem normalnego rozkładu wartości M [2].

Gęstość poziomów o określonym spinie J wprowadzamy wprost z (10)

$$\begin{aligned} \varrho(U, J) &= \varrho(U, M = J) - \varrho(U, M = J + 1) = \\ &= \frac{\omega(U)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \left[\exp\left(\frac{J + \frac{1}{4}}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{J + \frac{3}{4}}{2\sigma^2}\right) \right] \approx \\ &\approx \frac{\omega(U)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{2J + 1}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (11) \end{aligned}$$

Jak wykazały badania rozpadu stanów jądra złożonego o wysokim spinie, wzbudzanych w reakcjach z ciężkimi jonami oraz szybkimi neutronami, [6, 8] wyrażenie powyższe przecenia ilość takich stanów, dając jakkolwiek małą, jednak

skończoną gęstość dla dowolnie wysokiej wartości J . Zachowanie takie związane jest z przyjętym wyżej przybliżeniem $U \approx at^2$. Jeżeli uwzględnić ścisłą zależność między energią wzbudzenia i temperaturą

$$U - \frac{M^2 t}{2\sigma^2} = at^2 \quad (12)$$

wtedy otrzymamy

$$\rho(U, M) = \frac{\omega\left(U - \frac{M^2 t}{2\sigma^2}\right)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}, \quad (\text{gdzie } \omega \text{ ma postać (7)}). \quad (13)$$

Powyższa formuła sugeruje związek między rzutem spinu na wyróżniony kierunek M a rotacją jądra. Jeżeli założymy, że z momentem pędu M związana jest energia rotacji $E_r = \hbar^2 M^2 / 2B$ (gdzie B oznacza moment bezwładności jądra, \hbar — stałą Plancka dzieloną przez 2π), wtedy możemy napisać

$$\omega(U, M) = \omega'(U - E_r). \quad (14)$$

Porównanie (13) i (14) daje $\sigma^2 = Bt/\hbar^2$.

Gęstość poziomów o określonym spinie otrzymamy postępując analogicznie jak w (11). Rozwinięcie w szereg lub zróżniczkowanie (13) względem M daje przybliżone wyrażenie

$$\begin{aligned} \rho(U, J) &\approx \frac{(2J+1)\omega(U - E_r)}{\sigma^3} \approx \\ &\approx (2J+1)(U - E_r)^{-2} \exp 2\sqrt{a(U - E_r)}; \quad E_r = \frac{\hbar^2(J + \frac{1}{2})^2}{2B}. \end{aligned} \quad (15)$$

Można wykazać [5], że wzory (13) i (15) odpowiadają przyjęciu zmodyfikowanego rozkładu M zawierającego w wykładniku potęgowym człony wyższych rzędów $(M^2/2\sigma^2)^2$.

Wyrażenia (13) i (15) uwzględniają automatycznie rozdział energii wzbudzenia na energię rotacji E_r oraz energię wzbudzenia termicznego $U - E_r$, określającą temperaturę układu t . Każdej energii wzbudzenia odpowiada ostre odcięcie wartości spinów, dla których $E_r > U$. Nierówność ta definiuje tzw. stany *yrast** [6], tj. stany, których energia wzbudzenia całkowicie zaangażowana jest w rotację określającą maksymalnie możliwy spin. Grover [6] zaproponował dokładniejsze wyznaczenie granicy obcięcia stanów o wysokich spinach, licząc energie i spiny konfiguracji wielocząstkowych wg modelu powłokowego. Obliczenia te dały wynik równoważny obcięciu E_r z momentem bezwładności jądra B mniejszym od momentu bryły sztywnej przy niskich energiach wzbudzenia i większym od momentu bryły sztywnej przy wysokich energiach wzbudzenia.

* Słowo szwedzkie oznaczające stan najbardziej „kręcący się”.

W podany wyżej sposób wprowadzić można dalsze liczby kwantowe dla określenia stanu jądra, np. izospin $K_4 = T_3 = \sum_k n_k t_{3k}$ (t_{3k} jest izospinem nukleonu w stanie k) lub deformację jądra. W wyniku otrzymamy gęstość poziomów o określonym izospinie czy deformacji. Szczegóły takich obliczeń oraz końcowe wyrażenia na gęstość poziomów można znaleźć w pracy Kanestrøma [7].

c. Efekty powłokowe oraz siły szczałtkowe wiążące nukleony w pary

Znanym eksperymentalnym faktem jest różnica gęstości poziomów jąder położonych blisko i z dala zamkniętych powłok. Jądra z liczbami nukleonów bliskimi liczbom magicznym mają gęstość o rząd do 3 rzędów wielkości mniejszą od jąder, których liczby nukleonów różnią się znacznie od liczb magicznych. Podobne różnice gęstości występują między sąsiednimi jądrami z parzystą lub nieparzystą liczbą nukleonów. Jądra o parzystej liczbie nukleonów wykazują charakterystyczną przerwę ponad stanem podstawowym, w której brak jest poziomów odpowiadających wzbudzeniom jednocząstkowym oraz mniejszą gęstość poziomów w stosunku do jąder z nieparzystą liczbą nukleonów. Analiza tych zjawisk pozwoliła powiązać efekty powłokowe z różnicami w gęstości stanów jednocząstkowych g w pobliżu poziomu Fermiego, zaś zależność gęstości od parzystości czy nieparzystości liczby nukleonów z siłami szczałtkowymi wiążącymi nukleony w dwójki. Newton [4] uzasadnił uwzględnienie efektów powłokowych przez modyfikację parametru $a = \pi^2 g/6$. Gęstość poziomów jednocząstkowych wg modelu powłokowego jest proporcjonalna do $A^{2/3}$. Ze względu na $2j+1$ -krotną degenerację stanów

$$g \approx 2A^{2/3}(j_n + j_z + 1)$$

j_n i j_z są spinami jednocząstkowych stanów neutronowych i protonowych odpowiednio. Newton dokonał uśrednienia wartości j_n i j_z w pobliżu poziomu Fermiego i stabelaryzował je.

Efekt wiązania nukleonów w pary uwzględnia się przez odpowiednie przesunięcie skali energii wzbudzenia. Przedstawiony wyżej opis statystyczny ważny jest dla układu nieoddziałujących fermionów, a więc dla jądra o nieparzystych liczbach neutronów i protonów. Zmniejszenie gęstości poziomów jądra o parzystej liczbie nukleonów otrzymać można zmniejszając energię wzbudzenia przez wprowadzenie ujemnej poprawki. Cameron [1] wyliczył takie poprawki z półempirycznej formuły mas.

Z teoretycznego punktu widzenia tego rodzaju półfenomenologiczne uwzględnienie omawianych efektów jest niezadowalające. Poszukiwanie ściślejszego modelu doprowadziło do zastosowania formalizmu teorii nadprzewodnictwa do opisu oddziaływań szczałtkowych między parami nukleonów.

3. Nadprzewodnikowy model gęstości poziomów jądrowych

Wprowadzenie krótkozasięgowych sił szczałkowych odpowiedzialnych za nadprzewodnictwo gazu elektronowego w metalach wyjaśniło zachowanie się widm niskowzbudzonych poziomów jądrowych, w szczególności przerwę energetyczną w widmie jąder parzysto-parzystych. Siły te wiążą nukleony w pary wywołując dodatkową energię. Część tej energii, która zostaje rozproszona, stanowi dodatkowy ubytek masy jądra i nazywana bywa energią kondensacji. Pozostała część powoduje rozmycie poziomu Fermiego, tj. podtrzymuje stan dynamicznej równowagi, w którym nukleony na skutek rozproszeń spowodowanych oddziaływaniem krótkozasięgowym przebywają przez określoną część czasu powyżej poziomu Fermiego. Stan taki jest stanem podstawowym parzystej liczby nukleonów. Charakteryzują go równania „nadprzewodnikowe“ wiążące siłę oddziaływania szczałkowego G , wielkość przerwy energetycznej Θ_0 oraz ilość nukleonów N

$$\frac{2}{G} = \sum_k \frac{1}{E_k}; \quad N = \sum_k \left(1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda_0}{E_k}\right); \quad E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \lambda_0)^2 + \Theta_0^2}, \quad (16)$$

gdzie ε_k są energiami stanów jednocząstkowych, a λ_0 — energią Fermiego. Energia kondensacji C_0 jest równa różnicy energii gazu nieoddziałujących fermionów oraz energii gazu cząstek oddziałujących [9]

$$C_0 = \left(\sum_k^{\frac{1}{2}N} 2\varepsilon_k\right) - \left(\sum_k 2v_k^2 \varepsilon_k - \frac{\Theta_0^2}{G}\right), \quad (17)$$

v_k^2 jest prawdopodobieństwem obsadzenia stanu przez pojedynczy nukleon

$$v_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda_0}{E_k}\right). \quad (18)$$

Dwójki pod symbolami sum w (17) wprowadzono dla uwzględnienia zasady Pauliego, w myśl której stan k może być obsadzony przez parę cząstek o antyrównoległych spinach. Ponieważ C_0 może być określone przez porównanie eksperymentalnie wyznaczonych mas sąsiednich jąder, równania (16) i (17) pozwalają wyznaczyć nieznanne wielkości G , Θ_0 , λ_0 charakteryzujące stan podstawowy jądra parzysto-parzystego.

Wyznaczenie gęstości stanów wzbudzonych sprowadza się do określenia funkcji termodynamicznych występujących we wzorze (3). Obliczenia takie wykonali Sano i in. [10] oraz Decowski i in. [9] uzyskując następujące związki

$$\begin{aligned} E &= \sum_k \varepsilon_k \left(1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \beta E_k\right) - \frac{\Theta^2}{G} \\ N &= \sum_k \left(1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \beta E_k\right) \\ S &= 2 \sum_k \ln[1 + \exp(-\beta E_k)] + 2\beta \sum_k \frac{E_k}{1 + \exp \beta E_k}. \end{aligned} \quad (19)$$

Zakładając, że gazy neutronowy i protonowy znajdują się w stanie równowagi termodynamicznej, możemy napisać

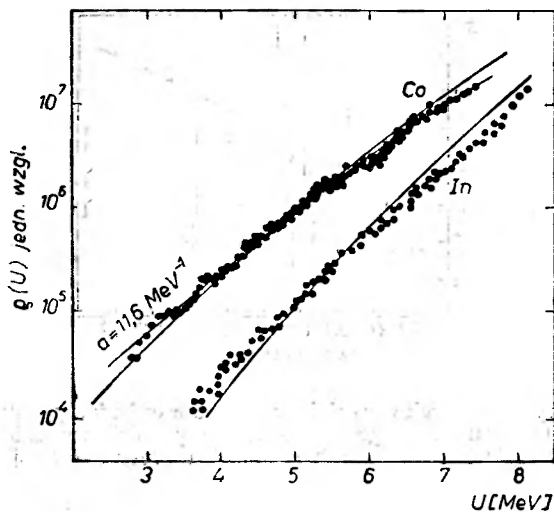
$$E = E_z + E_n; \quad S = S_z + S_n,$$

gdzie symbole z i n oznaczają jak poprzednio protony i neutrony, podobnie wszystkie pozostałe symbole zachowują wprowadzone już uprzednio znaczenie. Θ oraz λ są teraz funkcjami temperatury t . W miarę wzrostu temperatury pary nukleonów zostają termicznie rozrywane i kondensacja jądra maleje. Przy określonej temperaturze krytycznej t_c przerwa energetyczna Θ staje się równa 0 i kondensacja znika. Dla wzbudzeń wyższych jądro zachowuje się jak gaz Fermiego.

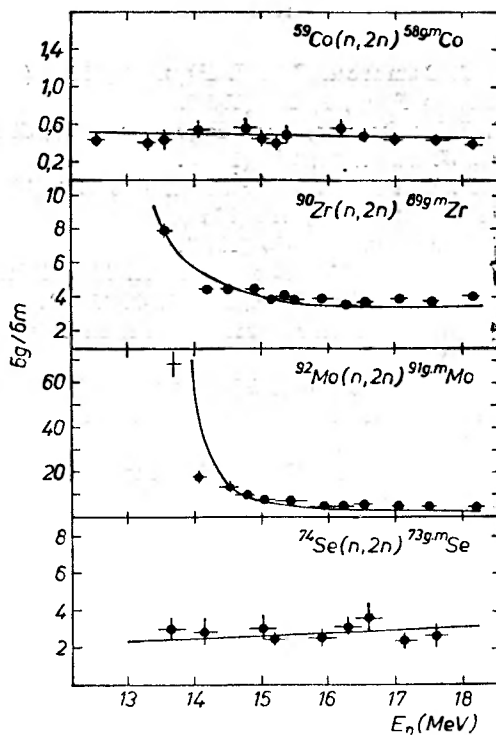
Zachowanie w obliczeniach sumowania po stanach jednocząstkowych modelu powłokowego k uniemożliwia wyprowadzenie analitycznego wyrażenia na gęstość stanów powodując, że wszystkie obliczenia muszą być wykonane numerycznie przy użyciu maszyny cyfrowej. Metoda ta jednak automatycznie uwzględnia wszystkie efekty związane z istnieniem powłok. Obliczona w ten sposób gęstość stanów odpowiada jądro parzysto-parzystemu. Przejście do jądra o nieparzystej liczbie nukleonów jednego rodzaju wymaga wprowadzenia dodatkowego nieparzystego nukleonu, który w stanie podstawowym blokować będzie najniższy stan jednocząstkowy k' ponad poziomem Fermiego. Energia związana z kreowaniem nieparzystej cząstki w tym stanie jest wg teorii nadprzewodnictwa równa $E_{k'} = \sqrt{(\varepsilon_{k'} - \lambda_0)^2 + \Theta_0^2}$. O tę energię należy więc zwiększyć energię jądra nieparzystego. Dla jądra nieparzysto-nieparzystego przesunięcie energii wyniesie $E_{nk'} + E_{zk'}$. Zatem gęstość stanów jądra nieparzystego lub nieparzysto-nieparzystego o energii wzbudzenia U będzie równa gęstości stanów jądra parzysto-parzystego o energii wzbudzenia $U + E_{k'}$ lub $U + E_{nk'} + E_{zk'}$.

Spinowa zależność gęstości poziomów może również być policzona w ramach tego modelu, gdyż pozwala on policzyć w sposób ścisły wielkość $\sigma^2 = \overline{M^2}$ [9]. Na rys. 3 przedstawiono wyniki obliczeń oraz wyniki pomiaru gęstości poziomów dla jąder Co i In. Gęstość poziomów liczona wg powyższego modelu nie zawiera parametrów i zastosowana do opisu stosunków przekrojów czynnych na utworzenie stanu podstawowego i metatrwałego w reakcji jądrowej dobrze odtwarza wyniki eksperymentalne [11] (rys. 4), podczas gdy stosowanie wyrażenia analitycznego (11) do opisu przekrojów czynnych reakcji i widm energetycznych produktów reakcji daje wyniki niejednoznaczne. Rys. 5 przedstawia rozrzut parametru σ^2 uzyskanego w różnych eksperymentach [13].

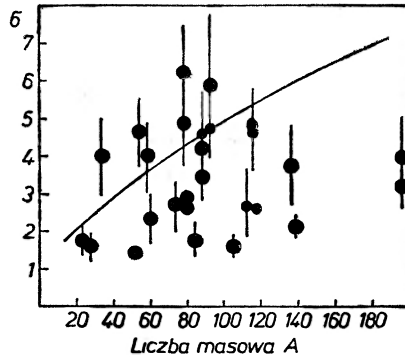
Rozwój metod opisu stanów wysokowzbudzonych wiąże się ostatnio z badaniami reakcji wywołanych przez ciężkie jony wnoszące do jądra złożonego duże momenty pędu. Badanie rozpadu stanów o wysokim spinie doprowadziło do koncepcji stanu „yrast“, a uwzględnienie tych stanów w ramach nadprzewodnikowego modelu gęstości wydaje się prowadzić do poprawienia dokładności opisu przekrojów czynnych reakcji [8].



Rys. 3. Eksperymentalne i teoretyczne (linie ciągłe) gęstości poziomów dla Co i In [9]



Rys. 4. Eksperymentalne i teoretyczne (linia ciągła) wartości stosunków przekrojów czynnych na utworzenie stanu podstawowego i metatrwałego jądra końcowego w reakcjach $(n, 2n)$ [8]



Rys. 5. Rozrzut eksperymentalnych wartości parametru σ opisującego spinową zależność gęstości poziomów w modelu gazu Fermiego. Linia ciągła przedstawia zależność $\sigma^2 = Bt/\hbar$ przy przyjęciu momentu bezwładności bryły sztywnej

Abstract: The nuclear level density formulas for a Fermi gas and the approximations made by its derivation were discussed. Comparison with some experimental results is given. The superiority of the superconductivity model was pointed out.

Literatura

- [1] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, **43**, 1446 (1965).
- [2] T. Ericson, *Advances in Phys.*, **9**, 425 (1960).
- [3] J. M. B. Lang, K. J. Le Couter, *Proc. Phys. Soc.*, **A67**, 586 (1954).
- [4] T. D. Newton, *Can. J. Phys.*, **34**, 804 (1956).
- [5] D. G. Sarantites, B. D. Pate, *Nuclear Phys.*, **A93**, 545 (1967).
- [6] J. Robb Grover, *Phys. Rev.*, **157**, 832 (1967).
- [7] I. Kanestrøm, *Nuclear Phys.*, **83**, 380 (1966).
- [8] A. Abboud, P. Decowski, W. Grochulski, A. Marcinkowski, J. Piotrowski, K. Siwek, Z. Wilhelmi, *Nuclear Phys.*, **A 139**, 42 (1969).
- [9] P. Decowski, W. Grochulski, A. Marcinkowski, K. Siwek, Z. Wilhelmi, *Nuclear Phys.*, **A110**, 129 (1968).
- [10] M. Sano, S. Yamasaki, *Prog. Theor. Phys.*, **29**, 397 (1963).
- [11] P. Decowski, W. Grochulski, Z. Haratym, A. Marcinkowski, K. Siwek, Z. Wilhelmi, *Raport IBJ* No 1091/I/PL.
- [12] B. Erlandsson, A. Marcinkowski, to be published in *Nuclear Phys.*
- [13] M. Bormann, H. Neuert, *Fortschritte der Physik*, **11**, 277 (1963).

Adam Strzałkowski

Institut Fizyki UJ
Instytut Fizyki Jądrowej

Rezonansowe efekty w reakcjach jądrowych Gigantyczne rezonansy w całkowitym przekroju czynnym

Resonance Effects in Nuclear Reactions
Gigant Resonances in the Total Cross-section

Rezonansowe reakcje jądrowe pojawiły się w fizyce jądrowej już bardzo dawno, w niedługi czas po odkryciu sztucznie wywoływanych przemian jąder atomowych. Eksperymentalnie objawiały się jako silny i gwałtowny wzrost przekroju czynnego na reakcje przy pewnych wartościach energii cząstki bombardującej.

Poglądy na naturę tych rezonansów lub, bądźmy ściśli, takich tłumaczonych jako rezonansy zmian energetycznych przekrojów czynnych, ulegały w ciągu rozwoju fizyki jądrowej wielu zmianom. Rozważania nasze poświęcimy właśnie pewnym zmianom, które nastąpiły w ostatnich latach [1].

Zacznijmy od pewnych ogólnych stwierdzeń dotyczących reakcji rezonansowych. Reakcję rezonansową uważamy za proces dwustopniowy, w którym od początkowego układu 1 przechodzimy do układu końcowego 2 poprzez stan c będący stanem metastabilnym układu:

$$1 \rightarrow c \rightarrow 2$$

Możemy zatem uważać ten stan pośredni c za tak bliski stanu stabilnego, że jesteśmy upoważnieni do stosowania rachunku zaburzeń, wyrażając amplitudę rozpadu jako element macierzy sprzęgający niezaburzony stan stabilny w nieobecności zaburzenia c ze stanem opisującym rozproszenie produktów rozpadu w nieobecności oddziaływania H' czyli opisującym rozproszenie nie-rezonansowe:

$$\gamma(c \rightarrow 2) = \sqrt{2\pi} \langle 2 \text{ out} | H' | c \rangle .$$

Nielatwo jest wyrazić zaburzenie H' przez parametry struktury jąder i nie potrafimy tego jeszcze zrobić ogólnie w przypadku reakcji jądrowych, tym

niemniej możemy tu wykorzystać możliwość takiego perturbacyjnego przedstawienia. Podobnie możemy zapisać amplitudę procesu tworzenia stanu c :

$$\gamma(1 \rightarrow c) = \sqrt{2\pi} \langle c | H' | 1 \text{ in} \rangle .$$

Dla dwustopniowego procesu reakcji zastosować możemy rachunek zaburzeń drugiego rzędu otrzymując na amplitudę procesu wyrażenie:

$$f(1 \rightarrow 2) = -\frac{2\pi\hbar}{\sqrt{p_1 p_2}} \sum_{M_c} \frac{\gamma(1 \rightarrow C) \gamma(C \rightarrow 2)}{E - E_r + \frac{1}{2} i \Gamma_r} ,$$

gdzie sumowanie przebiega po magnetycznych liczbach kwantowych wytworzonego stanu c . Przyjmując energię stanu pośredniego w postaci zespolonej

$$E_r - \frac{1}{2} i \Gamma_r$$

uwzględniamy tu tłumienie przez sprzężenie z wszystkimi innymi kanałami rozpadu, przy czym

$$\Gamma_r = \sum_i \Gamma_i = \sum_i |\gamma(c \rightarrow i)|^2 .$$

Uzyskane przez nas wyrażenie na amplitudę reakcji prowadzi do rezonansowego wzoru Breita-Wignera, gdyż

$$\sigma \sim |f(1 \rightarrow 2)|^2$$

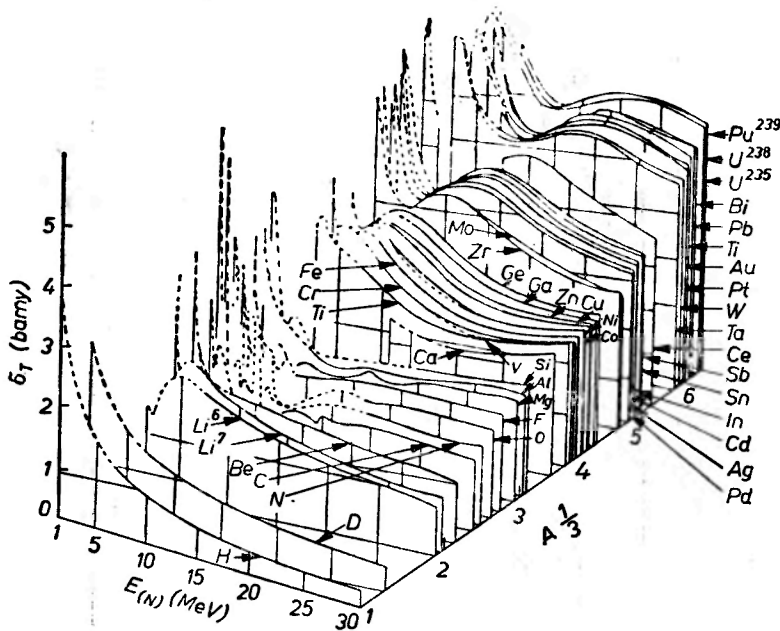
i w przypadku niespolaryzowanych tarczy i cząstki padającej otrzymujemy

$$\sigma = C \lambda_1^2 \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_r^2} ,$$

gdzie C jest czynnikiem zawierającym zależności od spinu.

Eksperymentalnie rzuca się w oczy występowanie dwu rodzajów rezonansów. Podczas gdy rezonansy jednego typu odznaczają się bardzo małą szerokością rzędu eV czy keV, to drugie posiadają tak dużą szerokość rzędu MeV, że nazwano je rezonansami gigantycznymi. Oczekujemy oczywiście, że takie różnice są odbiciem różnic w fizycznej naturze tych rezonansów. Wiemy przede wszystkim, że przez relację nieokreśloności szerokości rezonansu powiązane są z czasem życia systemu pośredniego. Możemy zatem powiedzieć, że z rezonansami wąskimi związany jest układ metatrwały o długim stosunkowo czasie życia, gdy tymczasem czasy życia odpowiadające rezonansom szerokim są bardzo krótkie, porównywalne z czasem przelotu cząstki przez jądro. Narzuca się tu zatem obraz, w którym taki stan krótko żyjący zostaje wytworzony w początkowym stadium reakcji, reprezentującym ruch cząstki w uśrednionym potencjale. Otrzymujemy wówczas stany o szczególnie prostej strukturze, zwane obecnie często stanami wejściowymi, które mogą się rozpadać częściowo wprost do kanałów otwartych, a częściowo przez sprzężenie z wewnętrznymi stopniami swobody cząstek zderzających się mogą prowadzić do wytworzenia jądra złożonego.

Aby nie zaciemniać obrazu zakłócającymi oddziaływaniami kulombowskimi, rozważmy takie rezonanse w oddziaływaniach jąder z neutronami. Dobrze są tu znane wąskie rezonanse w absorpcji neutronów niskich energii w obszarze tak zwanym rezonansowym. Równie dobrze od dawna znamy szerokie rezonanse w całkowitym przekroju czynnym dla neutronów wyższych energii (rys. 1). Wiemy również, że próby wyjaśnienia tych właśnie rezonansów doprowadziły



Rys. 1. Eksperymentalne przekroje czynne całkowite dla neutronów w funkcji energii i liczby masowej ($A^{1/2}$)

do sformułowania modelu optycznego oddziaływania [2]. Tak szerokie bowiem rezonanse dostać możemy dla rezonansowych stanów cząstki w dole potencjału. Uwzględniając absorpcję wyrzucającą cząstki z kanału elastycznego musimy potencjał ten uczynić zespolonym. Rzeczywiście, włączenie takiego potencjału do interpretacji oddziaływania neutronów z jądrami prowadziło do występowania maksimów i minimów w całkowitym przekroju czynnym (rys. 2).

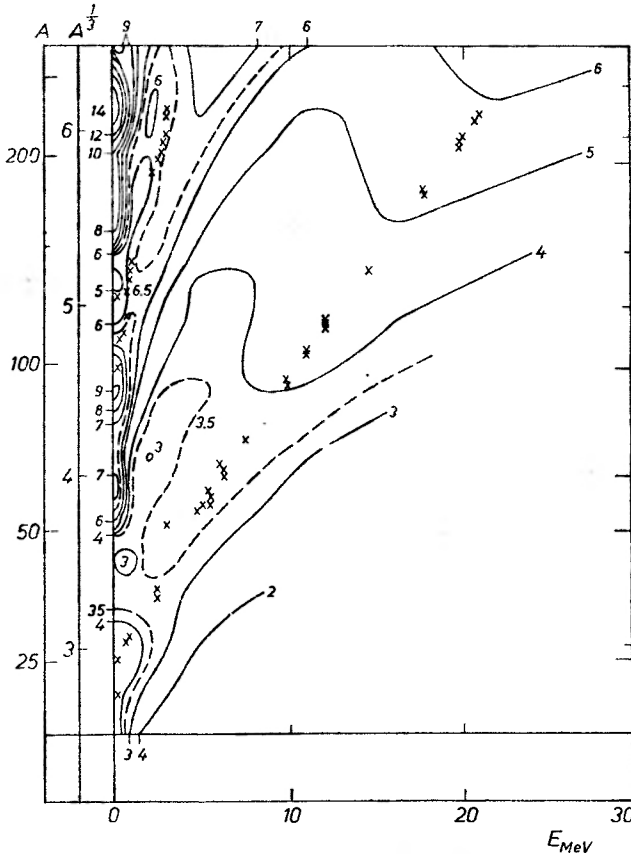
Przyjrzyjmy się bliżej uzyskanemu obrazowi. Uważamy tu mianowicie, że uzyskane w całkowitym przekroju czynnym dla neutronów maksima związane są z jednocząstkowym rezonansem odpowiadającym poziomowi metastabilnemu w dole potencjału utworzonym dla neutronów przez barierę centryfugalną. Poprzez sprzężenia z wewnętrznymi stopniami swobody jądra złożonego rezonans ten może być rozrzucony na różne poziomy tego jądra, co rzeczywiście obserwujemy badając całkowity przekrój czynny przy lepszej zdolności rozdzielczej. Tak wytworzony właśnie rezonans nazywamy rezonansem gigantycznym.

Spróbujmy prześledzić bliżej ten proces najpierw dla prostoty w przypadku rzeczywistego dołu potencjału. Dla krótkozasięgowych sił centralnych metoda

fal cząstkowych prowadzi, jak wiemy, do następującego wyrażenia na amplitudę procesu rozproszenia od początkowego pędu \vec{k}_0 do końcowego \vec{k}_1

$$f(\vec{k}_0, \vec{k}_1) = \sum_l (2l+1) \frac{1}{2ik} (S_l - 1) P_l(\vec{k}_0, \vec{k}_1),$$

gdzie S_l jest elementem macierzy S opisującej przejście od stanu początkowego poruszających się swobodnie cząstek pierwotnych do stanu końcowego również



Rys. 2. Wykres warstwiczny obliczonych na podstawie modelu optycznego całkowitych przekrojów czynnych dla neutronów w funkcji energii i liczby masowej. Krzyżykami zaznaczono położenia maksimum w eksperymentalnym przekroju czynnym

nieoddziałujących produktów rozproszenia. W asymptotycznej formie radialnej części funkcji falowej element ten modyfikuje wychodzącą falę kulistą:

$$u_l(kr) \rightarrow \frac{A_l}{r} \{e^{-ikr} - (-1)^l S_l e^{ikr}\}.$$

Gdy nie ma między cząstkami oddziaływania $S_l = 1$, gdy potencjał oddziaływania jest rzeczywisty i nie ma ani absorpcji, ani emisji cząstek, wówczas $|S_l| = 1$, a zatem możemy wtedy napisać

$$S_l(E) = e^{2i\delta_l(E)},$$

gdzie $\delta_l(E)$ jest przesunięciem fazowym, rzeczywistym w rozpatrywanym przez nas przypadku.

Przez S_l możemy wyrazić przecalkowane po wszystkich kątach przekroje czynne dla poszczególnych fal cząstkowych:

$$\begin{aligned} \text{na reakcje} \quad \sigma_R^{(l)} &= (2l+1)\pi\lambda^2(1-|S_l|^2) \\ & (= 0 \text{ w naszym przypadku}) \\ \text{całkowity} \quad \sigma_l^{(l)} &= (2l+1)\pi\lambda^2 2(1-\text{Re } S_l)^2 \end{aligned}$$

Z różnych twierdzeń o ogólnych własnościach przesunięć fazowych wymienimy tu dwa, które będą przydatne w trakcie dalszych rozważań.

1) Twierdzenie Wignera dotyczy zależności przesunięć fazowych od pędu:

$$\frac{d\delta}{dk} \geq -a,$$

gdzie a jest zasięgiem potencjału. Zauważmy przy tym, że rosnące z energią przesunięcie fazowe odpowiada opóźnieniu w czasie pakietu falowego, zwykle w wyniku pochwylenia z wytworzeniem stanu metatrwałego, natomiast malejące z energią przesunięcie fazowe odpowiada przyspieszeniu pakietu w czasie, jak to ma np. miejsce przy przejściu cząstki przez obszar przyciągającego potencjału.

2) Twierdzenie Levinsona określa całkowitą zmianę przesunięcia fazowego przy zmianie energii od zera do nieskończoności:

$$\delta(0) - \delta(\infty) = n\pi,$$

gdzie n jest liczbą stanów związanych w rozpatrywanym potencjale. W pewnym sensie twierdzenie to jest całką twierdzenia Wignera.

Wyobraźmy sobie, że dla fali cząstkowej o określonym l rozpatrywany przez nas potencjał rzeczywisty ma postać dołu z barierą, dzięki czemu wiązać może pewne stany metastabilne (rys. 3). Zależnie od tego, gdzie taki stan powstaje — czy w pobliżu wierzchołka, czy też blisko podstawy bariery — będzie on miał różne czasy życia odpowiednio do przenikalności bariery w tych miejscach. Większy czas życia otrzymamy w pobliżu podstawy bariery i rezonans odpowiadający takiemu stanowi będzie wąski i wyraźnie zaznaczony.

Zgodnie z naszym obrazem i wzorem na amplitudę rozproszenia element macierzy S odpowiadający rezonansowi ma postać:

$$S_l(E) = \exp(2i\varphi) \left(1 - i \frac{\Gamma}{E - E_0 + i \frac{\Gamma}{2}} \right) = \exp(2i\varphi) \frac{E - E_0 - i \frac{\Gamma}{2}}{E - E_0 + i \frac{\Gamma}{2}}.$$

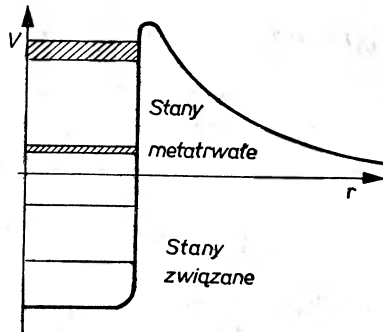
W liczniku rezonansowej części amplitudy występuje szerokość Γ , gdyż zgodnie z założeniem mamy otwarty tylko jeden kanał elastycznego rozpraszania i

$$\gamma(c \rightarrow 2) = \gamma(c \rightarrow 1) = \sqrt{\Gamma}.$$

We wzorze tym na $S_l(E)$ uwzględniono fakt, że dla otwartego tylko kanału elastycznego zachodzić musi

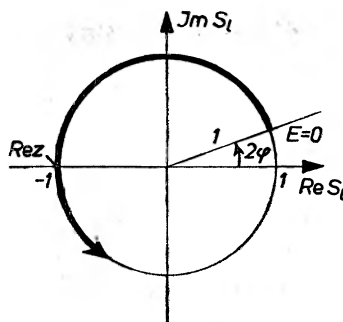
$$|S_l(E)|^2 = 1,$$

φ jest fazą tła wynikającą z ruchu w polu potencjału. Załóżmy najpierw, że ta faza tła jest stała, niezmienna z energią. Zachowanie się S_l najwygodniej możemy prześledzić przedstawiając go na płaszczyźnie zespolonej. Z przytoczonego



Rys. 3. Stany związane i stany metastabilne cząstki w dole potencjału z barierą

warunku na $S_l(E)^2$ wynika, że koniec wektora S_l w funkcji energii opisuje na takim wykresie kółko o promieniu 1, startując z pozycji $\delta = \varphi$ i poruszając się w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara (rys. 4). Zgodne to jest



Rys. 4. Wykres $S_l(E)$ na płaszczyźnie zespolonej dla przypadku rezonansu w rzeczywistym dole potencjału

z twierdzeniem Wignera, według którego opóźnieniu w czasie pakietu falowego, związanemu z pochyceniem do stanu metatrwałego, odpowiada przesunięcie fazowe rosnące z energią

Aby uniknąć we wzorach na przekroje czynnego zacierającego rezonans wpływu czynnika λ^2 , pomnóżmy te równania obustronnie przez k^2 . Rezonans w krzywej $k^2\sigma_t(E)$ otrzymamy dla maksymalnej wartości wyrażenia $(1 - \text{Re} S_l)$, czyli dla $\text{Re} S_l = -1$, której to wartości odpowiada przesunięcie fazowe

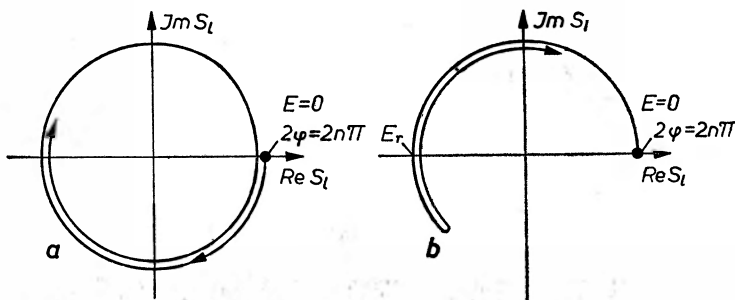
$$\delta = \frac{\pi}{2}.$$

Z wykresu widzimy, że tylko w przypadku $\varphi = 0$ rezonans ten wystąpi przy energii $E = E_r$, dla $\varphi \neq 0$ wystąpić może znaczne nawet przesunięcie.

Dotychczas zakładaliśmy, że faza tła nie ulega zmianie z energią. Na ogół tak jednakże nie jest. Zastanówmy się w jaki sposób następuje zmiana tej fazy. Wykorzystamy przy tym twierdzenia Levinsona i Wignera. Jeżeli potencjał wiąże n stanów, to

$$\delta(0) - \delta(\infty) = n\pi.$$

W całym tym obszarze faza głównie maleje z energią, gdyż zgodnie z twierdzeniem Wignera potencjałowi przyciągającemu, przyspieszającemu pakiet falowy odpowiadać musi przesunięcie fazowe malejące z energią. Faza tła zatem startuje od wartości $n\pi$ przy energii zerowej i dąży do zera przy energii rosnącej nieograniczenie. Wynika stąd, że tej zmianie fazy tła z energią będzie odpowiadać obie-



Rys. 5. Wykres $S_l(E)$ na płaszczyźnie zespolonej w przypadku a) zmiennej z energią fazy tła, b) zmiennej z energią fazy tła i rezonansu

ganie przez koniec wektora S_l kółka na płaszczyźnie zespolonej w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara (rys. 5a).

Wyobraźmy sobie teraz, że mamy zarówno rezonans, jak i zmienne w opisywany sposób tło, przy czym rezonans występuje przy energii zbliżonej do zera. Przesunięcie fazowe startuje tu od wartości $n\pi$ i początkowo rośnie z energią odpowiednio do rezonansu. Równocześnie składowa fazy pochodząca od tła maleje. Przy pewnej energii ta tendencja malejąca fazy tła przeważy i dalej już mieć będziemy zmniejszanie fazy ze wzrostem energii. Rys. 5b przedstawia przebieg wektora S_l w płaszczyźnie zespolonej dla tego przypadku, a rys. 6 wykres zmian przesunięcia fazowego z energią. Ten sam rysunek przedstawia również zachowanie się przekroju czynnego całkowitego. Będzie on osiągał wartość maksymalną wszędzie tam, gdzie $Re S_l = -1$, a zatem dla fazy równej nieparzystej wielokrotności $\pi/2$. Maksimum rezonansowe wystąpi wtedy, gdy faza przechodzi przez $\pi/2$ rosnąc; towarzyszyć mu będzie maksimum odpowiadające dalszemu przejściu przez $\pi/2$ przy zmniejszaniu się fazy. To drugie maksimum towarzyszące rezonansowi nazywać będziemy echem.

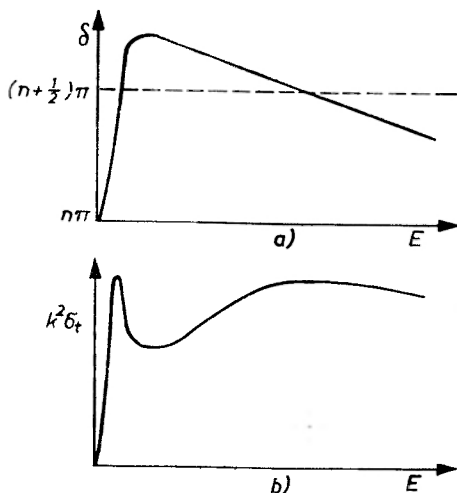
Rozpatrzmy kilka własności tego echa:

1) Echo jest zawsze znacznie szersze od rezonansu. Związane to jest z tym,

że dla ujemnej pochodnej fazy względem pędu występuje ograniczenie wynikające z twierdzenia Wignera

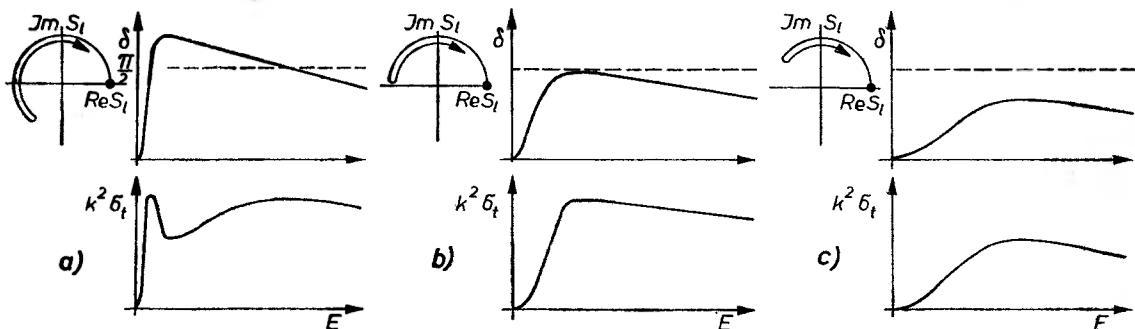
$$\frac{d\delta}{dk} \geq -a,$$

podczas gdy nie ma takiego ograniczenia dla narastania fazy odpowiadającej rezonansowi. Faza w rezonansie przechodzi na ogół znacznie szybciej przez $\pi/2$



Rys. 6. Przebieg zmian a) przesunięcia fazowego z energią i b) całkowitego przekroju czynnego z energią dla przypadku nakładających się rezonansu i tła zmiennego z energią

niż w przypadku echa i stąd otrzymujemy te różnice w kształcie krzywej w obszarze maksimów. Należy zresztą zaznaczyć, że charakter zmian przekroju czynnego z energią w obszarze echa nie jest opisany rezonansowym wzorem Lorentza.

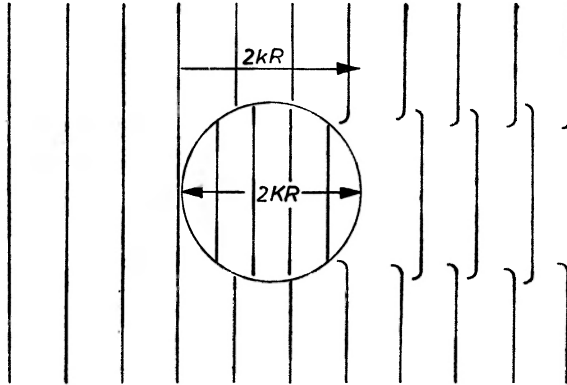


Rys. 7. Zachowanie się $S_l(E)$, przesunięcia fazowego i całkowitego przekroju czynnego w przypadku rezonansów silnych (a) i słabych (b i c)

2) Zależnie od tego jak silny jest rezonans otrzymamy różny charakter tych dwu sprzężonych maksimów. Tylko wówczas, gdy rezonans jest na tyle silny, że faza przechodzi rzeczywiście przez 90° rosnąc (rys. 7a), otrzymamy

wyraźne maksimum rezonansowe. W przypadku natomiast, gdy faza zbliża się tylko rosnąc do 90° (rys. 7b i c), obydwa maksima się zlewają i otrzymujemy krzywą niesymetryczną o szybkim rezonansowym narastaniu o charakterze lorentzowskim i znacznie wolniejszym opadaniu odpowiadającym echem. Przy bardzo słabym rezonansie może się on w ogóle w zależności energetycznej przekroju czynnego nie zarysować, natomiast maksimum związane z echem zawsze występuje (rys. 7c).

Jeszcze mniej wyraźnie niż na wykresie $k^2\sigma_t$ maksimum rezonansowe występuje na wykresie σ_t , gdyż czynnik λ^2 przesuwa maksimum echa w kierunku



Rys. 8. Dyfrakcja fali płaskiej przez obszar sferycznego potencjału przyciągającego prowadząca do zjawiska Ramsauera

niższych energii, gdzie zleje się ono z maksimum rezonansowym nawet w przypadku, gdy na wykresie $k^2\sigma_t$ występują one jeszcze oddzielnie.

3) Można podać prostą półklasyczną interpretację echa jako tzw. jądrowego zjawiska Ramsauera, odpowiadającego interferencji fal przechodzących przez jądro i omijających je bokiem (rys. 8). Posługując się tym obrazem zobaczyć możemy pewną bardzo charakterystyczną cechę echa odróżniającą je od rezonansu, tak charakterystyczną, że zachowuje się nawet wtedy, gdy już nie możemy odróżnić obydwu maksimów na wykresie przekroju czynnego.

W przybliżeniu WKB można mianowicie pokazać, że zjawisko echa jest równoważne konstruktywnej interferencji wielu fal cząstkowych przechodzących przez jądro i przechodzących obok niego. Jeżeli zewnętrzna liczba falowa wynosi k , a wewnętrzna K

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad K = \frac{\sqrt{2m(E+V)}}{\hbar}$$

to dla promienia centralnego całkowita różnica fazy wyniesie

$$\Delta = 2(K - k)R,$$

gdzie R jest promieniem jądra

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

Przesunięcie fazowe fali cząstkowej będzie równe

$$\delta = (K - k)R.$$

Całkowity przekrój czynny proporcjonalny jest do

$$1 - \operatorname{Re} S_l = 2 \sin^2 \delta_l.$$

Przekrój ten osiąga zatem maksimum dla przesunięcia fazy

$$\delta_l = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Ponieważ $(K - k)$ jest malejącą funkcją energii, zatem δ_l przechodzi tu przez wartość $(2n + 1)\pi/2$ malejąc, gdy E rośnie, co jest charakterystyczne dla echa.

Możemy teraz zapytać, jak zmienia się energia, przy której występują maksima echa, gdy zmienia się liczba masowa A jądra. $(K - k)$ jest malejącą funkcją energii, gdy zatem A rośnie i wraz z nią rośnie R , $(K - k)$ musi maleć, a zatem energia musi wzrastać.

To zachowanie się maksimów przekroju czynnego w płaszczyźnie $E - A$ jest zupełnie odmienne dla rezonansów. Rezonans taki w przybliżonym obrazie optycznym wystąpi skutkiem konstruktywnej interferencji fal wielokrotnie odbitych, dającej dużą amplitudę wewnątrz obszaru bariery potencjału. Warunkiem takiej interferencji jest

$$KR = n\pi,$$

gdzie K jest wewnętrzną liczbą falową rosnącą z energią. Widzimy stąd, że w przypadku rezonansów powiększenie A i tym samym R musi być kompenso-
wane zmniejszeniem K , a temu odpowiada zmniejszenie energii.

Fakt przesuwania się maksimów w całkowitych przekrojach czynnych dla neutronów w kierunku większych energii z rosnącym A (zob. rys. 1 i 2) zwrócił uwagę na znaczenie tego efektu Ramsauera dla wyjaśnienia tych maksimów [3], jednakże dopiero ostatnie prace K. W. McVoya przyniosły tu zadowalające rozwiązanie.

Przejdźmy teraz z kolei do bardziej realistycznego przypadku rozproszenia na potencjale optycznym z częścią urojoną odpowiedzialną za absorpcję, tzn. za usuwanie cząstek z kanału elastycznego. Ponieważ mamy już teraz odpowiedzialny za absorpcję potencjał urojony, jasne jest zatem, że otwartych jest więcej niż jeden kanałów reakcji. Przeanalizujmy to nieco dokładniej. Występujące tu kanały reakcji możemy podzielić na

1) kanał, w którym fala rozproszona jest spójna z falą padającą,

2) kanał, w którym w wyniku wytworzenia się stanów złożonych fala rozchodząca się przestaje być spójna z falą padającą.

Każdy rezonans odpowiednio do tych dwu kanałów będzie miał szerokość całkowitą złożoną z dwu części

$$\Gamma = \Gamma_{\text{coh}} + \Gamma_{\text{neoh}},$$

gdzie Γ_{coh} jest szerokością odpowiadającą koherentnemu rozpadowi z reemisją neutronu przez barierę potencjału po wytworzeniu metastabilnego stanu jednocząstkowego przy pochyceniu neutronu; Γ_{ncoh} jest szerokością odpowiadającą procesom, w których neutron przenosi część swej energii na wzbudzenia jądra tarczy, w wyniku czego powstają stany złożone.

Zwróćmy uwagę, że nawet wówczas, gdy energia neutronu jest poniżej energii progowej na procesy nieelastyczne, występują takie dwie szerokości. Pochodzi to stąd, że również rozproszenie elastyczne następować może z wytworzeniem jądra złożonego, skutkiem czego część wiązki rozproszonej mieć będzie duże opóźnienie i nie będzie spójna z wiązką padającą. Zwykle eksperymentalnie nie rozróżniamy tych cząstek od cząstek rozproszonych bezpośrednio, jednakże możliwość takiego rozróżnienia przez ich opóźnienie i związaną z nim niespójność powoduje, że w szerokości rezonansu pojawi się część niespójna, a w potencjale część urojona, nawet przy najmniejszych energiach, grubo poniżej progu dla procesów nieelastycznych. W tym przypadku

$$\Gamma_{\text{coh}} = \Gamma_{se} \quad \Gamma_{\text{ncoh}} = \Gamma_{ce},$$

gdzie wskaźniki *se* i *ce* oznaczają odpowiednio rozproszenia elastyczne postaci (*se*) i przez jądro złożone (*ce*). Gdy pojawiają się również kanały nieelastyczne mamy

$$\Gamma_{\text{ncoh}} = \Gamma_r + \Gamma_c$$

gdzie indeks *r* oznacza reakcje przechodzące przez rezonans jednocząstkowy, ale bez wytworzenia w pierwszym stadium od razu skomplikowanych stanów złożonych, a *c* odpowiada reakcjom zachodzącym z wytworzeniem takich stanów.

Jeżeli teraz rezonans wytworzony jest w kanale elastycznym o szerokości Γ_{se} , to jest oczywiste, że przekrój czynny zmniejszy się tu w stosunku Γ_{se}/Γ w porównaniu z przypadkiem, gdy występował tylko kanał elastyczny. Widać to z porównania przekrojów czynnych:

gdy mamy tylko kanał elastyczny

$$\sigma = \pi\lambda^2(2l+1) \frac{\Gamma^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4},$$

gdy występują inne kanały

$$\sigma = \pi\lambda^2(2l+1) \frac{\Gamma_{se}\Gamma}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Odpowiednio do tego element macierzy *S* ma postać

$$S_l(E) = \exp(2i\varphi(E)) \left\{ 1 - \frac{\Gamma_{se}}{(E-E_0) + i\Gamma/2} \right\},$$

gdzie

$$\Gamma = \Gamma_{se} + \Gamma_{\text{ncoh}}.$$

Łatwo sprawdzić, że możemy to zapisać w postaci:

$$S_l(E) = \exp(2i\varphi(E)) \left\{ \frac{\Gamma_{\text{ncoh}}}{\Gamma} + \frac{\Gamma_{se}}{\Gamma} \exp(2i\delta_r(E)) \right\},$$

gdzie

$$\delta_r(E) = \arctg \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{E_0 - E}$$

jest rezonansową częścią fazy z odliczeniem tła danego przez $\varphi(E)$.

Załóżmy najpierw, że faza tła jest słabo zmienna z energią i przeanalizujmy wykres, jaki otrzymamy wówczas dla $S_l(E)$ na płaszczyźnie zespolonej. Załóżmy najpierw, że stała faza tła $\varphi = 0$. Wtedy po obu stronach rezonansu faza

$$\delta_r(E_0 - \Gamma) = \arctg(1/2) = 26,5^\circ$$

$$\delta_r(E_0 + \Gamma) = \arctg(-1/2) = -26,5^\circ$$

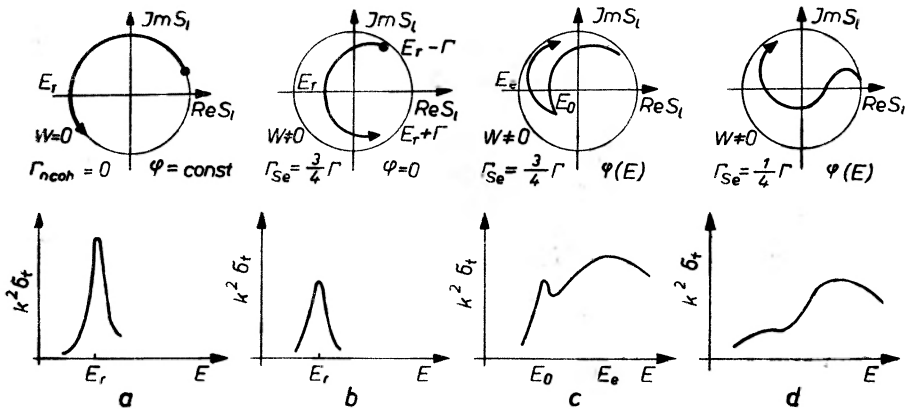
podczas, gdy dla rezonansu

$$\delta_r(E_0) = \frac{\pi}{2}.$$

Koniec wektora $S_l(E)$ obiega zatem kółko rezonansowe w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Promień tego kółka wynosi

$$\rho = \Gamma_{se}/\Gamma,$$

a zatem jest zredukowany w stosunku do kółka jednostkowego w nieobecności procesów niespójnych o ten właśnie czynnik (rys. 9a i b). Widzimy, że w miarę



Rys. 9. Zachowanie się $S_l(E)$ i całkowitego przekroju czynnego dla przypadku rzeczywistego potencjału (a) i potencjału z absorpcją o różnej wielkości (b, c i d)

wzrostu absorpcji rezonans zostaje przerzucony z kanału elastycznego do kanału reakcji. Wyraźniej rezonans będzie ciągle jeszcze występować w całkowitym przekroju czynnym na procesy niekoherentne

$$\sigma_{\text{noch}} = \pi\lambda^2(2l+1)(1 - |S_l|^2).$$

S zależy najsilniej od absorpcji w pobliżu rezonansu, a słabiej poza rezonansem, gdzie zależy zasadniczo od fazy tła. Mimo zatem tego, że przy silnej absorpcji całkowicie zniknie rezonans, echo ciepłe jeszcze pozostaje (rys. 9c i d).

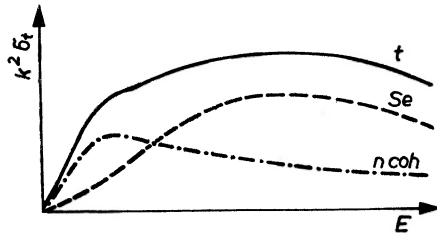
Całkowity przekrój czynny możemy zapisać

$$k^2 \sigma_t = k^2 (\sigma_{se} + \sigma_{ncoh}),$$

gdzie

$$\sigma_t \sim 2(1 - \operatorname{Re} S_l) \quad \sigma_{se} \sim |1 - S_l|^2 \quad \sigma_{ncoh} \sim (1 - |S_l|^2).$$

Widać stąd, że σ_{ncoh} nie zależy od fazy tła, a zatem w tym właśnie przekroju czynnym rezonans występuje najwyraźniej, a jego ewentualny ślad w σ_t pochodzić może od procesów niekoherentnych (rys. 10).



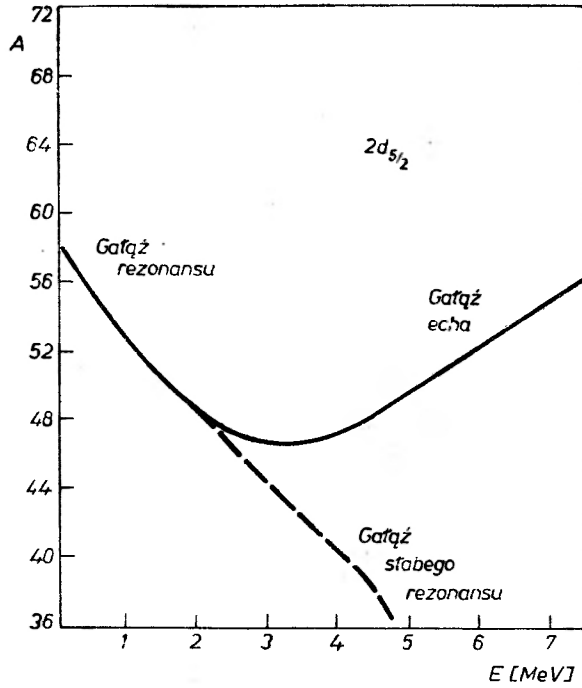
Rys. 10. Zachowanie się różnych przekrojów czynnych (t — przekrój czynny całkowity, se — przekrój czynny na rozproszenie postaci, $ncoh$ — przekrój czynny na procesy niespójne w przypadku silnej absorpcji)

Powstaje zatem pytanie, co rzeczywiście obserwujemy w przypadku szerokich maksimów w całkowitym przekroju czynnym dla neutronów: rezonanse czy echa.

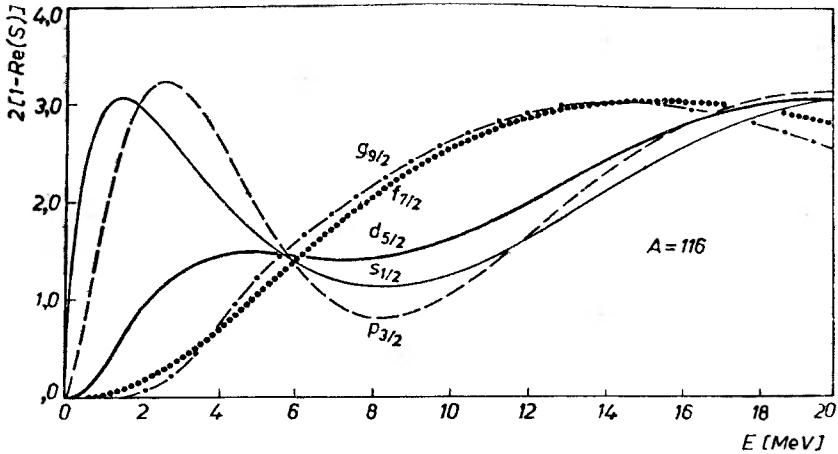
Rozpatrzmy ten problem dokładniej dla jąder z okolicy $A = 50$. Weźmy najpierw pod uwagę rzeczywisty potencjał oddziaływania odpowiadający rzeczywistej części potencjału Rosena dla neutronów [4]. Rys. 11 przedstawia na płaszczyźnie $E-A$ miejsca geometryczne punktów, w których faza przechodzi przez nieparzystą wielokrotność $\pi/2$, a zatem daje maksimum w całkowitym przekroju czynnym. Dla uproszczenia pokazano tu tylko przebieg krzywych dla fal o $j = l + 1/2$; maksima dla $j = l - 1/2$ są około 2 razy niższe, a zatem mniej istotne w naszym obrazie. Zgodnie z naszym poprzednim stwierdzeniem, że z rosnącym A rezonansy występują przy coraz niższych energiach, a echa przy coraz wyższych, lewa gałąź krzywej dla stanu $2d_{n/2}$ odpowiada rezonansom a prawa echem. Zaznaczone natomiast na rysunku linią przerywaną przedłużenie gałęzi rezonansowej odpowiada słabym rezonansom, dla których faza zbliża się tylko do wartości $(2n + 1)\pi/2$ nie przekraczając jej, skutkiem czego maksimum rezonansowe zlewa się z echem jak na rys. 8c.

Interesujące jest, że krzywe odpowiadające echem dla fal cząstkowych o różnych l zbiegają się dla wyższych energii, tak, że w danym maksimum w całkowitym przekroju czynnym następuje nałożenie się ech odpowiadających różnym l , lecz tej samej głównej liczbie kwantowej stanu (rys. 12). Takie właśnie zachowanie się jest charakterystyczne dla jądrowego zjawiska Ramsauera.

Przeanalizujmy teraz jak zmieni się uzyskany przez nas obraz przez włączenie urojonej części potencjału. Całkowity przekrój czynny jest tu proporcjonalny



Rys. 11. Miejsca geometryczne maksimum całkowitego przekroju czynnego na wykresie w płaszczyźnie E - A dla fali cząstkowej $d_{5/2}$ w przypadku potencjału rzeczywistego

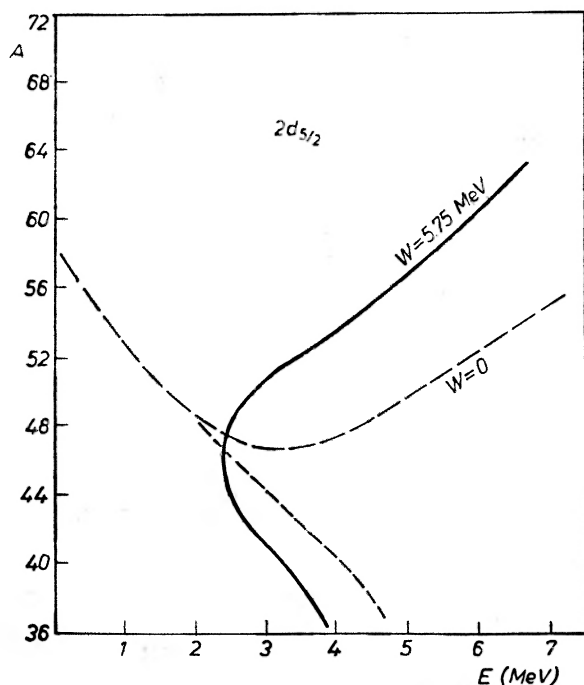


Rys. 12. Nakładanie się przyczynków pochodzących od różnych fal cząstkowych dla całkowitego przekroju czynnego neutronów na jądrze o $A = 116$ w funkcji energii neutronów

do Γ_{se}/Γ . Dla niskich energii Γ_{se} zmienia się z energią w przybliżeniu jak k^{2l+1} , co uwarunkowane jest przenikalnością bariery potencjału. Widać stąd, że włączenie części urojonej potencjału i przerzucenie części amplitudy na procesy

nieelastyczne wpłynę na rezonansy w pobliżu energii zerowej, gdzie są one najwęższe i najwyraźniejsze. Gałąź rezonansowa będzie zatem przy uwzględnieniu urojonej części potencjału zanikać od strony energii najniższych.

Przedstawione to mamy dokładniej na rys. 13 na przykładzie rezonansu $d_{5/2}$. Wartość głębokości urojonej części potencjału $W = 5,75$ MeV odpowiada najlepszym dopasowaniom do danych eksperymentalnych. Widzimy, że dla potencjału o takiej właśnie wartości W gałąź krzywej odpowiadająca rezonansowi silnemu całkowicie zanikła, a pozostała tylko gałąź rezonansu słabego przechodząca następnie w gałąź echa. Krzywa całkowitego przekroju czynnego w funkcji



Rys. 13. Wpływ urojonej części potencjału na położenie miejsc geometrycznych maksimów w całkowitym przekroju czynnym w płaszczyźnie E - A dla fali cząstkowej $d_{5/2}$

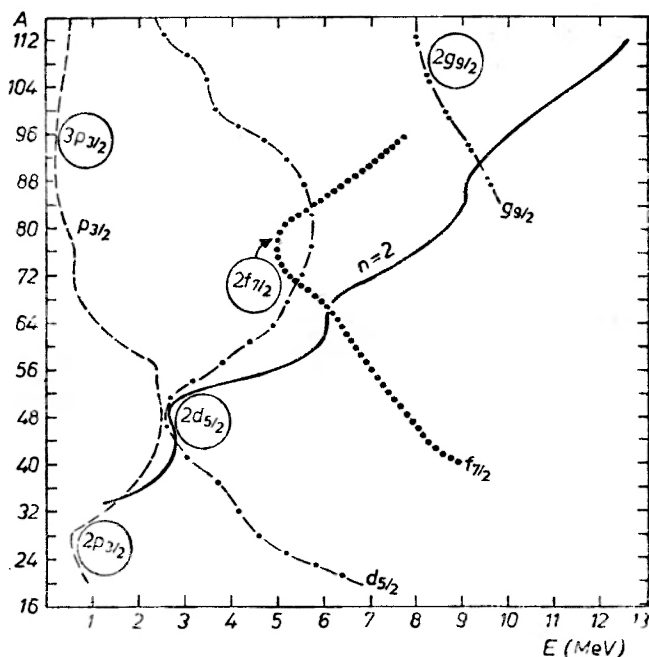
energii będzie tu zatem miała w lewej swej części charakter rezonansowy, w prawej charakter echa. Rezonansowy charakter dominuje dla $A < 48$, dalej przeważa echo.

Przy wyższych energiach, jak wspominaliśmy, maksima w całkowitym przekroju czynnym odpowiadają nakładaniu się wielu ech dla kilku fal cząstkowych.

Wykonując takie obliczenia w szerokim zakresie liczb masowych i energii możemy prześledzić jak na wykresie w płaszczyźnie A - E układają się maksima w całkowitym przekroju czynnym. Jedynym obserwowanym tu bezpośrednio śladem rezonansu są załamania krzywej reprezentującej położenie tych maksimów w pobliżu miejsc, w których gałąź słabego rezonansu przechodzi w gałąź echa. W danych eksperymentalnych załamania te nie będą oczywiście tak

wyraźne ze względu na dużą szerokość tych maksimów, tym niemniej można je zauważyć na rys. 2, na którym krzyżykami zaznaczono punkty, w których maksima takie występują w eskperymentalnych krzywych całkowitego przekroju czynnego.

W ten sposób uległ rewizji długo utrzymujący się pogląd, że szerokie rezonansy gigantyczne, obserwowane w całkowitym przekroju czynnym dla neutro-



Rys. 14. Położenie maksimów w całkowitym przekroju czynnym w płaszczyźnie E - A w szerokim zakresie A i E . Linie przerywane pokazują zachowanie się tych maksimów dla poszczególnych fal cząstkowych, linia ciągła efekt sumaryczny odpowiadający jądrowemu zjawisku Ramsauera

nów, stanowią bezpośrednią informację o znaczeniu jednocząstkowych ruchów w reakcjach jądrowych. Najbardziej bezpośrednią wskazówką występowania takich jednocząstkowych rezonansów pozostaje obecnie struktura funkcji mocy dla fali s .

Abstract: The nature of the giant resonances in the total cross-section is discussed. It is shown that such resonances could be explained as a superposition of interference maxima corresponding in the semiclassical picture to the nuclear Ramsauer effect.

Literatura

- [1] K. W. Mc Voy, *Phys. Letters*, **17**, 46 (1965); K. W. Mc Voy, L. Heller, M. Bolsterli, *Rev. Mod. Phys.*, **39**, 245 (1966); K. W. Mc Voy, *Ann. Phys.*, **43**, 91 (1967).
- [2] H. Feshbach, C. Porter, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).
- [3] J. D. Lawson, *Phil. Mag.*, **44**, 106 (1963); J. M. Peterson, *Phys. Rev.*, **125**, 955 (1962).
- [4] L. Rosen, *Proc. Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons*, 379 (1966).

Stefan Œwiok

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Stany wejściowe w reakcjach jądrowych

The Doorway States in Nuclear Reactions

1. Wstęp

Przekroje czynne na rozpraszanie (oraz wychwyty) neutronów o energiach do kilku MeV, zmierzone na wiązce o małym rozrzucie energetycznym oraz aparaturą z bardzo dobrą zdolnością rozdzielczą, posiadają charakterystyczną strukturę zależną od jądra i energii rozpraszanej cząstki. Wykres przekroju czynnego jako funkcja energii dla określonego jądra składa się na ogół z bardzo dużej ilości wąskich i ostrych rezonansów o szerokości rzędu ułamków elektronowolta. Rezonanse te znane były już z prac Fermiego i innych autorów, którzy badali absorpcję neutronów.

Natomiast w doświadczeniach z wiązkami neutronów o dużym rozrzucie energetycznym, rzędu kilku, a nawet kilkudziesięciu keV i z aparaturą o gorszej zdolności rozdzielczej, obserwuje się szerokie rezonanse. Typowa szerokość takich rezonansów leży w granicach od jednej do trzech MeV.

Rezultaty otrzymane w pomiarach z bardzo dobrą zdolnością rozdzielczą ujawniają mikrostrukturę, a pomiary z gorszą zdolnością rozdzielczą — makrostrukturę przekroju czynnego.

Mikrostruktura przekroju czynnego znalazła swoje wyjaśnienia na gruncie teorii jądra złożonego sformułowanej przez Nielsa Bohra [1].

Rezonanse w makrostrukturze wyjaśnione zostały przez Feshbacha, Portera i Weisskopfa [2] jako rezonanse w zespolonej jamie potencjalnej. Rezonanse te są kontynuacją stanów modelu powłokowego w obszarze dodatnich energii i są przejawem ruchu jednocząstkowego.

Ażeby prześledzić wzajemne zależności między mikro- a makrostrukturą przekroju czynnego reakcji jądrowych będziemy dla prostoty zajmować się jedynie elastycznym rozpraszaniem neutronów na jądrach.

W części drugiej przytoczymy postać amplitudy elastycznego rozpraszania neutronów na zespolonej jamie potencjalnej i na jądrze rozpatrywanym jako

układ A nukleonów, gdzie A jest liczbą masową jądra. Następnie przedstawimy amplitudę w postaci sumy dwóch składowych. Pierwsza składowa zmienia się wolno z energią, druga szybko fluktuuje wraz ze zmianą energii rozpraszanej cząstki. Pokażemy również, że wolnozmienna składowa amplitudy odpowiada procesowi rozpraszania, podczas którego nalatujące cząstki przebywają w obszarze oddziaływania sił jądrowych średnio około 10^6 razy krócej w porównaniu z procesem odpowiadającym szybkozmiennej (fluktuacyjnej) części amplitudy rozpraszania.

W części trzeciej omówimy bardziej szczegółowo wkład stanów wejściowych do amplitudy i przekroju czynnego elastycznego rozpraszania neutronów na jądrach średnich i ciężkich, tych, które z dobrym przybliżeniem można uważać za jądra sferyczne. W zakończeniu tej części podane będą wyniki numeryczne uzyskane dla niektórych jąder omawianego obszaru.

2. Amplituda elastycznego rozpraszania neutronów na jądrach

W przypadku, kiedy interesujemy się jedynie makrostrukturą przekroju czynnego, oddziaływanie nalatującego nukleonu z nukleonami jądra można zastąpić oddziaływaniem z pewnym efektywnym potencjałem, zwanym potencjałem optycznym. Potencjał optyczny dobiera się w ten sposób, aby dobrze odtwarzał makrostrukturę przekroju czynnego.

Dla prostoty, wzory, które będziemy przytaczać, dla amplitudy elastycznego rozpraszania neutronów ograniczać się będą do rozpraszania w fali s . Uogólnienie na przypadek fal parcjalnych różnych od fali s można znaleźć, między innymi, w pracy [3].

Potencjał optyczny z pewnym przybliżeniem można zastąpić zespoloną prostokątną jamą potencjalną. Amplitudę elastycznego rozpraszania zapiszemy wówczas w postaci [3, 4, 5].

$$S = \frac{e^{-2ikR}}{2k} \sum_m \frac{\Gamma_m}{E_m - E - iW} - \frac{\sin kR}{k} e^{-ikR}, \quad (1)$$

gdzie wskaźnik m numeruje różne stany kwasistacjonarne w zespolonej jamie potencjalnej. Energie E_m stanów kwasistacjonarnych są zespolone

$$E_m = \varepsilon_m - \frac{1}{2}i\beta_m. \quad (2)$$

Rzeczywista część energii stanu kwasistacjonarnego ε_m określa jego położenie, urojona część β_m — szerokość na rozpad tego stanu do kanału elastycznego. Podwojona urojona część potencjału optycznego $2W$ jest równa szerokości na rozpad stanu kwasistacjonarnego z utworzeniem jądra złożonego. Można pokazać, że dla małych energii rozpraszanych neutronów szerokość Γ_m równa się w przybliżeniu szerokości β_m .

Pierwszy składnik w amplitudzie (1) ma charakter typowo rezonansowy, drugi zaś opisuje rozpraszanie dyfrakcyjne.

Podobną postać ma również amplituda elastycznego rozpraszania neutronów na jądrze rozpatrywanym jako układ wielonukleonowy [3, 4, 5].

$$S = \frac{e^{-2ikR}}{2k} \sum_p \frac{\gamma_p}{W_p - E} - \frac{\sin kR}{k} e^{-ikR}. \quad (3)$$

Sumowanie po p przebiega po wszystkich stanach jądra złożonego. Tutaj również energie stanów jądra złożonego są zespolone

$$W_p = \varepsilon_p - \frac{1}{2}i\alpha_p. \quad (4)$$

Urojona część α_p jest równa całkowitej szerokości stanu jądra złożonego. Szerokości te w typowych przypadkach są rzędu elektronowolta. Szerokości γ_p są małe, bo około 10^6 — 10^7 razy mniejsze od Γ_m dla średnich i ciężkich jąder.

Rozpatrując wzajemne zależności między mikro- a makrostrukturą przekroju czynnego, amplitudę rozpraszania $S(E)$ przedstawimy w postaci sumy dwóch składników [2, 6]

$$S(E) = \langle S(E) \rangle_{AV} + (S(E) - \langle S(E) \rangle_{AV}), \quad (5)$$

gdzie $\langle S(E) \rangle_{AV}$ oznacza wartość amplitudy $S(E)$ uśrednioną z pewną funkcją wagową w obszarze energii I ze środkiem ciężkości w punkcie E . Ta część amplitudy zmienia się stosunkowo wolno. Wyraźne zmiany nastąpić mogą jedynie przy zmianie energii E rzędu przedziału średniowania I .

Wybierając Lorentzowską postać funkcji wagowej¹, uśrednioną amplitudę $\langle S(E) \rangle_{AV}$ można otrzymać przez formalną zamianę energii E na $E + iI$ w amplitudzie $S(E)$.

Aby uwzględnić rozrzut energetyczny rozpraszanych cząstek, wiązkę padającą przedstawia się za pomocą pakietu falowego o szerokości równej rozrzutowi energetycznemu wiązki. W oparciu o wzór (3) można pokazać, że uśredniona amplituda odpowiada procesowi rozpraszania, w którym nalatująca cząstka przebywa w obszarze działania sił jądrowych w czasie $\tau \sim \hbar/I$, podczas gdy drugi składnik amplitudy (5), który zawiera szybkie fluktuacje z energią, odpowiada czasowi $\tau \sim \hbar/\alpha_p$. Widzimy więc, że dla stosunkowo dużych przedziałów średniowania, rzędu dziesiątek keV, amplituda $\langle S(E) \rangle_{AV}$ odpowiada procesowi, w którym rozpraszana cząstka przelatuje przez jądro stosunkowo szybko i w związku z tym mimo silnego oddziaływania nukleon-nukleon, może być opisana za pomocą słabego sprzężenia, jakim jest potencjał modelu optycznego. Drugi składnik amplitudy (5) odpowiadający czasowi $\tau \sim \hbar/\alpha_p$, a więc w typowych przypadkach 10^5 — 10^6 razy dłuższemu od $\tau \sim \hbar/I$, opisuje tę część procesu rozpraszania, podczas którego nalatująca cząstka pozostaje w obszarze działania sił jądrowych stosunkowo długo, a więc oddziałuje z dużą liczbą nukleonów, co w konsekwencji doprowadza do wytworzenia się jądra złożonego.

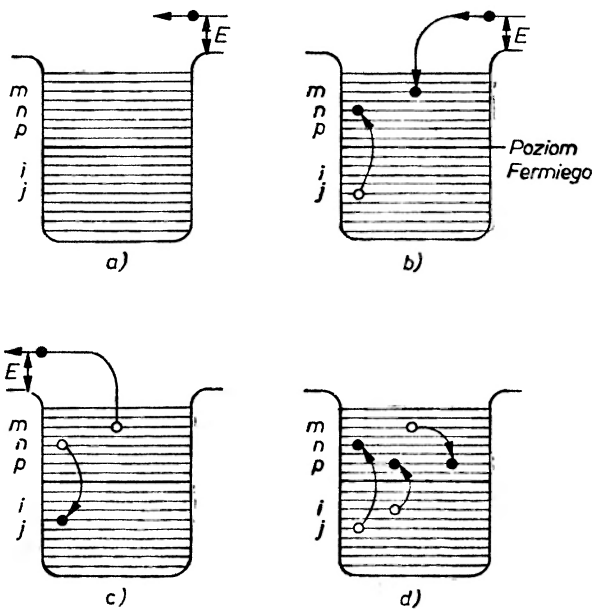
¹ $e^{(E-E')} = \frac{I}{\pi(E-E')^2 + I^2}$, $\langle S(E) \rangle_{AV} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{(E-E')} S(E') dE'$.

Wspomniany już potencjał optyczny wybiera się w ten sposób, aby odpowiadająca mu amplituda (1) równała się uśrednionej amplitudzie $\langle S(E) \rangle_{AV}$, gdzie $S(E)$ dana jest wzorem (3).

3. Wkład stanów wejściowych do amplitudy elastycznego rozpraszania neutronów

3.1. Proces tworzenia się jądra złożonego

W modelu powłokowym jądro w stanie podstawowym możemy wyobrazić sobie w postaci jamy potencjalnej, w której A najniższych poziomów jedno-cząstkowych jest obsadzone przez nukleony. Przyjmuje się, że nukleony oddziałują siłami dwucząstkowymi. Proces rozpraszania elastycznego i tworzenia



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie procesu rozpraszania i tworzenia się stanów pośrednich: a) rozpraszany neutron w stanie niezwiązanym k ; b) utworzenie stanu dwucząstkowo-jednodziurowego ($2p-1h$); c) rozpad stanu $2p-1h$ do kanału elastycznego; d) rozpad stanu $2p-1h$ na stan trzycząstkowo-dwudziurowy ($3p-2h$)

się stanów pośrednich schematycznie pokazany jest na rys. 1. Na rys. 1a mamy uwidoczniony nalatujący nukleon na jądro w stanie k o dodatniej energii E . W wyniku oddziaływania tego nukleonu z jakimkolwiek nukleonem jądra tarczy, nukleon ten może być wychwycony na nieobsadzony związany poziom m , a nukleon jądra rozproszony ponad poziom Fermiego do stanu n (rys. 1b). Mówimy wówczas, że nalatujący nukleon przechodzi na poziom m wzbudzając jednocześnie układ cząstka-dziura. Powstaje więc konfiguracja dwucząstkowo-jednodziurowa ($2p-1h$). W wyniku dalszego oddziaływania dwucząstkowego nukleon ze stanu m może wrócić do stanu k , a nukleon ze stanu n do stanu j — mamy wówczas przypadek rozpraszania elastycznego (rys. 1c).

Wspomniane oddziaływanie dwucząstkowe może również doprowadzić do powstania konfiguracji bardziej złożonej, pokazanej na rys. 1*d*. Odpowiada to przejściu nukleonu ze stanu m do nieobsadzonego stanu p i równoczesnemu wzbudzeniu drugiego układu cząstka-dziura. Powstaje więc konfiguracja trzycząstkowo-dwudziurowa ($3p-2h$).

Stan pośredni powstały w procesie rozpraszania nukleonów, przedstawiony na rys. 1*b*, może w wyniku oddziaływania dwucząstkowego przejść do jednego ze stanów typu $2p-1h$ lub też do stanów bardziej złożonych, typu $4p-3h$.

Omawiane tu przejścia są przejściami rzeczywistymi, a więc zachodzą z zachowaniem energii. Dlatego też proces tworzenia stanów coraz bardziej złożonych zakończy się z chwilą, kiedy ze względu na prawa zachowania nie będzie już konfiguracji bardziej złożonych. Powstałe, w wyniku wychwytu nukleonu, najbardziej złożone konfiguracje noszą nazwę jądra złożonego. Widzimy więc, że w przedstawionym tu podejściu stopień „złożoności“ jądra złożonego zależy zarówno od rodzaju jądra targetu, jak energii i krętu wychwyconego nukleonu.

Ponieważ pierwszym stopniem w tworzeniu jądra złożonego, w przypadku wychwytu nukleonu, są stany typu $2p-1h$, stany te przyjęto nazywać stanami wejściowymi (*doorway states*). Następnym stopniem do jądra złożonego są stany typu $3p-2h$, stany te nazywać będziemy stanami przejściowymi (*hollway states*).

Przedstawiony tu proces tworzenia się jądra złożonego jest uproszczony, ponieważ nie uwzględnia możliwości wzbudzenia innych stopni swobody jądra.

3.2. Wkład stanów wejściowych do amplitudy elastycznego rozpraszania neutronów

Umówimy się, że stany jednocząstkowe poniżej poziomu Fermiego będziemy oznaczać literami i, j , stany zaś powyżej poziomu Fermiego — k, m, n, p . Samouzgodniony potencjał modelu powłokowego określony poprzez macierz K ma postać [7, 8]

$$V_i \equiv \langle i|V|i \rangle = \sum_{j \neq k} \langle ji|K|ji \rangle, \quad (6)$$

a potencjał oddziaływania nukleonu znajdującego się w stanie k ponad poziomem Fermiego z nukleonami jądra

$$V_k \equiv \langle k|V_c|k \rangle = \sum_j \langle jk|K|jk \rangle. \quad (7)$$

Ten ostatni potencjał będziemy również nazywali potencjałem optycznym mimo tego, że nie w pełni odpowiada on potencjałowi optycznemu, o którym mówiliśmy dotychczas. Macierz K , występująca w określeniu potencjałów V i V_c , w drugim rzędzie rachunku zaburzeń względem potencjału v , oddziaływania dwucząstkowego nukleon-nukleon, dana jest wyrażeniem:

$$\langle jk|K|jk \rangle = \langle jk|v|jk \rangle + \sum_{mn} \frac{\langle jk|v|mn \rangle \langle mn|v|jk \rangle}{E_k + E_j - E_m - E_n + i\eta}. \quad (8)$$

Po podstawieniu wyrażenia (8) do (7), otrzymamy

$$V_k = \langle k|V_c|k\rangle = \sum_j \langle jk|v|jk\rangle + \sum_{mnj} \frac{\langle jk|v|mn\rangle \langle mn|v|jk\rangle}{E - (E_m + E_n - E_j) + i\eta}, \quad (9)$$

gdzie oznaczyliśmy E_k przez E , ponieważ będziemy identyfikować nukleon w stanie k ze stanem nukleonu rozpraszanego. Drugi składnik w wyrażeniu (9) będzie liczbą bardzo dużą, jeżeli suma energii $E_m + E_n - E_j$ będzie bliska lub równa energii E rozpraszanego nukleonu. W związku z tym potencjał optyczny V_c można podzielić na dwie części ²

$$V_c = V_0 + V_1, \quad (10)$$

gdzie potencjał V_0 zmienia się stosunkowo wolno z energią, natomiast potencjał V_1 zawiera tę część potencjału optycznego V_c , który szybko fluktuuje z energią. Tę część potencjału optycznego można przedstawić

$$V_1 = \sum_a v|d\rangle \frac{1}{E - E_a + iW_a} \langle d|v, \quad (11)$$

gdzie działanie operatora v na stan wejściowy $|d\rangle$ jest określony następująco

$$v|d\rangle = \int \Phi_j^\dagger(\mathbf{r}') v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') [\Phi_m(\mathbf{r}') \Phi_n(\mathbf{r}) - \Phi_m(\mathbf{r}) \Phi_n(\mathbf{r}')] d^3\mathbf{r}'. \quad (12)$$

Sumowanie w (11) przebiega po tych stanach wejściowych ($2p-1h$), dla których $\text{Re}(E_m + E_n - E_j) \approx E$. Inne liczby kwantowe tych stanów, takie jak całkowity kręt lub parzystość, są równe krętowi i parzystości rozpraszanego nukleonu. Sumowanie po pozostałych możliwych stanach wejściowych włączone jest do drugiej części potencjału V_c . Jak już wspominaliśmy, energie stanów wejściowych $E_m + E_n - E_j$ na ogół będą liczbami zespolonymi, ponieważ stan ten będzie miał różną od zera szerokość na rozpad do stanów przejściowych ($3p-2h$), którą oznaczać będziemy przez $\Gamma_a \downarrow$, tj.

$$E_m + E_n - E_j = E_a - iW_a. \quad (13)$$

Urojona część energii stanów wejściowych ma więc prostą interpretację, mianowicie

$$2W_a = \Gamma_a \downarrow. \quad (14)$$

W pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń względem macierzy K

$$W_a = -\text{Im}(\langle d|K(E)|d\rangle) = \sum_a \frac{\langle d|v|h\rangle \langle h|v|d\rangle}{(E - E_h)^2 + W_h^2} W_h. \quad (15)$$

E_h i W_h są rzeczywistą i urojoną częścią energii stanów przejściowych ($3p-2h$), które oznaczyliśmy przez $|h\rangle$.

² Wszystkie wzory i dane numeryczne podawane w tej części są zaczerpnięte z pracy [8].

Rozdzielenie potencjału optycznego V_c na sumę dwóch składników V_0 i V_1 doprowadza w swej konsekwencji do podziału macierzy rozpraszania T na część potencjalną $T^{(p)}$ i część rezonansową $T^{(r)}$

$$T = T^{(p)} + T^{(r)}, \quad (16)$$

gdzie

$$T^{(p)} = \langle \Phi_f | V_0 | \chi_i^{(+)} \rangle, \quad (17)$$

$$T^{(r)} = \langle \chi_f^{(-)} | V_1 | \Psi_i^{(+)} \rangle. \quad (18)$$

Funkcja falowa Φ_f opisuje nukleon i jądro w stanie początkowym, natomiast funkcje falowe χ i Ψ określone są równaniami całkowymi:

$$\chi_{i,f}^{(\pm)} = \Phi_{i,f} + \frac{1}{E - H_0 \pm i\eta} V_0 \chi_{i,f}^{(\pm)}, \quad (19)$$

$$\Psi_i^{(+)} = \chi_i^{(+)} + \frac{1}{E - H_0 - V_0 + i\eta} V_1 \Psi_i^{(+)}. \quad (20)$$

Hamiltonian H_0 opisuje nieoddziałujący układ składający się z jądra targetu i rozpraszanego nukleonu.

Równanie całkowe (19) jest równaniem dla rozproszonej fali neutronowej jedynie na potencjale V_0 i odpowiadającej fali padającej Φ_i , podczas gdy równanie (20) daje nam rozproszoną falę neutronową na potencjale V_1 , zaburzoną uprzednio na potencjale V_0 . Widzimy stąd, że amplituda $T^{(p)}$ jest funkcją wolno zmienną z energią E , natomiast $T^{(r)}$ ma strukturę rezonansową.

Wstawiając (11) do (18) i korzystając z (19) i (20) otrzymamy po pewnych przekształceniach wyrażenie dla rezonansowej części macierzy rozpraszania, w przypadku rozpraszanego nukleonu z całkowitym krętem J , w postaci

$$T^{(p)} = e^{2i\delta_J} \frac{\Gamma_a/2\pi}{(E - E_a) + i\Gamma_a/2}. \quad (21)$$

W wyrażeniu (21) uwidoczniiony jest wkład pochodzący od jednego stanu wejściowego $|d\rangle$ o odpowiednich liczbach kwantowych. W przypadku istnienia wielu takich stanów, w (21) pojawi się sumowanie po tych stanach.

Całkowita szerokość stanu wejściowego Γ_a , występująca we wzorze (21), jest sumą szerokości $\Gamma_{a\uparrow}$ na rozpad stanu wejściowego do kanału elastycznego oraz szerokości $\Gamma_{a\downarrow}$ na rozpad tego stanu na konfiguracje bardziej złożone — stany przejściowe ($3p-2h$)

$$\Gamma_a = \Gamma_{a\uparrow} + \Gamma_{a\downarrow}, \quad (22)$$

$$\Gamma_{a\uparrow} = 2\pi |\langle \chi_i^{(+)} | v | d \rangle|^2, \quad (23)$$

$$\Gamma_{a\downarrow} = 2Wd = 2 \sum_h \frac{|\langle d | v | h \rangle|^2}{(E - E_h)^2 + W_h^2} W_h. \quad (24)$$

δ_J jest przesunięciem fazowym rozpraszania potencjalnego

$$S_f^{(p)} = 1 - 2\pi i T^{(p)} = e^{2i\delta_J} \quad (25)$$

Pełna macierz rozpraszania elastycznego S_J :

$$S_I = 1 - 2\pi i(T^{(v)} + T^{(r)}) = e^{2i\delta_J} \left[1 - \frac{i\Gamma_a^\uparrow}{E - E_a + i\Gamma_a/2} \right]. \quad (26)$$

Stąd dla uśrednionej amplitudy otrzymamy wyrażenie

$$\langle S_J \rangle_{AV} = S_J|_{E \rightarrow E+iI} = e^{2i\delta_J} \left[1 - \frac{i\Gamma_a^\uparrow}{E - E_a + i(\Gamma_a + I)} \right]. \quad (27)$$

Pamiętamy, że Γ_a^\downarrow zależą od energii E rozpraszanej neutronu. Przedział uśrednienia I wybieramy następująco: jeżeli w przekroju czynnym interesujemy się jedynie mikrostrukturą pochodzącą od stanów wejściowych $|d\rangle$, to przedział I powinien spełniać warunek $W_h \ll I \ll \Gamma_a$, w przeciwnym przypadku bierzemy $I \gg \Gamma_a$. W obydwu wymienionych przypadkach we wzorze (27) uśrednia się (dokonuje się zamiany E na $E+iI$) jedynie Γ_a^\downarrow , bo tylko ta część pełnej szerokości stanu wejściowego $|d\rangle$ zawiera szybkie fluktuacje z energią na odcinku I . Uśredniona więc szerokość $\langle \Gamma_a^\downarrow \rangle_{AV}$ wyraża się następująco

$$\langle \Gamma_a^\downarrow \rangle_{AV} = \Gamma_a^\downarrow|_{E \rightarrow E+iI} \cong 2 \sum_h \frac{|\langle d|v|h\rangle|^2}{(E - E_h)^2 + I^2} I. \quad (28)$$

W części drugiej podzieliliśmy amplitudę elastycznego rozpraszania na dwie części: wolnozmienną z energią E rozpraszanej cząstki i część fluktuacyjną, jak również podaliśmy interpretację fizyczną takiego podziału. Odpowiednio do tego uśredniony przekrój czynny też rozdziela się na sumę dwóch składników

$$\langle \sigma_J \rangle_{AV} = \sigma_{se,J} + \sigma_{ce,J}. \quad (27)$$

Pierwszy składnik tej sumy $\sigma_{se,J}$ zwany przekrojem rozpraszania elastycznego formy, proporcjonalny jest do modułu uśrednionej amplitudy; w naszym przypadku ma postać

$$\sigma_{se,J} = a |1 - \langle S_J \rangle_{AV}|^2 = a \frac{\Gamma_a^\uparrow \Gamma_a^\downarrow}{(E - E_a)^2 + \Gamma_a^2/4}, \quad (28)$$

gdzie a — czynnik spinowo-kinematyczny.

Drugi składnik $\sigma_{ce,J}$ powstały z uśrednienia fluktuacyjnej części przekroju czynnego ma postać

$$\sigma_{ce,J} = a(1 - |\langle S_J \rangle_{AV}|^2) = a \frac{\Gamma_a^\uparrow(\Gamma_a^\downarrow + 2I)}{(E - E_a)^2 + \Gamma_a^2/4}. \quad (29)$$

Dla całkowitego przekroju czynnego otrzymamy wówczas wyrażenie

$$\sigma_J = a \frac{\Gamma_a^\uparrow \Gamma_a^\downarrow}{(E - E_a)^2 + \Gamma_a^2/4}. \quad (30)$$

Powyższy formalizm, uwzględniający wkład stanów wejściowych do struktury przekroju czynnego elastycznego rozpraszania neutronów, został zastosowany

do jąder: ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{54}Fe , ^{62}Ni , ^{92}Mo , ^{120}Sm i ^{208}Pb [8]. Wymienione jądra charakteryzują się tym, że przynajmniej jedną z powłok lub podpowłok (neutronową lub protonową) mają zamkniętą.

Nie wchodząc w szczegóły obliczeń, przedstawimy wyniki numeryczne uzyskane dla jąder ^{28}Si (podpowłoka neutronowa i protonowa $1d_{5/2}$ jest zamknięta) i jądra ^{54}Fe (podpowłoka neutronowa $1f_{7/2}$ jest zamknięta). W tablicach I i II podane są energie stanów kwaszcząstkowych³, odpowiednio dla ^{28}Si i ^{54}Fe . Wielkości v^2 i u^2 , występujące w tych tablicach, przedstawiają,

Tablica I

Energie stanów kwaszcząstek dla jądra ^{28}Si

Stan	Energia (MeV)	v^2	u^2
$1p_{3/2}$	19,90	1,00	0
$1p_{1/2}$	13,80	1,00	0
$1d_{5/2}$	8,70	1,00	0
$2s_{1/2}$	0	0	1,00
$1d_{3/2}$	1,30	0	1,00
$1f_{7/2}$	3,60	0	1,00
$2p_{3/2}$	4,90	0	1,00
$2p_{1/2}$	6,40	0	1,00
$1f_{5/2}$	9,80	0	1,00

Tablica II

Energie stanów kwaszcząstek dla jądra ^{54}Fe

Stan	Protony			Neutrony		
	Energia (MeV)	v^2	u^2	Energia (MeV)	v^2	u^2
$1s_{1/2}$	26,43	1,00	0	28,64	1,00	0
$1p_{3/2}$	16,14	1,00	0	18,34	1,00	0
$1p_{1/2}$	14,52	1,00	0	16,71	1,00	0
$1d_{5/2}$	5,91	1,00	0	8,03	1,00	0
$2s_{1/2}$	4,85	1,00	0	6,95	1,00	0
$1d_{3/2}$	3,30	0,97	0,03	5,32	1,00	0
$1f_{7/2}$	1,31	0,72	0,28	0	1,00	0
$2p_{3/2}$	2,75	0,05	0,95	2,98	0	1,00
$1f_{5/2}$	3,65	0,03	0,97	3,79	0	1,00
$2p_{1/2}$	6,95	0	1,00	4,61	0	1,00
$1g_{9/2}$	10,01	0	1,00	7,70	0	1,00

odpowiednio, prawdopodobieństwo tego, że rozpatrywany stan jest obsadzony lub nieobsadzony. Tablice III i IV podają odpowiednio charakterystyki niektórych stanów wejściowych obydwu wybranych jąder. Dla jąder z podwójnie

³ Dla jąder z częściowo zamkniętymi powłokami poprzez wprowadzenie formalizmu kwaszcząstek uwzględnia się efekt wiązania w parę.

Parametry niektórych stanów wejściowych dla jądra ^{28}Si

Konfiguracja stanu			Całkowity kręt i parzystość J^P	Całkowity kręt stanu a i b	Energia (MeV)	Szer. $\Gamma_a \uparrow$ (keV)
a	b	c				
$1f_{7/2}^a$	$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}^a$	$5/2^-$	5	5,27	267
$2p_{3/2}^a$	$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}^a$	$1/2^-$	3	7,11	227
$1f_{7/2}$	$1f_{7/2}$	$1d_{3/2}$	$5/2^+$	0	5,59	153
$1f_{7/2}^a$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}^a$	$5/2^-$	3	3,68	121
$1f_{7/2}^a$	$1f_{7/2}$	$1d_{3/2}^a$	$1/2^+$	3	7,29	108
$1f_{7/2}^a$	$1f_{7/2}$	$1d_{3/2}^a$	$5/2^+$	5	7,66	89
$1d_{3/2}$	$2p_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$3/2^-$	3	6,99	67
$1f_{7/2}^a$	$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}^a$	$5/2^-$	3	5,86	57
$1f_{7/2}^a$	$1f_{7/2}$	$1d_{3/2}^a$	$3/2^+$	1	6,64	56
$2s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$1p_{1/2}$	$1/2^-$	0	3,97	55
$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1/2^+$	2	3,65	39
$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$5/2^-$	2	9,13	38
$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$5/2^+$	0	1,95	37
$1f_{7/2}^a$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}^a$	$1/2^-$	3	3,28	33

^a stany protonowe.

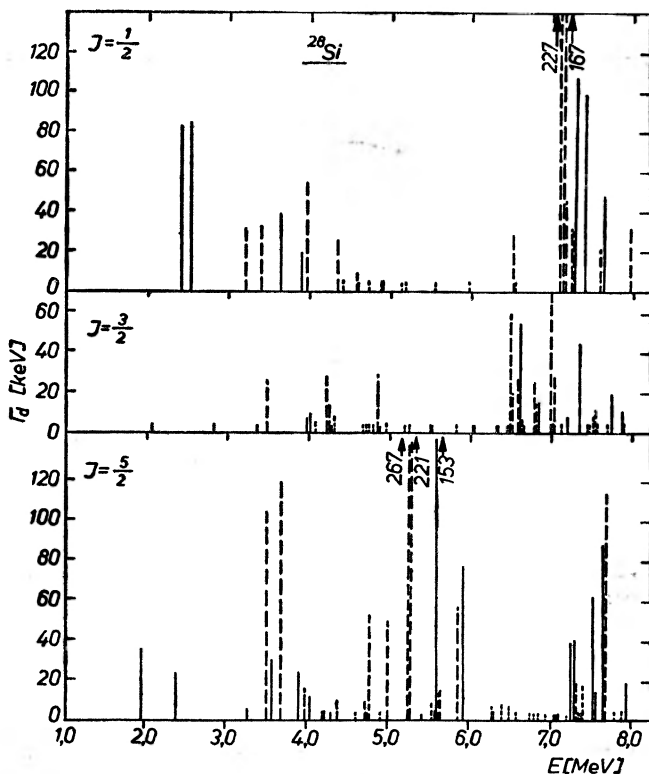
Tablica IV

Parametry niektórych stanów wejściowych dla jądra ^{56}Fe

Konfiguracja stanu			Całkowity kręt i parz. J^P	Całkowity kręt stanu a i b	Energ. (MeV)	Szer. $\Gamma_a \uparrow$ (keV)	$I = 20$ keV		$I = 50$ keV	
a	b	c					Γ_a (keV)	$\frac{\Gamma_a \uparrow}{\Gamma_a \downarrow}$	Γ_a (keV)	$\frac{\Gamma_a \uparrow}{\Gamma_a \downarrow}$
$1f_{5/2}^a$	$1f_{5/2}$	$1d_{3/2}^a$	$3/2^+$	0	1,16	37	40	11,48	45	4,72
$2p_{3/2}^a$	$2p_{3/2}$	$2s_{1/2}^a$	$1/2^+$	0	1,33	79	670	0,13	651	0,14
$2p_{3/2}^a$	$2p_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$5/2^+$	3	1,36	97	125	3,44	152	1,78
$2p_{3/2}^a$	$2p_{3/2}$	$2s_{1/2}^a$	$1/2^+$	1	1,54	121	434	0,39	451	0,37
$2p_{3/2}$	$1g_{9/2}$	$1f_{7/2}$	$3/2^+$	5	1,64	30	124	0,32	156	0,24
$1f_{5/2}^a$	$1f_{5/2}$	$1d_{5/2}^a$	$3/2^+$	3	1,81	71	75	20,03	80	8,15
$2p_{3/2}^a$	$2p_{3/2}$	$1d_{5/2}^a$	$5/2^+$	0	1,99	23	297	0,08	281	0,09
$2p_{3/2}^a$	$2p_{3/2}$	$1d_{5/2}^a$	$3/2^+$	1	2,19	20	306	0,07	279	0,08
$2p_{3/2}^a$	$2p_{1/2}$	$2s_{1/2}^a$	$1/2^+$	1	3,00	66	124	1,15	177	0,60
$2p_{3/2}$	$2p_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$1/2^+$	0	3,31	98	1260	0,08	1094	0,10
$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$1d_{5/2}$	$3/2^+$	4	3,85	27	392	0,07	307	0,10
$2p_{1/2}^a$	$2p_{3/2}$	$2s_{1/2}^a$	$1/2^+$	1	5,90	44	2028	0,02	1865	0,02
$1g_{9/2}$	$1g_{9/2}$	$1f_{7/2}$	$3/2^-$	2	6,20	20	161	0,15	133	0,19
$1g_{9/2}$	$1g_{9/2}$	$1f_{7/2}$	$1/2^-$	4	6,47	17	72	0,30	109	0,18
$2p_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$1/2^+$	0	7,11	29	1204	0,02	1063	0,03

^a stany protonowe.

zamkniętymi powłokami lub podpowłokami, do których należy ^{28}Si , i energii rozpraszanych neutronów $E < 8 \text{ MeV}$, gęstość stanów przejściowych ($3p-2h$) jest tak mała, że szerokości $\Gamma_{a\downarrow}$ są prawie równe zeru tj. $\Gamma_a \cong \Gamma_{a\uparrow}$. Stany wejściowe są wówczas stanami jądra złożonego.

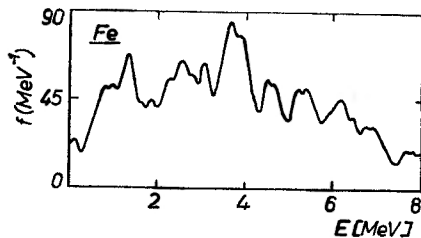


Rys. 2. Rozkład stanów wejściowych dla jądra ^{28}Si z uwidocznieniem szerokości poszczególnych stanów. Liniami przerywanymi podane są szerokości dla kretów nieparzystych, a ciągłymi dla kretów parzystych

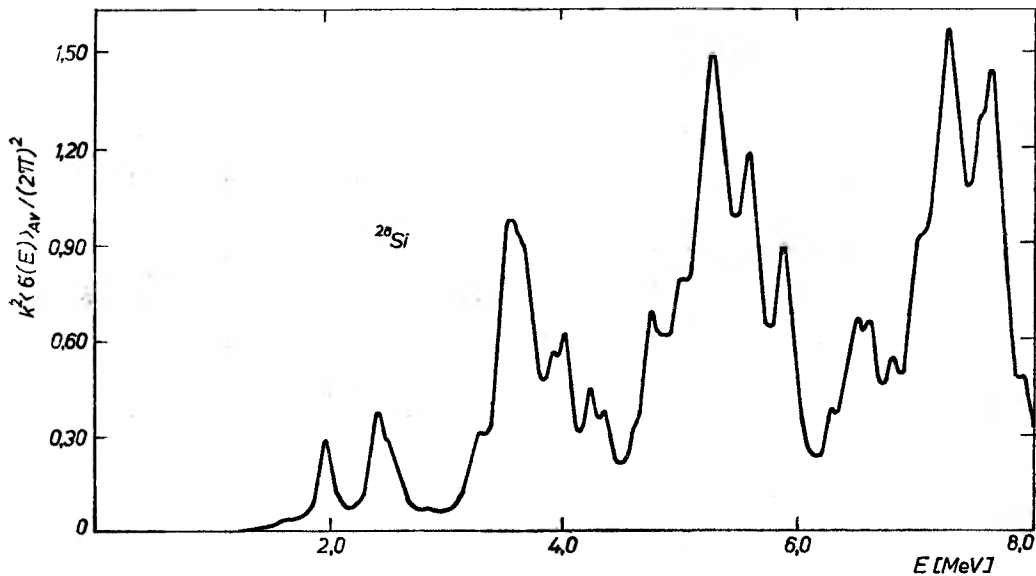
Rys. 2. Przedstawia rozkład stanów wejściowych dla jądra ^{28}Si , a rys. 3 — gęstość stanów wejściowych dla jądra ^{54}Fe . Na rys. 4 i 5 uwidoczniiona jest struktura uśrednionego przekroju czynnego rozpraszania elastycznego neutronów na jądrach ^{28}Si i ^{54}Fe .

Prowadzone tu rozważania dotyczące źródeł mikro- i makrostruktury, obserwowanej w przekrojach czynnych elastycznego rozpraszania neutronów, można podsumować w postaci następujących wniosków:

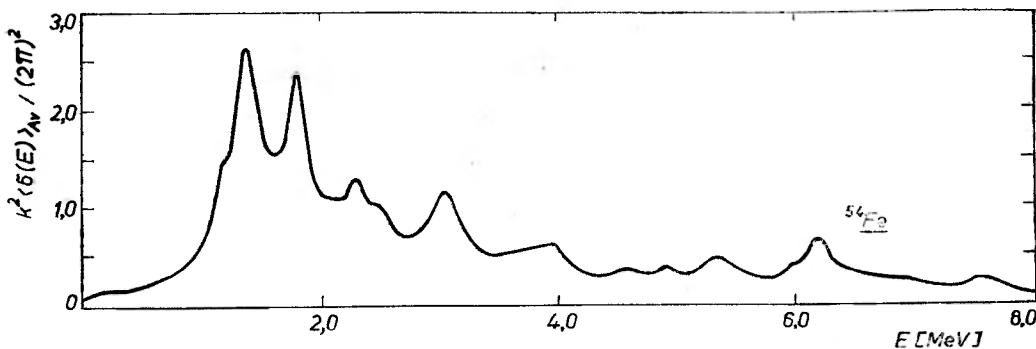
a) dla małych energii rozpraszanych neutronów (poniżej 2—3 MeV) na jądrach głównie z podwójnie zamkniętymi powłokami lub podpowłokami struktura uśrednionego elastycznego przekroju czynnego (przedział uśrednienia $I = 50 \text{ KeV}$) uwarunkowana jest głównie przez pojedyncze stany wejściowe. Dla wyższych energii i jąder z podwójnie zamkniętymi powłokami lub pod-



Rys. 3. Gęstość stanów wejściowych pochodzących od krętów orbitalnych s , p i d rozpraszającego neutronu dla jądra ^{54}Fe



Rys. 4. Wykres funkcji $k^2(\sum_J \langle \sigma_J(E) \rangle_{AV}) / (2\pi)^2$ dla jądra ^{28}Si . W sumowaniu po J uwzględniono jedynie kręty uwidocznione na rys. 2



Rys. 5. Wykres funkcji $k^2(\sum_J \langle \sigma_J(E) \rangle_{AV}) / (2\pi)^2$ dla jądra ^{54}Fe . W sumowaniu po J uwzględniono jedynie kręty odpowiadające falam parcjalnemu s , p i d rozpraszającego neutronu

powłokami oraz dla całego rozpatrywanego zakresu energii ($E < 8$ MeV) w przypadku pozostałych jąder (średnich i ciężkich) gęstość stanów wejściowych jest tak duża, że uśredniony przekrój czynny jest rezultatem nałożenia się wielu rezonansów od poszczególnych stanów wejściowych. Aby można było mówić o strukturze przekroju czynnego, uwarunkowanej pojedynczymi stanami wejściowymi, musi być spełniony warunek: $\bar{D}_a > \bar{\Gamma}_a$ ($\bar{D}_a, \bar{\Gamma}_a$ — średnia odległość i szerokość stanów wejściowych);

b) ze względu na bardzo małą gęstość stanów przejściowych ($3p-2h$) w przypadku rozpraszania neutronów o energii $E < 8$ MeV dla jąder głównie z podwójnie zamkniętymi powłokami lub podpowłokami, szerokości $\Gamma_{a\downarrow}$ są w przybliżeniu równe zeru, a zatem stany wejściowe są zarazem stanami jądra złożonego;

c) stany wejściowe są skorelowane ze strukturą elastycznego przekroju czynnego jedynie w sytuacji podanej w punkcie *a*. Rozkłady gęstości stanów wejściowych i struktura elastycznego przekroju czynnego rozpraszania neutronów na ogół nie są ze sobą skorelowane (co przeczy sugestiom wysuwanim w pracach [9, 10]). Istnienie ściślejszej korelacji między obydwoma wielkościami, zakłada z konieczności równe sprzężenia wszystkich stanów wejściowych z kanałem elastycznym, co nie jest zupełnie poprawne, bo np., dla jądra ^{28}Si $\Gamma_{a\uparrow}$ zmienia się w granicach od 0 do 260 keV;

d) efekt powłokowy wyraźnie uwidacznia się w rozkładach gęstości stanów wejściowych o równych całkowitych krętach J i różnych parzystościach.

Słuszność tych wniosków jest ograniczona, ponieważ mogą wzbudzać się inne stopnie swobody, tutaj nie uwzględniane. Można jednak oczekiwać, że dla niektórych jąder w pewnym zakresie energii efekt pochodzący od stanów wejściowych będzie dominujący i wówczas struktura przekroju czynnego elastycznego rozpraszania neutronów opisywana będzie w przybliżeniu formalizmem tu zaprezentowanym.

Abstract: In the first part the micro and macrostructure of the cross-section for the scattering of the nucleons by the nucleus is considered. This structure is explained on the assumption of the compound nuclei formation and the optical potential model. In the second part is discussed formalism developed by G. N. Payne that allows to take into consideration the contribution of the doorway states effect to the averaged elastic scattering cross-section. A numerical results for ^{28}Si and ^{54}Fe are given as the illustration of the discussed formalism.

Literatura

- [1] N. Bohr, *Nature*, **137**, 344 (1936); *Science*, **86**, 161 (1947).
 [2] H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).
 [3] P. L. Kapur, R. E. Peierls, *Proc. Roy. Soc., A* **166**, 277 (1938).

- [4] G. E. Brown, *Rev. Mod. Phys.*, **31**, 893 (1959).
- [5] G. E. Brown, *Jednolita teoria modeli jądrowych i sił jądrowych*, PWN, Warszawa 1969, str. 206.
- [6] F. L. Friedman, V. F. Weisskopf, *The Compound Nucleus, Niels Bohr and the development of Physics*, Pergamon Press, London 1955, str. 134.
- [7] G. L. Show, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **8**, 509 (1959).
- [8] G. N. Payne, *Phys. Rev.*, **174**, 1227 (1968).
- [9] K. A. Brueckner, R. J. Eden, and N. C. Francis, *Phys. Rev.*, **100**, 891 (1955).
- [10] B. Bloch and H. Feshbach, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **23**, 47 (1963).

Miroslaw Kozłowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Badanie funkcji falowych jąder zdeformowanych za pomocą reakcji (d, p) i (d, t)

On the Use of the (d, p) and (d, t) Reactions to the Verification of the Wave Functions
of Deformed Nuclei

1. Wstęp

Badanie struktury jądra atomowego przy pomocy reakcji przekazu nukleonu lub układu nukleonów staje się obecnie podstawową metodą testowania istniejących modeli jądrowych. Można chyba bez przesady powiedzieć, że jesteśmy świadkami nowego etapu w fizyce jądrowej, w którym sztuczny do niedawna podział na spektroskopię i reakcje jądrowe ustępuje miejsca znacznie naturalniejszej sytuacji, w której obie te dziedziny zaczynają stanowić integralną całość.

Początkowo reakcje jądrowe bezpośredniego oddziaływania (przekaz jednego i wielu nukleonów) dostarczały przede wszystkim informacji o energiach, spinach i parzystościach poziomów jądrowych, a więc o globalnej strukturze jądrowych funkcji falowych związanych z tymi poziomami. Obecnie wraz z rozwojem akceleratorów i techniki obliczeniowej możemy badać strukturę jądrowych funkcji falowych.

Podstawową informacją dla spektroskopii jądrowej, którą uzyskujemy z reakcji bezpośredniego oddziaływania, są czynniki spektroskopowe. Czynniki te, jak się o tym przekonamy, wiążą się ściśle ze strukturą funkcji falowych stanów jądrowych biorących udział w reakcji jądrowej. Gdy w wyniku reakcji z jądrem oddziaływa nukleon o liczbach kwantowych (j, l) , to czynnik spektroskopowy $S_{j,l}$ jest miarą zawartości stanu jednocząstkowego (j, l) w danym stanie jądrowym. Znając funkcje falowe poziomów jądrowych możemy teoretycznie ocenić współczynniki spektroskopowe. Natomiast reakcje jądrowe prowadzące do przejść między tymi poziomami pozwalają wyliczyć z przekrojów czynnych

odpowiednie $S_{j,l}$. Porównanie eksperymentalnych czynników spektroskopowych z odpowiednimi wartościami teoretycznymi pozwala sprawdzić w jakim stopniu struktura poziomów jądrowych przewidziana przez odpowiedni model jądra jest realizowana w rzeczywistości.

Na podstawie przytoczonych rozważań można się spodziewać, że reakcje jądrowe przekazu jednego nukleonu najlepiej nadają się do badania stanów jądrowych o wyraźnej strukturze jednocząstkowej. Mogą więc tu wchodzić w grę przede wszystkim poziomy jąder leżących blisko zamkniętych powłok, na przykład jądra należące do powłoki $1d_{5/2}$ (rdzeń ^{28}Si), $1f_{7/2}$ (rdzeń ^{40}Ca), w których aktywne są stany zawierające 1, 2 nukleony lub 1, 2 dziury. Drugim obszarem jąder korzystnym ze względu na strukturę jednocząstkową jest obszar jąder zdeformowanych ($A = 150$ do $A = 190$), w których dominuje prosta struktura jednocząstkowa dla nisko leżących pasm rotacyjnych.

Przeprowadzając analizę wyników określonej reakcji jądrowej dzielimy je na dwie podstawowe grupy: rozkłady kątowe produktów reakcji oraz polaryzację i korelacje kątowe tych produktów reakcji. Wprowadzie w ciągu kilku ostatnich lat dokonano istotnego postępu w otrzymywaniu informacji spektroskopowych z pomiarów polaryzacyjnych przy użyciu spolaryzowanych deuteronów [1], jednakże nadal podstawowym źródłem informacji spektroskopowych pozostają rozkłady kątowe produktów reakcji. Dlatego w dalszym ciągu zajmujemy się tylko rozkładami kątowymi produktów reakcji przeprowadzanych z niespolaryzowanymi cząstkami i jądrami atomowymi.

Wykład nasz będzie poświęcony omówieniu testowania funkcji falowych dla niskoleżących pasm rotacyjnych jąder zdeformowanych. W części pierwszej przedstawimy teoretyczny opis reakcji typu strippingu w przybliżeniu DWBA. Część druga wykładu będzie poświęcona wyznaczaniu struktury funkcji falowych niskoleżących poziomów rotacyjnych przy pomocy reakcji strippingu i pick-up.

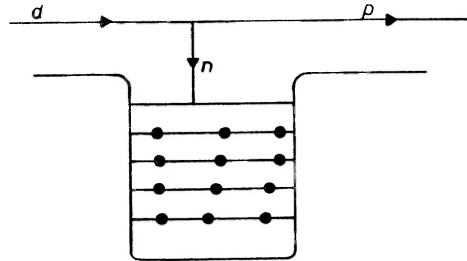
2. Rozkłady kątowe produktów reakcji przekazu jednego nukleonu na jądrami zdeformowanych

W wykładzie poświęconym spektroskopii jądrowej i reakcjom jądrowym musimy z konieczności dokonać selekcji omawianych zagadnień. Przy analizie reakcji jądrowych typu direct służących jako źródło informacji spektroskopowych możemy szukać informacji dotyczących:

1. lokalizacji stanów jednocząstkowych;
2. struktury jednocząstkowej poziomów jądrowych zarówno odpowiadających stanowi podstawowemu, jak i stanom wzbudzonym
 - a) dla jąder sferycznych,
 - b) dla jąder zdeformowanych;
3. występowania sprzężeń między różnymi stopniami swobody dla nukleonów w jądrze (na przykład sprzężenie typu Coriolisa w jądrami zdeformowanych).

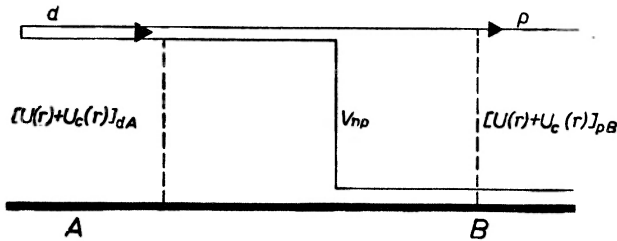
Nilssona możemy wyciągać wnioski o stosowalności tego modelu dla jąder zdeformowanych.

Rozpatrzmy reakcję strippingu, na przykład (d, p) . W bardzo przybliżony sposób możemy ją przedstawić jak na rys. 2. Jądro tarczy przedstawiliśmy



Rys. 2. Reakcja typu (d, p) . Neutron przechodzi na jeden z nieobsadzonych poziomów jądrowych

w postaci studni potencjału z zaznaczonymi poziomami jądrowymi. W trakcie reakcji neutron przechodzi do jądra i zajmuje jeden z nieobsadzonych poziomów. Zanim to nastąpi deuteron oddziałuje z jądrem, na którym rozprasza się elastycznie. Podobnie proton w stanie końcowym oddziałuje z jądrem końcowym. Poszczególne etapy reakcji zaznaczyliśmy na rys. 3. W wyniku oddziaływania



Rys. 3. Oddziaływania występujące w trakcie reakcji strippingu

deuteronu z jądrem początkowym i protonu z jądrem końcowym ruch tych cząstek jest opisywany przez tak zwane fale zaburzone będące rozwiązaniem następującego równania Schrödingera

$$\{\nabla^2 + k^2 - 2\mu/\hbar^2 [U(r) + U_c(r)]\} \chi(\vec{k}, \vec{r}) = 0. \quad (1)$$

We wzorze tym \vec{k} jest pędem względnym na przykład protonu i jądra końcowego, μ masą zredukowaną odpowiednich cząstek. Potencjał, na którym rozpraszają się elastycznie cząstki d i p , składa się z części krótko zasięgowej $U(r)$ i kulombowskiej $U_c(r)$ (dla cząstek naładowanych). Amplitudę dla reakcji strippingu $A(d, p)B$ w przybliżeniu Borna z falami zaburzonymi (DWBA) zapisujemy w postaci [3]

$$T = \langle \Phi_B(\xi_B) \chi_p^{(-)}(\vec{k}_p, \vec{r}_p) | V_{np} | \Phi_A(\xi_A) \Phi_d(\xi_d) \chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d) \rangle, \quad (2)$$

gdzie $\vec{k}_p(\vec{k}_d)$ są pędami względnymi protonu deuteronu oraz $\Phi_B(\xi_B)$ jest wewnętrzną funkcją falową jądra B , $\Phi_A(\xi_A)$ jest wewnętrzną funkcją falową jądra A , $\Phi_d(\xi_d)$ jest funkcją falową deuteronu, $\chi_p^{(-)}(\vec{k}_p, \vec{r}_p)$ jest funkcją falową opisującą rozpraszanie elastyczne protonu na jądrze końcowym (fala „zaburzona“), $\chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d)$ jest funkcją falową opisującą rozpraszanie elastyczne deuteronu na jądrze tarczy.

We wzorze (2) oddziaływanie V_{np} będziemy traktowali w tak zwanym przybliżeniu zerowego zasięgu. Przybliżenie to formułujemy w następujący sposób

$$V_{np}(r_{pn})\Phi_d(r_{pn}) = V_{np}(|\vec{r}_p - \vec{r}_n|)\Phi_d(r_{pn}) = D_0\delta(r_{pn}), \quad (3)$$

gdzie $\Phi_d(r_{pn})$ jest częścią radialną funkcji falowej deuteronu. Stała D_0 zależy od wyboru funkcji falowej deuteronu. Dla funkcji Hulthéna mamy $D_0^2 = 1,65 \cdot 10^4 \text{ MeV}^2 \text{ fermi}^3$. Sens fizyczny wzoru (3) jest dość oczywisty. Możemy powiedzieć, że w naszej reakcji $A(d, p)B$ absorpcja deuteronu i emisja protonu odbywają się w tym samym punkcie. Wynika to stąd, że

$$-\vec{r}_{pn} = \alpha(\beta\vec{r}_{dA} - \vec{r}_{pB}), \quad (4)$$

gdzie

$$\alpha = \frac{dB}{n(A+d)}, \quad \beta = \frac{A}{B}, \quad \vec{r}_{dA}, \vec{r}_{pB} \quad (5)$$

są wektorami opisującymi względne położenie jąder i odpowiednich cząstek. Litery we wzorze (5) oznaczają masy odpowiednich cząstek i jąder. Jeśli skorzystamy z przybliżenia zerowego zasięgu (3), to wzór (2) możemy zapisać w postaci [3]

$$T_{MB,MA} \sim \mathfrak{J}D_0 \int d\vec{r}_n \int d\xi_A \Phi_{IBMB}(\xi_A \vec{r}_n) \Phi_{IAM_A}(\xi_A) \cdot \chi_p^{(-)*}(\vec{k}_p, \beta\vec{r}_d) \chi_d(\vec{k}_d, r_d) \quad (6)$$

gdzie \mathfrak{J} oznacza Jakobian przejścia od zmiennych \vec{r}_n, \vec{r}_{pn} do zmiennych $\vec{r}_{dA}, \vec{r}_{pB}$. Występująca we wzorze (6) całka

$$\int d\xi_A \Phi_{IBMB}^*(\xi_A \vec{r}_n) \Phi_{IAM_A}(\xi_A) \equiv f_{MBMA}(\vec{r}_n) \quad (7)$$

zawiera pełną informację o strukturze poziomów jądrowych, które uczestniczą w reakcji $A(d, p)B$. Załóżmy, że w trakcie tej reakcji do jądra A przechodzi neutron z całkowitym momentem pędu j . Przy tym funkcję falową tego neutronu $\Phi_{j,l}^m(\vec{r}_n)$ otrzymujemy rozwiązując równanie Schrödingera

$$H_n \Phi_{j,l}^m(\vec{r}_n) = \varepsilon_{j,l} \Phi_{j,l}^m(\vec{r}_n) \quad (8)$$

w wybranym potencjale jądrowym opisanym studnią potencjału typu na przykład oscylatora harmonicznego [4] lub Woodsa-Saxona [5]. Przy pomocy współczynnika Clebscha-Gordana gwarantującego zachowanie momentu pędu i jego rzutu w reakcji $A(d, p)B$ całkę (7) możemy zapisać w postaci

$$f_{MA MB}(\vec{r}_n) = \sum_{j,l} \sqrt{S_{j,l}} \langle I \ M_A j m | I_B \ M_B \rangle \Phi_{j,l}^m(\vec{r}_n). \quad (9)$$

Wzór (9) będziemy traktować jako definicję czynników spektroskopowych $S_{j,l}$. Załóżmy na razie, że jądro początkowe ma spin $I_A = 0$, wówczas oczywiście $I_B = j$ i wzór (9) przyjmuje postać:

$$f_m(\vec{r}_n) = \sqrt{S_{jl}} \Phi_{jl}^m(\vec{r}_n). \quad (10)$$

Wzory (7), (8) i (9) wystarczają do obliczenia amplitudy reakcji (6), a zatem i przekroju czynnego. Przyjmując dodatkowo dla uproszczenia, że potencjały $U(r)$ występujące we wzorze (1) nie zależą od spinu cząstek, wzór na przekrój czynny możemy zapisać w postaci [3]

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = |T_{A(d,p)B}|^2 = N \sigma_{jl}(\theta) S_{jl}. \quad (11)$$

We wzorze (11) σ_{jl} oznacza prawdopodobieństwo, że w wyniku reakcji direct zostanie wyrwany z jądra, lub do jądra przekazany nukleon o liczbach kwantowych (j, l) i wyleci cząstką pod kątem θ . Wzór na σ_{jl} możemy zapisać w postaci [3] (pomijając odpowiednie stałe normalizacyjne):

$$\sigma_{j,l} = \text{const} \sum_m \left| \sum_{L_a, L_p} \Gamma_{L_a, L_p}^{l,m} F_{L_p}^m(\theta) f_{L_p, L_a}^{l,m} \right|^2. \quad (12)$$

We wzorze (12) m oznacza rzut momentu orbitalnego nukleonu (l) na oś z wybraną w kierunku pędu deuteronu. L_p, L_a są momentami orbitalnymi protonu i deuteronu. Funkcja $\Gamma_{L_a, L_p}^{l,m}$ jest zbudowana ze współczynników Clebscha-Gordana i jest podana na przykład w [4]. Zredukowana amplituda $f_{L_a, L_p}^{l,m}$ ma następującą postać [3]

$$f_{L_a, L_p}^{l,m} = \int \chi_{L_p} \left(\frac{A}{B} k_p, r \right) U_{nl}(r) \chi_{L_a}(k_p, r) dr, \quad (13)$$

gdzie χ_{L_p} i χ_{L_a} są częściami radialnymi fal zaburzonych będących rozwiązaniem równania (1). Funkcja $U_{nl}(r)$ jest funkcją radialną stanu związanego neutronu w jądrze. Jeśli traktujemy jądro jako jamę potencjału oscylatora harmonicznego, to

$$U_{nl}(r) \sim r^l e^{-1/2\gamma r^2} F\left(\frac{l+1-n}{2}, l + \frac{1}{2}, \gamma r^2\right), \quad (14)$$

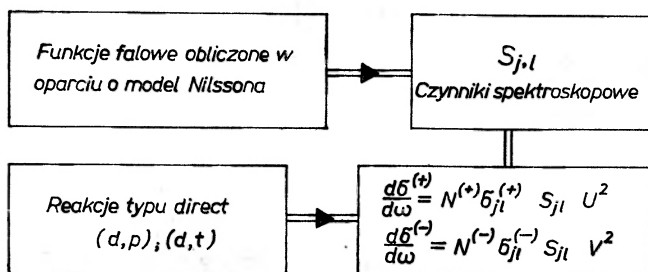
gdzie γ jest dobrane tak, aby $U_{nl}(r)$ miało odpowiednią postać asymptotyczną dla $r > R$, gdzie R jest promieniem jądra. Istotną cechą rozkładu kąтового (11) jest niekoherentna separacja części zależnej tylko od struktury jądra, czynnika spektroskopowego S_{jl} i σ_{jl} zależnego tylko od potencjałów w kanale wejściowym i wyjściowym przy wybranym $U_{nl}(r)$. Do wyliczenia zredukowanego przekroju czynnego musimy najpierw wyznaczyć $\chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d)$ i $\chi_p^{(-)}(\vec{k}_p, \vec{r}_p)$. Możemy je otrzymać rozwiązując równanie Schrödingera (1) z potencjałem $[U(r) + U_c(r)]$, który przyjmujemy w postaci tak zwanego potencjału optycznego [6]

$$[U(r) + U_c(r)]_{\text{opt}} = -V(1 + \exp x)^{-1} + i4W_D d/dx'(1 + \exp x')^{-1} + V_c(r, r_c), \quad (15)$$

gdzie:

$$x = (r - r_0 A^{1/3})/a, \quad x' = (r - r'_0 A^{1/3})/a', \quad r_c = r_{0c} A^{1/3}$$

Parametry r , a , r'_0 , a' mogą być określone w eksperymencie, w którym rozpraszamy deuterony na jądrze tarczy i protony na jądrze końcowym (rys. 2). Przy tym okazuje się, że istnieje zwykle kilka zespołów parametrów r , a , $r'_0 a'$, które dają ten sam przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne, lecz różne przekroje dla reakcji. Dlatego też parametry określone z rozpraszania elastycznego trzeba jeszcze dodatkowo dopasowywać do otrzymania przekroju czynnego zgodnego z eksperymentem. Do obliczania zredukowanego przekroju czynnego σ_{jl} zostały opracowane programy dla maszyn cyfrowych [4]. Porównując wyliczone σ_{jl} ze zmienionymi rozkładami kątowymi wyznaczamy liczby kwantowe



Rys. 4. Testowanie jądrowych funkcji falowych za pomocą reakcji (d, p) , (d, t)

nukleonu (j, l) . Dzieliąc zmierzony w eksperymencie przekrój czynny $\left[\frac{d\sigma}{d\omega}\right]_{\text{exp}}$ przez wyliczone $N\sigma_{jl}$ wyznaczamy S_{jl}

$$S_{jl} = \frac{\left[\frac{d\sigma}{d\omega}\right]_{\text{exp}}}{N\sigma_{jl}}. \quad (16)$$

Procedurę wyznaczania S_{jl} w eksperymencie i porównywania ich z przewidywaniami modelowymi przedstawiliśmy na rys. 4. Wychodząc z określonego modelu, na podstawie którego wyznaczamy funkcje falowe $\Phi_{I_A M_A}$, $\Phi_{I_B M_B}$, możemy na podstawie wzoru (9) obliczyć S_{jl} . Następnie porównujemy obliczone S_{jl} z wartościami czynników spektroskopowych wyznaczonymi na podstawie wzoru (16).

Przedstawioną przez nas ogólną procedurę testowania funkcji falowych poziomów jądrowych zastosujemy teraz do szczególnego przypadku niskoleżących poziomów jąder zdeformowanych. Dobrze wiadomo, że w modelu kolektywnym dla niskoleżących poziomów jąder zdeformowanych funkcja falowa ma postać [2]

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left(\chi_K(\vec{r}) D_{MK}^I(\theta_i) + (-1)^{I+K} \chi_{-K}(\vec{r}) D_{MK}^I(\theta_i) \right). \quad (17)$$

Funkcja ta jest rozwiązaniem równania Schrödingera

$$H\Psi_{MK}^I = E_K^I \Psi_{MK}^I, \quad (18)$$

gdzie:

$$H = H_{\text{rot}} + H_{\text{intr}}$$

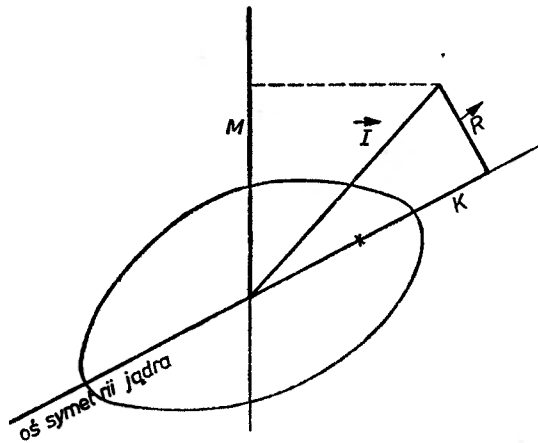
i H_{rot} dla jądra osiowo-symetrycznego ma postać

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2B} (I^2 - I_3^2 - j_3^2) + \frac{\hbar^2}{2B_3} (I_3 - j_3) - \frac{\hbar^2}{2B} \overbrace{(I_+ j_- + I_- j_+)}^{\text{R. P. C.}} + \frac{\hbar^2}{2B} j^2 \quad (19)$$

We wzorze (19) $B = B_2 = B_3$ oznacza moment bezwładności względem osi 1 i 2. B_3 jest momentem bezwładności względem osi 3, I jest całkowitym momentem pędu

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{j} \quad (20)$$

\vec{R} jest momentem pędu związanym z rotacją, a \vec{j} wewnętrznym momentem pędu nukleonu (rys. 5). Ostatni wyraz Hamiltonianu (19) działa tylko na współ-



Rys. 5. Liczby kwantowe charakteryzujące stany rotacyjne jąder osiowo-symetrycznych

rzędne wewnętrzne i możemy go włączyć do H_{intr} . Człon oznaczony R.P.C. (rotation-particle coupling) jest oddziaływaniem Coriolisa sprzęgającym ruch nukleonu w statycznym potencjale z rotacją jądra jako całości. W dalszym ciągu H_{intr} wybierzemy w postaci zaproponowanej przez Nilssona [7]

$$H'_{\text{intr}} = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \frac{1}{2} M (\omega_z', z'^2 + \omega_{\perp}^2 (x'^2 + y'^2)) + Cl \cdot \vec{s} + Dl^2. \quad (21)$$

Współrzędne $(x'y'z')$ odnoszą się do układu związanego sztywno z jądrem. Dla danej powłoki N jedynym operatorem komutującym z hamiltonianem (21) jest j_3

$$[H, j_3] = 0. \quad (22)$$

Możemy więc numerować stany własne tego hamiltonianu następującymi liczbami kwantowymi $|NK\rangle$, gdzie $K = j_3$.

Możemy więc napisać

$$H'_{\text{intr}}|NK\rangle = \varepsilon_{NK}^{\text{intr}}|NK\rangle, \quad (23)$$

gdzie identyfikujemy $\langle \vec{r}|NK\rangle = \chi_K(\vec{r})$ ze wzoru (17).

Funkcję jednocząstkową $\chi_K(r)$ możemy rozłożyć na funkcje własne modelu powłokowego $\Phi_{j_l}^K(\vec{r})$

$$\langle \vec{r}|NK\rangle = \sum_{j_l} C_{j_l}(K) \Phi_{j_l}^K(\vec{r}). \quad (24)$$

Współczynniki rozwinięcia C_{j_l} zostały podane w pracach [7], [8], [9]. Korzystając z postaci funkcji falowych (17) wyznaczmy teraz przy pomocy wzorów (24) i (7) czynnik spektroskopowy S_{j_l} . Ponieważ ograniczyliśmy się do przypadku, gdy $I_A = 0$, więc funkcje falowe dla jądra początkowego i końcowego możemy napisać w postaci

$$\Phi_{00}^{I_A=0} = \frac{1}{\sqrt{8\pi^2}} D_{00}^0(\theta_i)$$

$$\Phi_{M_B K_B}^{I_B} = \sqrt{\frac{2I_B+1}{16\pi^2}} \{ \chi_{K_B}(r'_n) D_{M_B K_B}^{I_B}(\theta_i) + (-1)^{I_B+K_B} \chi_{-K_B}(r'_n) D_{M_B, -K_B}^{I_B}(\theta_i) \}. \quad (25)$$

Podstawiając (25) do (7) należy dokonać obrotu funkcji jednocząstkowej $\Phi_{j_l}^{K_B}(r'_n)$ od układu współrzędnych sztywno związanych z jądrem ($x'y'z'$) do układu c.m.s, w którym zdefiniowana jest całka (7). Obrotu tego dokonujemy przy pomocy funkcji $D_{K_B}^j(\theta_i)$

$$\Phi_{j_l}^m(\vec{r}_n) = \sum_{K_B} \Phi_{j_l}^{K_B'}(r'_n) D_{K_B' m}^j(\theta_i). \quad (26)$$

Po wykonaniu całkowania względem kątów Eulera otrzymujemy

$$f_m(\vec{r}_n) = \sqrt{\frac{2}{2j+1}} C_{j_l}(K_B) \Phi_{j_l}^m(\vec{r}_n). \quad (27)$$

Porównując wzory (27) i (10) otrzymujemy żądany wynik

$$S_{j_l} = \frac{2}{2j+1} C_{j_l}^2(K_B). \quad (28)$$

Podstawiając wzór (28) do wyrażenia na przekrój czynny otrzymujemy

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = N 2 C_{j_l}^2 \sigma_{j_l}(\theta), \quad (29)$$

gdzie N oznacza odpowiednią stałą normalizacyjną. Właściwie wzór (29) powinniśmy napisać oddzielnie dla reakcji typu strippingu i pick-up. Wprowadzając oznaczenia (+) dla strippingu i (-) dla pick-up mamy

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(+)}}{d\omega} &= N^{(+)} 2 C_{j_l}^2 \sigma_{j_l}^{(+)}(\theta) \\ \frac{d\sigma^{(-)}}{d\omega} &= N^{(-)} 2 C_{j_l}^2 \sigma_{j_l}^{(-)}(\theta). \end{aligned} \quad (30)$$

Aby lepiej zorientować się w znaczeniu wzorów (30), rozważmy nieco dokładniej reakcję pick-up neutronu na jądrze parzysto-parzystym ($I_A = 0$). W stanie podstawowym jądra parzysto-parzystego nukleony parami zapełniają stany różniące się znakiem K , a więc wewnętrzną funkcję falową χ_0 możemy napisać w postaci

$$\chi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{K(1)}\chi_{-K(2)} - \chi_{-K(1)}\chi_{K(2)}). \quad (31)$$

Jeśli w trakcie reakcji pick-up z jądra zostanie wyrwany jeden z neutronów ze stanu χ_K , to prawdopodobieństwo, że nukleon ten ma liczby kwantowe (j, l) , jest proporcjonalne do $C_{j,l}^2$. Prawdopodobieństwo, że nukleon o liczbach kwantowych (j, l) zostanie pochwycony przez nalatującą cząstkę, jest proporcjonalne do $N^{(-)}\sigma_{j,l}^{(-)}$. Czynniki 2 we wzorze (29) wyraża fakt degeneracji poziomów Nilssonowskich ze względu na znak K . Po wyrwaniu z jądra nukleonu o całkowitym momencie pędu \vec{j} , jądro końcowe z jednym niesparowanym nukleonem ma spin $\vec{I}_B = \vec{j}$. Ponieważ \vec{j} nie komutuje z hamiltonianem (21), więc jądro musi po reakcji pick-up pozostać w stanie rotacyjnym o momencie pędu rotacji \vec{R} . Oznacza to, że w wyniku reakcji pick-up możemy wzbudzić stan rotacyjny o całkowitym momencie pędu $\vec{I}_B = \vec{j}$. Przy tym przekrój czynny na obsadzenie tego stanu równa się właśnie $\frac{d\sigma^{(-)}}{d\omega}$. Wykazaliśmy w ten sposób, że

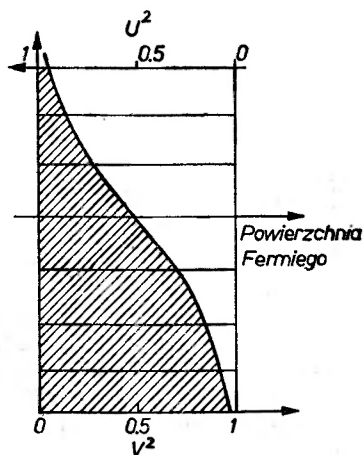
obsadzenia kolejnych stanów rotacyjnych zbudowanych na danym stanie jednocząstkowym χ_K są ściśle związane z wartością współczynników $C_{j,l}$ dla danego stanu. Możemy więc powiedzieć, że składowe o określonym (j, l) funkcji jednocząstkowej χ_K separujemy dzięki różnym energiom rotacji związanym z każdą ze składowych. Rozkład natężeń w danym paśmie rotacyjnym odpowiada względny wartościom $C_{j,l}^2$ i może służyć do identyfikacji pasma. Przykład analizy pasm rotacyjnych został podany na rys. 1.

Przy wyprowadzeniu wzoru (29) nie uwzględniliśmy sił pairing, których obecność modyfikuje nieco ruch nukleonów w zdeformowanym potencjale. Siły te prowadzą do częściowego obsadzenia poziomów leżących blisko pod i nad powierzchnią Fermiego dla jąder parzysto-parzystych [2]. Rozkład obsadzeń stanów blisko powierzchni Fermiego podają współczynniki V_v^2 i U_v^2 . Pierwszy z nich równa się prawdopodobieństwu obsadzenia stanu v przez parę nukleonów. Współczynnik U_v^2 określa prawdopodobieństwo, że stan v jest pusty (rys. 6). Mamy zatem $U_v^2 + V_v^2 = 1$. Naturalnie prawdopodobieństwo reakcji pick-up jest proporcjonalne do V_v^2 , a reakcji strippingu do U_v^2 . Stąd wzory (30) na przekroje czynne dla tych reakcji należy uzupełnić w następujący sposób

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(+)}}{d\omega} &= N^{(+)} 2C_{j,l}^2 \sigma_{j,l}^{(+)}(\theta) U^2 \\ \frac{d\sigma^{(-)}}{d\omega} &= N^{(-)} 2C_{j,l}^2 \sigma_{j,l}^{(-)}(\theta) V^2. \end{aligned} \quad (32)$$

Jak już powiedzieliśmy, wzory (32) odnoszą się do reakcji strippingu i pick-up na jądrach zdeformowanych parzysto-parzystych ($I_A = 0$). Jeśli spin jądra tarczy $I_A \neq 0$, wówczas kilka wartości j może się składać z \vec{I}_A na \vec{I}_B . W tym przypadku wzór na przekrój czynny przyjmuje postać

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(+)}}{d\omega} &= N^{(+)} \sum_{j1} g^2 \langle I_A j K_A \Delta K | I_B K_B \rangle^2 C_{j1}^2 \sigma_{j1}^{(+)}(\theta) U^2 \\ \frac{d\sigma^{(-)}}{d\omega} &= N^{(-)} \sum_{j1} g^2 \langle I_A j K_A \Delta K | I_B K_B \rangle^2 C_{j1}^2 \sigma_{j1}^{(-)}(\theta) V^2. \end{aligned} \quad (33)$$



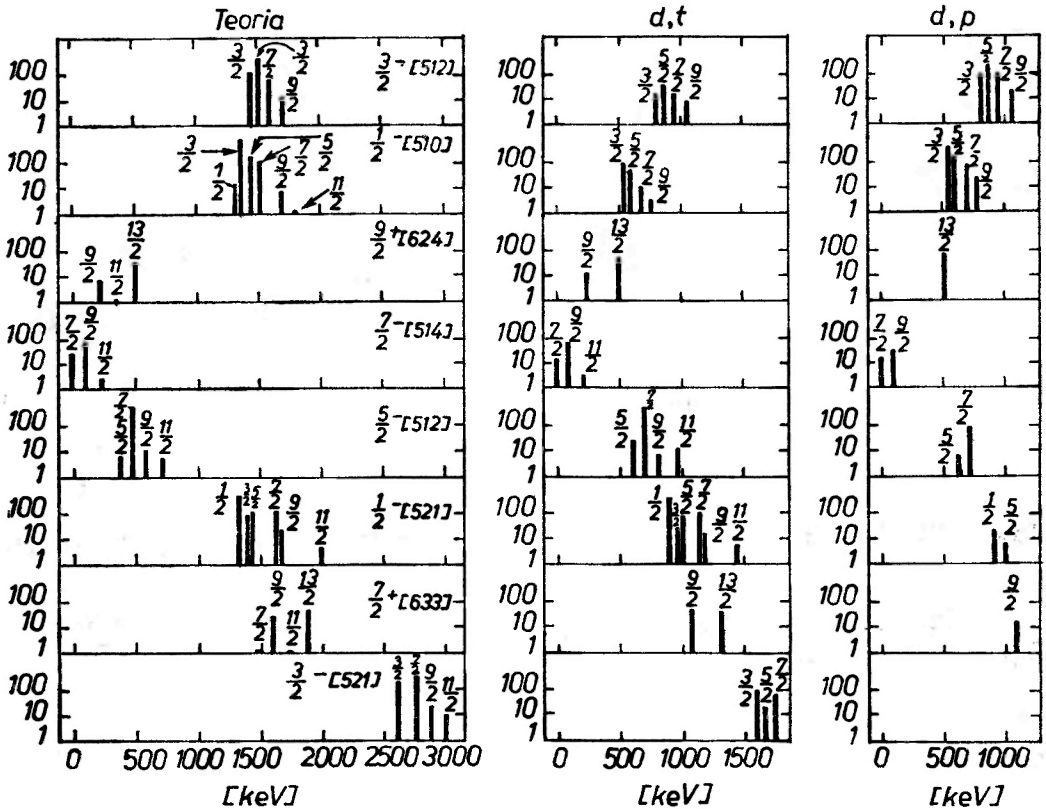
Rys. 6. Obsadzenie stanów jądrowych blisko powierzchni Fermiego przy uwzględnieniu sił pairing

We wzorze (33) czynnik normalizacyjny g^2 równa się 2, gdy $I_A = 0$ lub gdy $K_B = 0$. W pozostałych przypadkach $g^2 = 1$.

3. Wyniki testowania funkcji falowych jąder zdeformowanych przy pomocy reakcji (d, p) i (d, t)

Jak już wyjaśniliśmy w części pierwszej, rozkład natężeń w paśmie rotacyjnym, zbudowanym na danym stanie jednocząstkowym, wiąże się bezpośrednio ze strukturą funkcji jednocząstkowej. Z faktu tego skorzystali po raz pierwszy Vergnes i Sheline [8]. Okazało się, że dla jąder zdeformowanych otrzymujemy w wielu przypadkach doskonałą zgodność między eksperymentalnym rozkładem natężeń i rozkładami wyliczonymi w oparciu o model Nilssona i teorię DWBA. Dobrą ilustrację może stanowić rysunek 7, na którym zestawiono obliczone i zmierzone rozkłady dla kilku pasm obserwowanych w ^{176}Yb . Rozpatrzmy na przykład pasmo $1/2^- [521]$ odpowiadające energii wzbudzenia 913 keV. W tabeli I zestawiono obliczone i zmierzone wartości bezwzględne przekrojów czynnych

dla reakcji (d, t) oraz odpowiednie wartości C_{nl}^2 dla tego pasma. Rzucająca się w oczy zgodność teoretycznych przewidywań z eksperymentalnymi danymi jest dość nieoczekiwana. Należy przecież pamiętać, że obliczenia prowadzone na podstawie teorii DWBA zawierają wiele przybliżeń. Ponadto jądra zdeformowane posiadają liczne niskoleżące poziomy rotacyjne, których nie uwzględniamy w kanale wejściowym i wyjściowym reakcji. Jak pamiętamy, potencjał optyczny $U(r)$ dopuszcza tylko kanały elastyczne. Wydaje się więc, że zarówno niedoskonałość DWBA, jak i nieuwzględnienie kanałów nieelastycznych nie



Rys. 7. Porównanie teoretycznych i eksperymentalnych rozkładów natężeń obserwowanych w ^{176}Yb

wpływają w sposób istotny na przedstawiony w tym wykładzie opis reakcji transferu nukleonów na jądrach zdeformowanych.

Na zakończenie naszych rozważań należy zwrócić uwagę, że nie uwzględniliśmy w nich wpływu różnego rodzaju sprzężeń ruchów nukleonów w jądrach zdeformowanych na opis reakcji wprost na tych jądrach. Najważniejszym z nich jest sprzężenie typu Coriolisa prowadzące do mieszania funkcji jednoząstkowych χ_K i χ_{K+1} . Naturalnie, w tym przypadku zostaje naruszony prosty obraz wzbudzenia stanów rotacyjnych, gdyż funkcja falowa jest mieszanką

Tabela I

Pasma rotacyjne 1/2-[521] obserwowane w ^{176}Yb

Spin	$\frac{d\sigma^{(-)}}{d\omega}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]		C_{β}^2	
	exp.	teoria	exp.	teoria
1/2	400	336	0,23	0,249
3/2	26	34	0,02	0,024
5/2	86	91	0,14	0,182
7/2	108	115	0,20	0,231
9/2	14	19	0,18	0,269
11/2	5	3	0,07	0,045

Tabela została opracowana w oparciu o pracę [10]. Doświadczalne wartości C_{β}^2 zostały wyznaczone ze wzoru (32) przy założeniu, że $V^2 = 1$.

dwóch pasm. Na podstawie istniejących danych [11] można stwierdzić, że i w tych przypadkach poprawne uwzględnienie mieszania stanów we wzorach na przekrój czynny prowadzi znowu do bardzo dobrej zgodności teorii z eksperymentem.

Abstract: In our paper we summarize the recent progress in the field of the nuclear reaction spectroscopy with (d, p) and (d, t) reaction. The role of these reaction in the experimental verification of the Nilsson Model is outlined. It was shown that the angular distribution in the stripping or pick-up reaction can be used to decomposition of the wave functions of the deformed nuclear states into their spherical components.

Literatura

- [1] T. J. Yule, W. Haeberli, *Nuclear Phys.*, **117**, 1 (1968).
- [2] S. G. Nilsson, *Deformed Nuclei: Collective and Single-Particle Aspects. Lectures in Theoretical Physics*, Boulder 1965, vol. VIIIc.
- [3] G. R. Satchler, *Some Topics in the Theory of Direct Nuclear Reactions Lectures in Theoretical Physics*, Boulder 1965, vol. VIIIc.
- [4] R. H. Bassel, R. M. Drisko, G. R. Satchler, *ORNL Report* 3240.
- [5] B. Buck, P. E. Hodgson, *Phil. Mag.*, **6**, 1371 (1961).
- [6] O. Hansen, *Nuclear Reaction Spectroscopy with Ca and Ti Isotopes*, Copenhagen 1967.
- [7] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **29**, No 16 (1955).
- [8] M. N. Vergnes, R. K. Sheline, *Phys. Rev.*, **132**, 1736 (1963).
- [9] B. E. Chi, *Nuclear Phys.*, **83**, 97 (1966).
- [10] D. G. Burke, B. Zeidman, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **35**, No 2 (1966).
- [11] J. R. Erskine, *Phys. Rev.*, **138**, B 66 (1965).

Jan S. Brzosko

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Reakcje (p, γ) i (n, γ) w badaniu struktury jądra i mechanizmu reakcji

Nuclear Structure and Reaction Mechanisms in (p, γ) and (n, γ) Processes

1. Wstęp

Proces radiacyjnego wychwytu nukleonów badany jest już od wielu lat, a wciąż stanowi przedmiot żywego zainteresowania fizyków zajmujących się strukturą jądra i mechanizmem reakcji jądrowych.

O ile do niedawna te dwie dziedziny fizyki jądrowej stanowiły luźno związane kierunki badań, to obecnie rozwój ich doprowadził do takiego etapu, kiedy niemożliwe jest badanie struktury jądra bez znajomości mechanizmu reakcji i na odwrót.

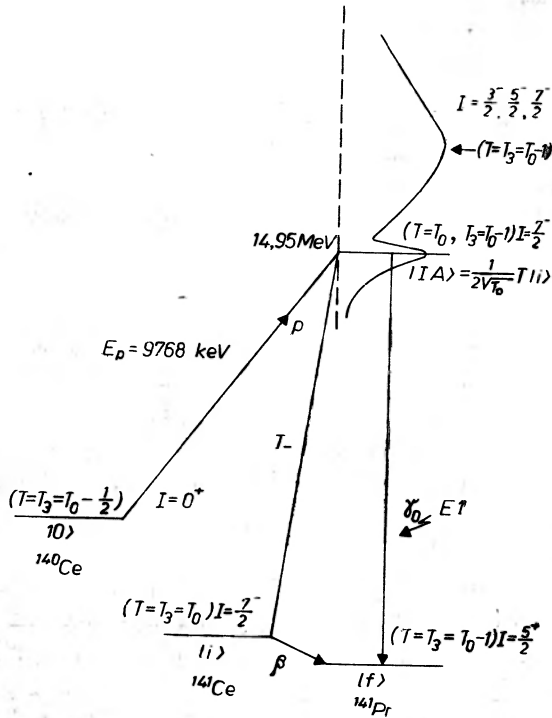
Czynione tu wstępne uwagi byłyby niepełne, gdyby nie odnotować faktu zainteresowań czysto użytkowych radiacyjnym wychwytem neutronów. Dokładne zrozumienie mechanizmu wychwytu, a przede wszystkim szczegółowe dane doświadczalne dotyczące przekrojów czynnych, widm γ towarzyszących wychwytovi, są przedmiotem zainteresowania tych, którzy zajmują się techniką reaktorową.

Przedstawiony tu wykład można podzielić na dwie części. W pierwszej zostaną podane niektóre przykłady, kiedy radiacyjny wychwyt nukleonów stanowi cenne narzędzie badania struktury jądra. W drugiej, zasadniczej części tego wykładu, uwaga zostanie skupiona na informacjach strukturalnych i mechanizmie emisji wysokoenergetycznych kwantów γ związanych z radiacyjnym wychwytem nukleonów przez jądra o odpowiednio dużych liczbach masowych.

2. Bezpośrednie informacje o strukturze jądra

Energia wiązania nukleonu B w jądrze wynosi średnio ok. 7 MeV. Powstające w procesie wychwytu jądro dysponuje więc energią równą $B + E_N$, gdzie E_N — energia kinetyczna padającego nukleonu. Jeżeli w doświadczeniu będziemy

śledzić rozpad stanu powstającego przy wychwycie drogą emisji kwantu lub kaskady kwantów gamma, to uzyskamy informacje o spinie i parzystości stanu początkowego (rezonansu neutronowego lub protonowego), jak również charakterystyki kwantowe wysoko wzbudzonych stanów pośrednich uczestniczących w kaskadzie. Badanie rezonansów nukleonowych jest w chwili obecnej jedyną drogą otrzymywania jąder w tak wysoko wzbudzonych i jednocześnie ściśle określonych energetycznie stanach. Aktualnie śledzi się bardzo dobrze rozdzielone rezonansy neutronowe w jądrach ciężkich do energii neutronów rzędu



Rys. 1. Poglądowe przedstawienie związku pomiędzy przejściem γ z rezonansu analogowego (analogu stanu ^{141}Ce) do stanu podstawowego ^{141}Pr , a przejściem β^- w ^{141}Ce (wg [1])

kilku keV, a w przypadku protonów np. dla $A \leq 60$ w zakresie energii protonów 0,5 do 2 MeV.

Konfrontacja wyników eksperymentalnych z przewidywanymi charakterystykami kwantowymi wysokowzbudzonych stanów wzbogaca nasze informacje o stopniu, w jakim modele jądrowe odtwarzają rzeczywistość. Niezależnie od tego, reakcje radiacyjnego wychwytu mogą być wykorzystane jako cenne narzędzie do badania problemów luźniej związanych z procesem wychwytu. Przykładem może tu być wyznaczenie małych elementów macierzowych przejść β . Sytuację taką przedstawia rys. 1.

Rozpad β^- ^{141}Ce do stanu podstawowego ^{141}Pr jest przejściem wzbronionym pierwszego rzędu, element macierzowy takiego przejścia jest więc bardzo mały.

Można oczekiwać, że wśród stanów wzbudzonych ^{141}Pr znajduje się stan analogowy ($|IA\rangle \sim T_-|i\rangle$) do stanu podstawowego ^{141}Ce (równe izospiny) z taką samą trzecią składową jak trzecia składowa izospinu ^{141}Pr w stanie podstawowym. Jeżeli tak, wówczas można oczekiwać przejścia γ_0 oraz oczekiwać związku pomiędzy omawianym przejściem β i γ_0 jako przejściami, gdzie stany początkowe są w stosunku do siebie stanami analogowymi, a stan końcowy jest identyczny. Można pokazać [1], że wówczas mamy do czynienia z następującym związkiem pomiędzy elementami macierzowymi przejść β i γ_0 :

$$\langle f|g_0 m^\beta|i\rangle \cong \frac{g_0}{e} \sqrt{2T_0} \langle f|em^\gamma|IA\rangle,$$

gdzie T_0 — spin izotopowy stanu podstawowego ^{141}Ce , $|i\rangle$, $|f\rangle$, $|IA\rangle$ oznaczają odpowiednio stany ^{141}Ce , ^{141}Pr oraz stan analogowy (w ^{141}Pr) do stanu $|i\rangle$, g_0 — stała słabych oddziaływań wektorowych, e — ładunek elektronu, m^β , m^γ — operatory omawianych przejść β i γ , czynnik $\frac{g_0}{e}$ jest rzędu 10^{-7} .

Jeżeli więc na drodze reakcji $^{140}\text{Ce}(p, \gamma_0)^{141}\text{Pr}$ (śledząc przejścia γ_0 do stanu podstawowego) będziemy wytwarzać stan $|IA\rangle$, wówczas w krzywej wzbudzenia pojawi się silne i wąskie wzmocnienie — rezonans analogowy. Znajdzie się on na tle dużo szerszego i mocniejszego rezonansu gigantycznego $E1$.

Z szerokości na emisję γ_0 można wyznaczyć element macierzowy tego przejścia, a stąd w opisany wyżej sposób określić interesujący nas element macierzowy przejścia β .

3. Mechanizm i natura emisji wysokoenergetycznych kwantów γ towarzyszących radiacyjnemu wychwytowi nukleonów

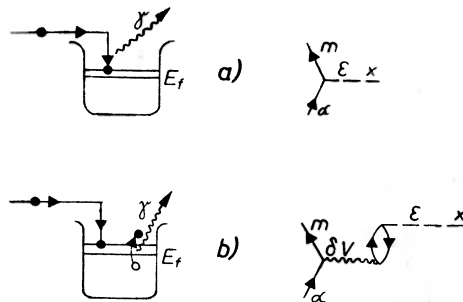
W części tej skupimy uwagę na energiach padających nukleonów (kilka do kilkudziesięciu MeV) takich, że nie ma mowy o obserwacji rozdzielonych rezonansów tak ze względu na ich nakrywanie się, jak i z powodu stosunkowo dużych rozmyć energetycznych używanych wiązek nukleonów.

Jak przebiega reakcja wychwytu nukleonu?

Padający nukleon może być zaabsorbowany drogą bezpośredniego przejścia do stanu związanego (rys. 2a). Proces taki będzie tym bardziej prawdopodobny, im amplitudy w rozwinięciu funkcji falowej zbliżającego się nukleonu będą większe przy składnikach odpowiadających stanom związanym. Uwzględniając wpływ zaburzenia jądra tarczy przez zbliżający się nukleon możemy wyobrazić sobie inne stany wejściowe, a mianowicie stany $2p-1h$ (rys. 2b) lub $3p-2h$. Taki proces może się rozwijać dalej, w kierunku dalszych wzbudzeń, prowadząc do powstania jądra złożonego, lub zakończyć się emisją kwantu gamma.

Przedstawiając radiacyjny wychwyt w obrazie makroskopowym można zamiast mówić o superpozycji wzbudzeń $2p-1h$ itp. mówić o wzbudzaniu ruchów kolektywnych. Oczekiwać można mechanizmów bardziej skomplikowanych niż typowe procesy bezpośrednie, chociaż dużo mniej skomplikowanych niż jądro

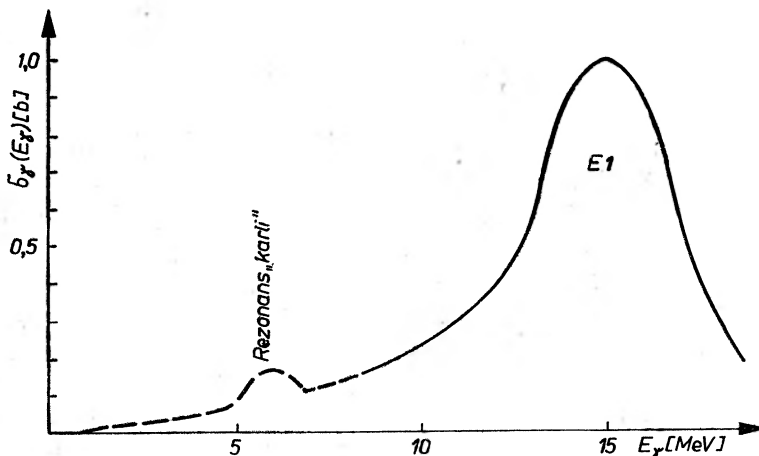
złożone. Jeżeli nasze rozważania ograniczymy to takich energii absorbowanych nukleonów, że zasadnicza, pod względem wkładu w przekrój czynny, część widma γ znajduje się w zakresie 10 do 20 MeV, wówczas możemy wykorzystać



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie reakcji radiacyjnego wychwyty nukleonu a) w procesie direct, b) w procesie semi-direct, po prawej stronie rysunku zapis tych procesów za pomocą grafów

informacje pochodzące z badań procesu odwrotnego jakim jest absorpcja kwantów γ . W tym zakresie energii γ dominuje zdecydowanie absorpcja dipolowa kwantów γ z wyraźnie zarysowanym rezonansem gigantycznym $E1$ (rys. 3).

Brown [2] wykorzystał informacje o rezonansie gigantycznym $E1$ do opisu radiacyjnego wychwyty nukleonów. Podejście Browna, jak zobaczymy dalej,



Rys. 3. Typowa krzywa wzbudzenia na absorpcję kwantu γ przez jądro ciężkie i sferyczne. Część narysowana linią przerywaną posiada niepewne podstawy doświadczalne

cechuje się prostotą interpretacji, sięgając jednocześnie głęboko w zasoby aktualnych informacji o mikro- i makrostrukturze jądra.

Przekrój czynny opisujący zjawisko jądrowe wyrazić można przez kwadraty elementów macierzowych macierzy rozpraszania, którą dla procesu odwrotnego,

a więc reakcji fotojądrowej, zapisać można zgodnie z rachunkiem zaburzeń¹ w sposób następujący:

$$S_{am} = \langle X_0(\xi) \Psi_a(r) | \varepsilon | X_0(\xi) \Psi_m(r) \rangle + \\ + \langle X_0(\xi) \Psi_a(r) | (V - \bar{V}) \frac{1}{E - H + \hbar\omega} \varepsilon | X_0(\xi) \Psi_m(r) \rangle \quad (1)$$

gdzie E — pełna energia układu, $\hbar\omega = E_\gamma$ — energia kwantu γ , $H = H_\xi + T(r) + V(r, \xi)$ — pełny hamiltonian układu składający się z hamiltonianu niezaburzonego rdzenia oraz części związanej z emitowanym — walencyjnym nukleonem.

Zapisując element macierzowy w takiej postaci, założyliśmy, że stan opisujący jądro można zapisać w postaci rozseparowanej części związanej z opisem rdzenia $|X_0(\xi)\rangle$ oraz nukleonu walencyjnego $|\Psi_m(r)\rangle$. Ten zewnętrzny nukleon będzie emitowany w zjawisku fotojądrowym (do stanu niezwiązanego $|\Psi_a(r)\rangle$). Walencyjny nukleon znajdując się w stanie związanym oddziałuje poprzez potencjał $V = V(r, \xi)$ z nukleonami w jądrze, przy czym oddziaływanie to jest małe i nie wpływa na postać funkcji falowej rdzenia $X_0(\xi)$. Jest ono natomiast odpowiedzialne za wzbudzenia układów cząstka-dziura. Gdy nukleon walencyjny zostanie przeniesiony do stanów niezwiązanych, może być opisany uśrednionym potencjałem w postaci:

$$\bar{V} = \bar{V}(r) = \int X_0(\xi) V(r, \xi) X(\xi) d^3\xi$$

Zapisując element macierzowy macierzy rozpraszania założono, że oddziaływanie z polem elektromagnetycznym ma charakter dipolowy

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^A \varepsilon_i(\xi_i) + \varepsilon(r); \quad \varepsilon_i(\xi_i) = e(2\pi\hbar\omega)^{1/2} \xi_{i\alpha} \\ \varepsilon(r) = e(2\pi\hbar\omega)^{1/2} z.$$

Założenie to jest usprawiedliwione przy energiach kwantów γ w obszarze dominacji rezonansu gigantycznego $E1$ (ok. 15 MeV), usprawiedliwia to również

¹ Równanie całkowe określające macierz S można zapisać

$$S = V + V \frac{1}{E - H_\xi + i\eta} S; \quad H = H_\xi + V; \quad V = \delta V + \varepsilon.$$

Stosując pierwsze przybliżenie możemy zapisać zamiast S po prawej stronie jeszcze raz całą prawą stronę, a w pierwszym przybliżeniu tylko człon z V

$$S = V + V \frac{1}{E - H_\xi + i\eta} V + \dots = \delta V + \varepsilon + \delta V \frac{1}{E - H_\xi + i\eta} \varepsilon + V \frac{1}{E - H_\xi + i\eta} \delta V + \varepsilon \frac{1}{E - H_\xi + i\eta} \delta V + \\ + \varepsilon \frac{1}{E - H_\xi + i\eta} \varepsilon.$$

Obliczając element macierzowy przejścia $\langle X_0(\xi) \Psi_a(r) | S | X_0(\xi) \Psi_a(r) \rangle$ widzimy, że wartość pierwszego członu wynosi zero, ponieważ $\langle X_0 | \delta V | X_0 \rangle = 0$, człon czwarty i piąty pomijamy, jako że pierwszy z nich daje wzbudzenia wyższe niż dipolowe, drugi emisję dwóch kwantów γ .

zaniedbanie korelacji w stanie podstawowym, a więc pozwala na wzięcie zwykłych funkcji falowych $X_0(\xi)$ modelu powłokowego.

Pierwszy człon we wzorze (1), to typowe oddziaływanie wprost ($D-I$) odpowiadające sytuacji przedstawionej na rys. 2a. Drugi człon odpowiada odwróconemu w czasie rysunkowi 2b, opisuje on sytuację, w której oddziaływanie elektromagnetyczne (ε) wzbudza układ cząstka-dziura w rdzeniu, a następnie dzięki potencjałowi $\delta V = (V - \bar{V})$ energia zostaje przekazana na emisję zewnętrznego nukleonu.

Odrzucenie dalszych członów odpowiada pominięciu wzbudzeń bardziej skomplikowanych lub uwzględniających korelacje w stanie podstawowym.

W sytuacji, gdy mamy do czynienia z dobrze zdefiniowanym rezonansem, a takim rezonansem jest rezonans gigantyczny o energii E_D i szerokości Γ_D , możemy mianownik zastąpić wyrażeniem²:

$$E - E_D + \frac{i}{2} \Gamma_D + \hbar\omega; \text{ tzn. } H \Rightarrow E_D - \frac{i}{2} \Gamma_D.$$

Dotychczas stosowaliśmy opis mikroskopowy. Wprowadzenie do opisu interesujących nas zjawisk rezonansu gigantycznego jest posłużeniem się informacjami makroskopowymi o drganiu jądra jako całości, ściślej, sfery protonowej w stosunku do neutronowej.

Jeżeli przyjmiemy, że potencjał zaburzający jest postaci: $\delta V \approx \lambda \varepsilon(r) \varepsilon(\xi)$ (λ — określa znak i natężenie sił odpowiedzialnych za zaburzenia), to wzór (1) można zapisać w postaci:

$$S_{am} = \langle X_0 \Psi_a | \varepsilon(r) | X_0 \Psi_m \rangle + \\ + \frac{1}{E - E_D + \frac{i}{2} \Gamma_D + \hbar\omega} \langle X_0 \Psi_a | \left\{ \varepsilon(r) \left[\lambda \sum_i \varepsilon(\xi_i) + \lambda \sum_i \varepsilon(\xi_i) \sum_i \varepsilon(\xi_i) \right] \right\} | X_0 \Psi_m \rangle. \quad (2)$$

Zajmijmy się na razie drugim członem we wzorze (2).

Biorąc kombinacje poszczególnych operatorów odrzucamy te, w których występuje pojedynczo $\sum_i \varepsilon_i(\xi_i)$, ponieważ:

$$\langle X_0(\xi) | \sum_i \varepsilon(\xi_i) | X_0(\xi) \rangle = 0$$

² Rezonanse gigantyczne są naturalnym uogólnieniem stanów modelu powłokowego na obszar dodatnich energii. Rezonanse te są kwasistacjonarne, tzn. żyją stosunkowo długo, typowe ich szerokości zawierają się w przedziale 1—3 MeV. Można (i było to obserwowane) zauważyć ich mikrostrukturę, która składa się z wąskich (części elektronowolta) rezonansów związanych z jądrem złożonym. Przypomnieć należy, że można przejść w sposób niemal ścisły od modelu mikro- do makrostruktury, czego rezultatem jest np. zachowanie się średniej funkcji mocy dla stanów złożonych (tych, które produkuje $V(r, \xi)$) oddającej kształt i sumaryczną szerokość rezonansu jednocząstkowego.

W sytuacji, gdy rozmycie energetyczne wiązki $\Delta E \gg$ niż odległość stanów złożonych, jest zupełnie poprawne posłużenie się kształtem rezonansu jednocząstkowego zamiast opisu opartego o nakładające się na siebie wąskie stany złożone.

i otrzymujemy:

$$\frac{1}{E - E_D + \hbar\omega + \frac{i}{2}\Gamma_D} \langle X_0 \Psi_a | \varepsilon(r) \lambda \sum_i \varepsilon_i(\xi_i) \sum_i \varepsilon_i(\xi_i) | X_0 \Psi_m \rangle,$$

ponieważ $\varepsilon(r)$ działa tylko na nukleon walencyjny, można zapisać:

$$\frac{1}{E - E_D + \hbar\omega + \frac{i}{2}\Gamma_D} \langle \Psi_a | \varepsilon(r) | \Psi_m \rangle \langle X_0 | \sum_i \varepsilon_i(\xi_i) \sum_i \varepsilon_i(\xi_i) | X_0 \rangle.$$

Zastanówmy się teraz chwilę nad sensem drugiej części omawianego wzoru.

Dla dwóch stanów rdzenia typu cząstka-dziura $|m_i\rangle$ i $|n_j\rangle$ obecność oddziaływań cząstka-cząstka oznacza oddziaływanie cząstka-dziura. Pojawienie się tych oddziaływań powoduje, że stany będą się ze sobą mieszały, pojawią się niediagonalne elementy w hamiltonianie opisującym rdzeń³.

$$\langle m_i | H | n_j \rangle = C_1 \langle m_j | \delta V | i n \rangle + C_2 \langle j m | \delta V | i n \rangle$$

C_1, C_2 — odpowiednie współczynniki Clebscha-Gordona.

Diagonalizując hamiltonian tak, aby otrzymać rzeczywiste uwzględniające oddziaływanie cząstka-dziura stany, bierzemy tylko pod uwagę człon przy C_1 (oznacza to opuszczenie oddziaływań wymiennych jako małych). Ponadto przyjmujemy separowalną postać elementu macierzowego, jak to było już poprzednio zaznaczone. Rezultat (rys. 4) jest taki, że tylko jeden poziom jest wyraźnie przesunięty w stosunku do niezaburzonych poziomów jednocząstkowych. Zabiera on prawie całe prawdopodobieństwo wzbudzenia poziomów niezaburzonych Γ_i . Można go interpretować jako wynik superpozycji stanów cząstka-dziura i znany jest pod nazwą dipolowego rezonansu gigantycznego $E1$, a wyrażenie

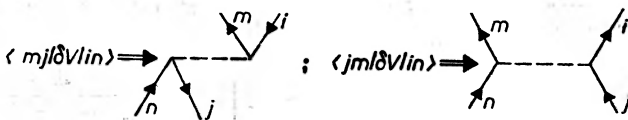
$$\langle X_0(\xi) | \lambda \sum_i \varepsilon_i(\xi_i) \sum_i \varepsilon_i(\xi_i) | X_0(\xi) \rangle = \Delta E$$

opisuje przesunięcie tego rezonansu od średniego położenia niezaburzonych poziomów cząstka-dziura w modelu powłokowym.

Tak więc wzór (2) przyjmuje ostatecznie postać:

$$S_{am} = \left(1 + \frac{\Delta E}{E - E_D + \hbar\omega + \frac{i}{2}\Gamma_0} \right) \langle X_0 \Psi_a | \varepsilon | X_0 \Psi_m \rangle. \quad (3)$$

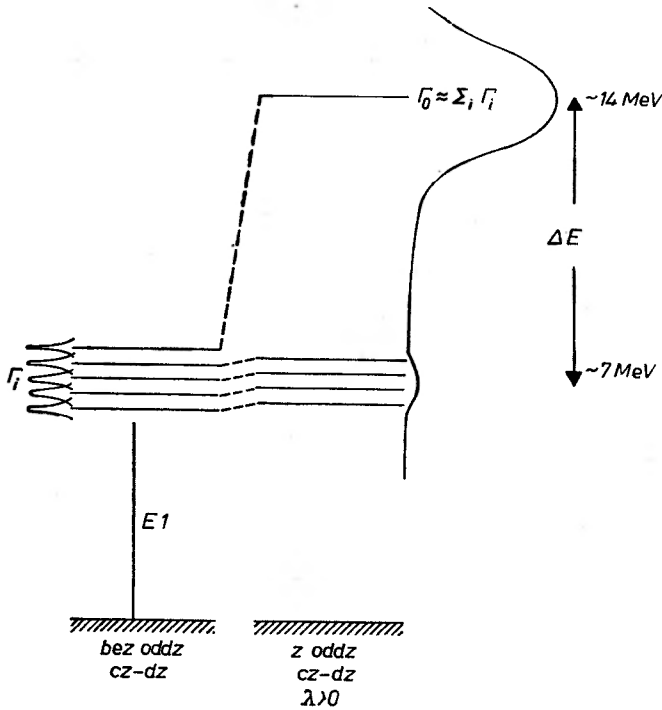
Wprowadzenie ΔE oraz $H \Rightarrow E_D - \frac{i}{2}\Gamma_D$ jest postępowaniem na tym samym poziomie przybliżeń, a wartości E, E_D, Γ_D najrozsądniej jest wziąć w oparciu o dane doświadczalne.



Ponieważ energie niezaburzonych stanów dipolowych jednocząstkowych dla jąder w pobliżu ołowiu szacuje się na około 6 do 8 MeV, a położenie rezonansu gigantycznego $E1$ na około 14 MeV, stąd $\Delta E \approx 7$ MeV. $\Gamma_D \approx 4$ MeV, w rezonansie:

$$\left| 1 + \frac{\Delta E}{E - E_D + \hbar\omega + \frac{i}{2}\Gamma_D} \right|^2 = 1 + 4(\Delta E/\Gamma_D)^2 = 12 \div 14 .$$

O ile obliczenia prowadzone w oparciu o pierwszy człon ($D-I$) źle odtwarzają dane doświadczalne, o tyle wprowadzenie drugiego członu, opisującego proces znany w literaturze pod nazwą „semi-direct“ ($S-D$), prowadzi do pełnej zgod-



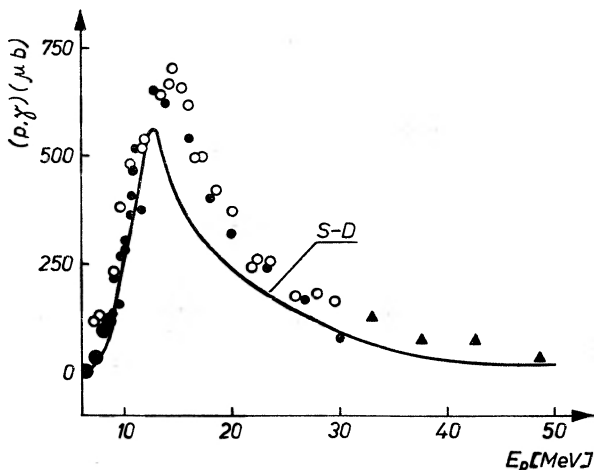
Rys. 4. Lewa strona przedstawia schematycznie układ poziomów jednocząstkowych i ich szerokości w modelu Nilssona, takich, które mogą powstawać przy wzbudzeniu $E1$. Po prawej te same poziomy po uwzględnieniu oddziaływania cząstka-dziura

ności ilościowej i jakościowej. Ostateczną postać wzoru na przekrój czynny związany z omawianymi procesami: $D-I$ oraz $S-D$ można zapisać w następującej formie:

$$\sigma_{N\gamma}^{S-D}(E_\gamma) = \frac{8\pi z^2 e^2 M_N}{6A^2 k_N \hbar^3 c^3} \sum_{n,l,l',j,j'} F(l, l', j, j') \left| \int_0^\infty \Psi_{nlj}(r) r^3 \Psi_{l'j'}(r) dr \right|^2 \times \\ \times E_\gamma^3 \left| 1 + \frac{(\Delta E)^2 + 2\Delta E(E_\gamma - E_D)}{(E_\gamma - E_D)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_D^2} \right|^2 \quad (4)$$

gdzie: M_N , k_N — zredukowana masa i liczba falowa nalatującego nukleonu, F — prosta funkcja zależna od orbitalnych i całkowitych momentów pędów nukleonu padającego i związanego. Ψ_{nlj} , $\Psi_{l'j'}$ — funkcje falowe nukleonu związanego i padającego.

Omawiane podejście było zastosowane dla jąder ^{60}Ni , ^{82}Se , ^{90}Zn , ^{100}Mo , ^{142}Ce , ^{208}Pb , ^{209}Bi . Typowy przebieg wyników doświadczalnych i obliczeń teoretycznych przedstawia rys. 5.



Rys. 5. Zależność przekroju czynnego reakcji $^{142}\text{Ce}(p, \gamma)$ od energii wychwytywanych protonów. Krzywa ciągła oznacza przewidywania oparte o teorię $S-D$ wg pracy [3]

Podobne rezultaty jak w teorii Browna otrzymuje się przy innych podejściach, np. rozważając wzbudzenie wibracji dipolowych przez nalatującą cząstkę [4]. Ważnym rezultatem tego podejścia jest dosyć dokładne oszacowanie wskazujące, że

$$\sigma_{N\gamma}(E2) : \sigma_{N\gamma}(M1) : \sigma_{N\gamma}(E1) = 1 : 1 : 100 .$$

Dla pełnego zilustrowania stanu teorii radiacyjnego wychwytu należy również powiedzieć o modelu jądra złożonego.

Przekrój czynny na radiacyjny wychwyt nukleonu z utworzeniem jądra złożonego można zapisać w postaci

$$\sigma_{N\gamma}^{C-N}(E_\gamma) = \sum_{nl} \sigma_c(E_N, l, j) \frac{\Gamma_\gamma(E_\gamma)}{\Gamma_n} , \quad (5)$$

gdzie σ_c — jest przekrojem czynnym na utworzenie jądra złożonego, Γ_γ , Γ_n — prawdopodobieństwo emisji kwantu γ i neutronu z jądra złożonego.

Rozpisując wzór (5) otrzymujemy:

$$\sigma_{N\gamma}^{C-N}(E_\gamma) = \frac{0,06 (NZ/A)}{2\pi^2 \hbar^2 c^2} \sum_{l,j} \sigma_c(E_N, l, j) \frac{\varrho_{A+1}(U) \exp[a(E_\gamma - E_D)]}{\int_0^{E_n} E_n \sigma_{\text{inv}} \varrho_A(U) dU} \times \\ \times E_\gamma^3 \frac{\Gamma_D}{E_D [(E_\gamma - E_D)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_D^2]} , \quad (6)$$

gdzie $\rho_{A+1}(U)$, $\rho_A(U)$ gęstości poziomów jądra po reakcji (N, γ) i (N, n') jako funkcje energii wzbudzenia i spinów, σ_{inv} — przekrój czynny procesu odwrotnego do (N, n') , N — oznacza tutaj nukleon, α — parametr charakteryzujący kształt rezonansu gigantycznego.

Przedstawiona tu postać przekroju czynnego w oparciu o teorię jądra złożonego ($C-N$) jest postacią uproszczoną, gdzie w jawny sposób nie wypisano zależności od momentu orbitalnego l i całkowitego momentu pędu j chwytanego nukleonu.

Z wzorów (4) i (6) widać, że obydwa one posiadają człony bardzo podobne w kształcie, a przy odpowiednim doborze parametrów gęstości poziomów i parametru α pozostałe czynniki mogą być stosunkowo wolnozmiennie, tak że można otrzymać podobne zachowanie jakościowe krzywych wzbudzenia. O ilościowym decydować będą występujące w podanych wzorach stałe.

W świetle obecnych informacji wiadomo, że stałe te powodują, iż $S-D \gg D-I \approx C-N$.

Model $S-D$ stosuje się obecnie z dużym powodzeniem do odtwarzania danych eksperymentalnych, łącząc w sposób zadowalający nasze informacje o oddziaływaniach cząstka-dziura (prowadzących do rezonansu gigantycznego $E1$) ze związanym z tym mechanizmem w jedną całość.

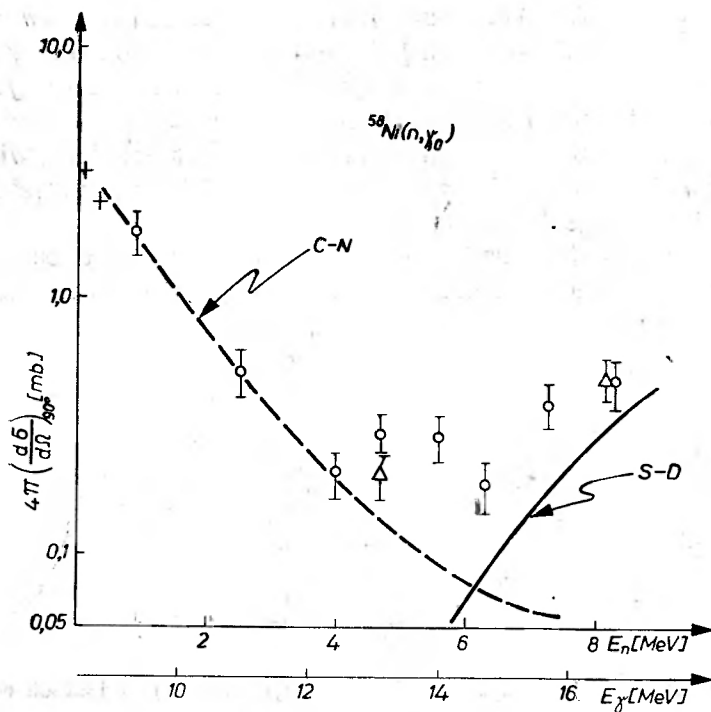
Przyjrzyjmy się teraz bliżej rodzajowi danych doświadczalnych, które mogą służyć do weryfikacji omawianych podejść teoretycznych.

Najczęściej mierzy się całkowite przekroje czynne radiacyjnego wychwytu nukleonów metodą aktywacyjną i porównuje z obliczeniami teoretycznymi w formie: $\int_0^{E_n+B} \sigma_{N\gamma}(E_\gamma) dE_\gamma$. W takim postępowaniu tkwi założenie, że szerokość

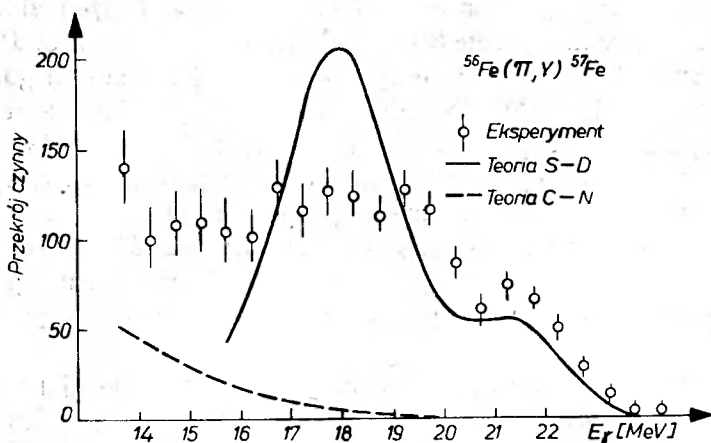
$\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, i o ile to jest energetycznie możliwe, to w konkurencji z drugim kwantem γ w kaskadzie zawsze wygrywa neutron. Stąd warunkiem otrzymania produktu reakcji (N, γ) jest żądanie, aby pierwszy kwant γ posiadał energię dostatecznie dużą $E_\gamma > E_n$ — taką, aby jądro nie było zdolne wyemitować neutronu. Takie wyniki analizowane są na rys. 5.

Wydaje się, że w zakresie energii nukleonów E_N od 10 do 20 MeV otrzymuje się dobrą zgodność z przewidywaniami opartymi o teorię $S-D$. Możliwości doświadczalne pozwalają na uzyskiwanie wyników z dokładnością do 20% przy ΔE_N ok. 0,4 MeV.

Inną, choć dużo trudniejszą metodą badania reakcji wychwytu jest śledzenie, w funkcji energii nukleonów, zmian natężenia przejścia γ bezpośrednio do stanu podstawowego lub jednego z niżej leżących stanów jądra końcowego. W takim procesie energia kwantów γ wzrasta wraz ze wzrostem energii padających nukleonów. W pomiarach tego typu, gdy padającym nukleonem jest neutron, stosuje się specjalne systemy osłon, impulsowaną wiązkę w akceleratorze i metodę czasu przelotu do wydzielenia stosunkowo małego efektu, z reakcji (n, γ) , na silnym tle. Przykład otrzymanych rezultatów przedstawia rys. 6. Z rysunku tego widać, że dla wysokoenergetycznych kwantów γ , tutaj dla $E_\gamma \geq 14$ MeV, głównym mechanizmem emisji γ staje się proces $S-D$.



Rys. 6. Zależność przekroju czynnego na emisję kwantu γ do stanu podstawowego w ^{58}Ni wg [5]



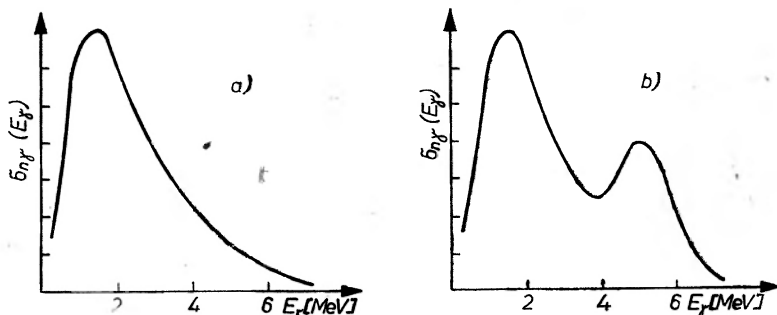
Rys. 7. Wysokoenergetyczna część widma γ z reakcji $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$ wg [9]

Podobny rezultat otrzymuje się w oparciu o pomiar całego wysokoenergetycznego widma γ (rys. 7). Pomiary takie są niezwykle trudne i mało jest znanych wysokoenergetycznych widm kwantów γ towarzyszących radiacyjnemu wychwytwi nukleonów o energiach $E_N \geq 10$ MeV.

Dotychczas zajmowaliśmy się obszarem energii wychwytywanych nukleonów, który stwarzał energetyczne warunki emisji kwantów γ z obszaru rezo-

nansu gigantycznego $E1$. Zainteresowanie wychwytem nukleonów o mniejszych energiach, szczególnie dla ciężkich jąder, musi ograniczyć się do neutronów ze względu na barierę kulombowską w przypadku cząstek naładowanych. Tak więc ograniczymy się teraz do neutronów w obszarze energii od termicznych do kilku MeV. Ze względu na dobre zdolności rozdzielcze padającej wiązki, prawie o trzy rzędy większe przekroje czynne, staje się możliwe wykorzystanie techniki opartej o detektory germanowe.

Dla energii padających neutronów rzędu kilku MeV, większość prac opierała się dotąd na detekcji γ za pomocą metod wykorzystujących technikę scyntyla-



Rys. 8. Dwa skrajne przypadki obserwowanych widm γ w jądrach ciężkich

cyjną. Jak wynika z tych prac, kształt widma γ niewiele zależy od energii neutronów w interesującym nas obszarze energii. Kształty tych widm przyjmują na ogół formę pośrednią pomiędzy przedstawionymi na rys. 8. Przypadek 8a dobrze opisywany jest przez konwencjonalną teorię jądra złożonego. W obszarze energii neutronów $E_n = \langle 0-1 \rangle$ MeV dla tego przypadku widm dobrze jest również opisywane zachowanie się krzywych wzbudzenia, a dla energii do E_n ok. 4 MeV zgodność ta, chociaż pogarsza się, nie jest jednak rażąco zła. Tym przypadkiem nie będziemy się zajmować; wydaje się, że doskonalenie zgodności przewidywań teoretycznych z doświadczeniem prowadzi do modyfikacji gęstości poziomów, coraz lepszych współczynników transmisji na wejście neutronów do jądra oraz wnikliwszym uwzględnianiu procesów konkurencyjnych.

Widma o kształcie takim jak na rys. 8b różnią się w swojej części wysokoenergetycznej od przewidywanych przez konwencjonalny (choć niezbyt ścisły) model jądra złożonego. To anomalne wzmocnienie w wysokoenergetycznej części widma nazywał będe *bump*.

Ogólne informacje doświadczalne wskazują, że *bump* występuje w okolicach liczb masowych $A = 60, 130, 200$, a jego kształt jest mało czuły na energię neutronów. Polowość emitowanych kwantów γ jest $M1$ i $E1$ na ogół z wielokrotnie zwiększonym prawdopodobieństwem przejść w stosunku do ocen otrzymanych dla przejść jednocząstkowych⁴.

⁴ Sugeruje to naturę kolektywną wzbudzanych stanów.

Teoria jądra złożonego w dokładnej formie, jak to pokazano w pracach grupy warszawskiej [6] zajmującej się tą problematyką, może odtwarzać w sposób zupełnie zadowalający widma jak i charakter oraz wartości bezwzględne przekrojów czynnych dla E_n do 5 MeV. Zgodność ta jest uwarunkowana dokładniejszą, niż popularnie stosowana, szerokością emisji kwantów γ uwzględniającą występowanie obok rezonansu gigantycznego $E1$ rezonansu karlego (patrz rys. 3), którego natura jest dotychczas nie znana. Jeżeli chodzi o podejście podobne jak w poprzednio omawianej teorii $S-D$, to jest ono na razie na etapie rozważań czysto jakościowych, powiedzmy nawet spekulacji, nie mniej i w tym podejściu niezwykle istotną, podstawową, jest sprawa interpretacji karlego rezonansu. Tej sprawie poświęcimy chwilę uwagi.

Uzasadnienia istnienia karlego rezonansu można budować w oparciu o schemat poziomów Nilssona. Przy energiach wzbudzenia 6—8 MeV ponad poziom podstawowy mamy w niektórych jądrach zgrupowania poziomów, które mogą powstać przy wzbudzeniu $E1$ (rys. 4).

Z tego co poprzednio mówiliśmy, oddziaływanie cząstka-dziura jest odpowiedzialne za powstanie rezonansu gigantycznego $E1$, a szerokość stanów mało zaburzonych przez to oddziaływanie jest mała. Możliwe, że ta mała część prawdopodobieństwa daje o sobie znać w postaci zgrupowania poziomów ok. 6 MeV. Inne wyjaśnienie opiera się na tym, że przy wzbudzeniach ok. 6 MeV można oczekiwać wzbudzeń $M1$ polegających na zjawisku odwrócenia spinu nukleonu bez zmiany jego momentu orbitalnego (spin-flip). Wg ocen Mottel-sona [7] oraz danych doświadczalnych na akt taki potrzeba ok. 5,5 MeV, tak więc rezonans karli mógłby być po prostu rezonansem gigantycznym $M1$. Dodatkowo przemawia za tym fakt, że zgodnie z ocenami teoretycznymi $\int \sigma_\gamma^{M1} dE_\gamma / \int \sigma_\gamma^{E1} dE_\gamma = 10^{-2}$, a to jest zgodne z informacjami doświadczalnymi.

W tej sytuacji wyjaśnienie mechanizmu omawianej reakcji jest ściśle związane z badaniem natury stanów, które dają karli rezonans, i te dwie sprawy są ze sobą ściśle związane.

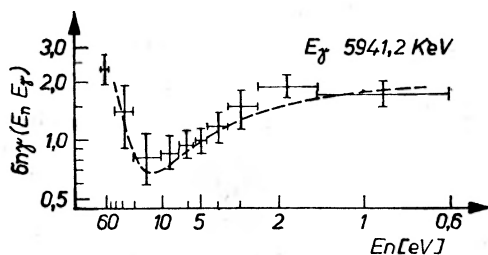
Pewnym przyczynkiem do wyjaśnienia tego zagadnienia może być badanie widm kwantów γ towarzyszących reakcjom (n, n') oraz (d, p) o tak dobranych warunkach energetycznych, aby jądro emitujące kwant γ było wzbudzone do energii takiej jak w procesie (n, γ) . Okazuje się, że widma γ z reakcji $(n, n'/\gamma)$ nie ujawniają występowania *bumpu*, podczas gdy w procesach $(d, p\gamma)$ obserwujemy wzmocnienie wysokoenergetycznej części widma.

Nie wchodząc w spekulacje jakościowe oparte na tym spostrzeżeniu, a biorąc jedynie pod uwagę fakt, że reakcja (n, n') jest związana głównie z tworzeniem jądra złożonego, wtedy gdy (d, p) z procesem bezpośrednim, można oczekiwać, że natura *bumpu* jest następstwem zjawisk związanych z procesami mało złożonymi.

Spróbujmy, dla wyjaśnienia tego zagadnienia odwołać się do pomiarów widm γ wykonywanych za pomocą detektorów germanowych. Pomiaru te wykonywane są na kryształach o pojemności do 30 cm² i zdolnościach rozdzielczych ok. 10 keV. Przy badaniu wychwyków neutronów termicznych i rezo-

nansowych sytuacja jest tego rodzaju, że zdolność rozdzielcza detektora germanowego jest dużo większa niż zakres zmian energii neutronów ($E_n \approx eV$, $\Delta E_{Ge} = 10 \text{ keV}$). Tak więc przesuwanie się linii γ (związanej z przejściem do konkretnego stanu jądra po wychwycie) ze wzrostem energii neutronów mieści się w zakresie 1 keV i jest niezauważalne w widmie mierzonym detektorem germanowym. Pozwala to na łatwą identyfikację przejść i śledzenie zależności energetycznej poszczególnych linii (jednocześnie kilkudziesięciu), a stąd na wysuwanie wniosków o mechanizmie ich powstania.

Mimo tych nowych możliwości powstają również i pewne niedogodności. W ciężkich jądrach można rozdzielić jedynie linie z 2 MeV-ego końca widma, rozdzielić na tyle dobrze, aby możliwe było śledzenie ich intensywności. Nie można otrzymać informacji o wszystkich liniach w *bumpie*. Znajdując się w obszarze dobrze rozdzielonych rezonansów neutronowych ($D > \Delta E_n \gg \Gamma_n$)⁴



Rys. 9. Przykład zależności od energii wychwytywanych neutronów przekroju czynnego (w jednostkach względnych) na emisję konkretnej linii γ w reakcji $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ wg [8]

przy określaniu przekroju czynnego na radiacyjny wychwyt z emisją kwantu γ o energii E_j , możemy zaniedbać niediagonalne elementy w macierzy reakcji i przekrój czynny zapisać jako:

$$\sigma_{n\gamma}(E_n, E_j) = \pi \lambda \lambda_0 \sum g(J) \left| D_j^0 + \sum_{\mu} \frac{(\Gamma_{\mu n}^0)^{1/2} (\Gamma_{\mu j})^{1/2}}{E_{\mu} - E_n - i/2\Gamma_{\mu}} \right|^2,$$

gdzie E_n — energia neutronów, λ_0 , D_j^0 , $\Gamma_{\mu n}$ są długością fali, amplitudą rozpraszania $D-I$ i szerokością neutronową dla 1 eV, E_{μ} — energia rezonansu neutronowego dającego wkład w opisywany przekrój czynny, $g(J)$ — czynnik statystyczny zależny od spinu jądra złożonego J . Rezonansów neutronowych, które mogą ze sobą interferować, jest kilka, a interferencja zachodzi tylko pomiędzy rezonansami o takim samym spinie.

Tego rodzaju analiza przeprowadzona dla paru jąder ciężkich [8] wykazała, że dobre odtwarzanie danych doświadczalnych (np. rys. 9) uzyskuje się przy zaniedbaniu członu D_j^0 związanego z procesem bezpośredniego oddziaływania ($D-I$), a istotnym czynnikiem okazuje się interferencja pomiędzy rezonansami neutronowymi.

W przypadkach niektórych linii występuje potrzeba uwzględnienia członu $D-I$, ale z natężeniem tak małym, że i wtedy można mówić o zdecydowanej

dominacji procesu $C-N$. Z omawianych pomiarów wynika jednoznaczny wniosek: przy radiacyjnym wychwycie neutronów dla energii rezonansowych emisja wysokoenergetycznych kwantów γ jest bardzo dobrze opisywana przez model $C-N$, jeżeli jakieś domieszki $D-I$ istnieją, to są one znikomo małe. Biorąc pod uwagę fakt, że kształt wysokoenergetycznej części widma γ nie zmienia się w zakresie $E_n = \langle 0-3 \rangle$ MeV, jak również intensywność *bumpu* w stosunku do całego przekroju czynnego reakcji (n, γ) nie ulega wyraźnej zmianie, można wniosek z obszaru rezonansu uogólnić na obszar wyższych energii.

Jak pogodzić ten wniosek z wnioskami wypływającymi z badania reakcji ($n, n'\gamma$) i ($d, p\gamma$) nie podważając charakteru $D-I$ reakcji ($d, p\gamma$)?

Można by ostrożnie sugerować odpowiedź, iż w obu przypadkach ingeruje karli rezonans. W reakcjach ($d, p\gamma$) jako stan wejściowy, w (n, γ) jako wyjściowy. Wyniki przyszłych badań przyniosą wyjaśnienie czy karli rezonans stanowi zgrupowanie poziomów jednocząstkowych, czy też ma charakter rezonansu związanego z naturą kolektywną jądra i jest na przykład rezonansem gigantycznym $M1$.

Podsumowując omawiane tutaj problemy oczekiwać należy, że dokładne zrozumienie mechanizmu wychwyty i natury zjawisk towarzyszących emisji wysokoenergetycznych kwantów γ może stworzyć z radiacyjnego wychwyty cenny instrument badania struktury jądra, a w szczególności tych zagadnień, które są związane z rezonansami gigantycznymi i analogowymi.

Abstract: A short description of nuclear structure data subtracted from (p, γ) and (n, γ) reactions is discussed in the first part of this paper.

Following the explanation of the nucleon capture mechanism is given. The possibility of the giant resonance excitation is taken into account.

Literatura

- [1] H. Ejiri, P. Richard, S. Ferguson, R. Heffner and D. Perry, *Nuclear Phys.*, A **128**, 388 (1969).
- [2] G. E. Brown, *Nuclear Phys.*, **57**, 339 (1964).
- [3] C. Longo, F. Saporetti, *Nuovo Cimento*, **56B**, 264 (1968).
- [4] C. F. Clement, A. M. Lane, J. R. Rook, *Nuclear Phys.*, **66**, 173, 293 (1965).
- [5] I. Bergqvist, B. Lundberg, L. Nilsson, N. Starfelt, *Nuclear Phys.*, A **120**, 161 (1968).
- [6] J. S. Brzosko, E. Gierlik, A. Sołtan jr., Z. Wilhelmi, *Raport INR 967/I/PL* (1968).
- [7] B. R. Mottelson, *Proc. Int. Conf. on the Nucl. Structure*, Kingston 1960.
- [8] O. A. Wasson, R. E. Chrien, M. R. Bhat, M. A. Lone, M. Beer, *Phys. Rev.*, **173**, 1170 (1968).
- [9] F. Cvelbar, A. Hudoklin, M. V. Mihailović, M. Najzer, M. Petrisic, *Nuclear Phys.*, A **130**, 413 (1969).

Marian Jaskóła

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Zastosowanie akceleratorów do badania struktury poziomów jądrowych

Accelerators in Nuclear Levels Structure Studies

1. Wymagania stawiane akceleratorom

Obszar energii przyspieszanych cząstek, używany w badaniach fizyki niskich energii, obejmuje zakres od ułamka eV do kilkuset MeV, tj. do progu, przy którym w grę wchodzi powstawanie cząstek elementarnych, przy czym w ostatnich latach ta górna granica energii ulega pewnemu zatarciu. W poszczególnych zakresach energii różne typy akceleratorów posiadają dominujące znaczenie. Do energii 200 keV wykorzystuje się stosunkowo proste akceleratory. W obszarze energii do 1 MeV dominują akceleratory kaskadowe, typu Feliciego czy też ICT (dynamitron). W zakresie energii od 1,5 ÷ 20 MeV (nieodlego do 30 MeV) dominują akceleratory VdG jednostopniowe do 6 MeV, dwustopniowe czyli TANDEM Y do 12 ÷ 20 MeV oraz cyklotrony tradycyjne i ze zmienną energią. Wyższe energie, to dominacja cyklotronu (tradycyjnego i ze zmienną energią) oraz akceleratora liniowego czy też synchrociklotronu na energię rzędu paruset MeV.

Ażeby stany jądrowe można było badać wszechstronnie i wyprowadzać wnioski o tych samych stanach z różnych badań i różnych reakcji, należy dysponować szerokim asortymentem cząstek i płynną regulacją ich energii. Wymagania co do zdolności rozdzielczej i energii maksymalnej rosną w miarę posuwania się w stronę coraz wyższych A i wyższych energii wzbudzeń, wymagania co do różnorodności cząstek zwłaszcza jonów ciężkich rosną, gdy chcemy badać jądra coraz bardziej odległe od linii stabilności.

Na obecnym etapie rozwoju techniki akceleratorowej dla pomiarów fizyki jądrowej niskich energii w obszarze do 30 MeV wykorzystuje się zasadniczo trzy typy akceleratorów:

akceleratory elektrostatyczne VdG i typu TANDEM,
cyklotrony z azymutalną wariacją pola (czyli ze zmienną energią),
akceleratory liniowe.

Potrzeby fizyki jądrowej niskich energii w odniesieniu do akceleratorów można ująć następująco:

1. Energia jonów przeznaczona do badań z dziedziny spektroskopii jądrowej „na wiązce“ zawiera się w granicach $1 \div 30$ MeV (w odniesieniu do jonów jednoładunkowych); energia jonów dla badań mechanizmu reakcji, struktury powierzchni jądra i innych sięga do paruset MeV.

2. Natężenie wiązki jonów (uśrednione w czasie) w granicach $0,1 \div 20 \mu\text{A}$ (nieraz więcej).

3. Małe rozmycie energii ΔE , które dla badań spektroskopowych zawiera się w granicach $0,1\% \div 0,01\%$, a dla niektórych przypadków nawet lepiej.

4. Płynna regulacja energii w zakresie $0,1E_{\text{max}} \div E_{\text{max}}$.

5. Możliwość przyspieszania cząstek w szerokim zakresie mas: $p, d, \text{He} \dots \text{U}$.

6. Dobre parametry wiązki jonów, jak: ogniskowanie, mała rozbieżność wiązki i duża gęstość prądu na jednostkę powierzchni (parametry te wpływają na końcową zdolność rozdzielczą).

7. Dobry stosunek „efekt/tło“, małe tło promieniowania szkodliwego.

8. Małe gabaryty, ekonomiczny w eksploatacji (małe zużycie energii elektrycznej, ciekłego azotu, wody, mały personel obsługi).

9. Niezawodność pracy.

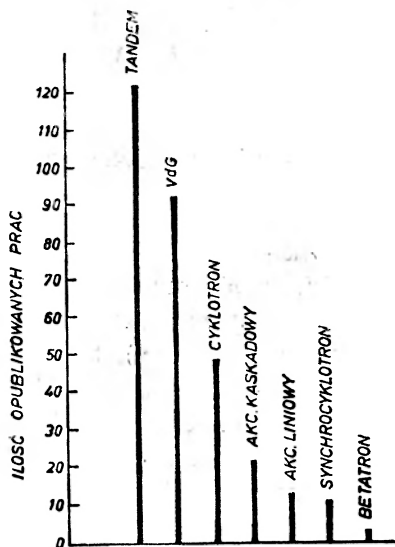
Na podstawie powyższych wymagań należy stwierdzić, że akcelerator liniowy w tym zakresie energii nie wytrzymuje konkurencji z akceleratorem typu tandem i cyklotronem ze zmienną energią.

Cyklotron ze zmienną energią posiada kilka zalet i wad w porównaniu z tandemem. Rozmycie energetyczne wiązki jonów dla wiązki wewnętrznej wynosi kilka procent przy rozbieżności wiązki jonów kilka stopni. Co prawda

Tablica I

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	H ⁻							He ⁻
2	Li ⁻	Be ⁻	B ⁻	C ⁻	N ⁻	O ⁻	F ⁻	
3	Na ⁻	Mg ⁻	Al ⁻	Si ⁻	P ⁻	S ⁻	Cl ⁻	
4	K ⁻ Cu ⁻				Ge ⁻	As ⁻ Cr ⁻ Se ⁻		Br ⁻ Fe-Co-N ⁻
5	Rb ⁻ Ag ⁻				Sn ⁻	Sb ⁻	Te ⁻	I ⁻
6	Cs ⁻ Au ⁻			Tl ⁻	Pb ⁻	Bi ⁻		
Lantanowce								
Aktynowce	U ⁻							

po analizie można osiągnąć dużo mniejsze rozmycie energetyczne, np. 0,1%, ale intensywność wiązki spada wtedy do kilku procent natężenia wiązki wewnętrznej. Powoduje to powstanie dużego tła promieniowania szkodliwego i wiązki rozproszonej. Gęstość prądu na jednostkę powierzchni (np. na 1 mm²) tarczy jest mniejsza, aniżeli w tandemie o 1 rząd wielkości. Kątowa zdolność rozdzielcza jest również gorsza. Zmiana energii przyspieszanych jonów w cyklotronie jest w zasadzie problemem złożonym i natężenie wiązki silnie zależy od energii i od rodzaju cząstek. Dla tych samych parametrów ΔE , średnicy wiązki i rozbieżności wiązki, natężenie wiązki na targacie jest kilkakrotnie mniejsze dla cyklotronów aniżeli dla tandemów (stan na dzień dzisiejszy). Dla eksperymentów, dla których można używać wiązek wewnętrznych (gdy nie zależy nam na dobrej



Rys. 1. Prace z dziedziny reakcji jądowych opublikowane w *Nuclear Physics* w roku 1968 (tomy 105—120), wykonane przy pomocy różnych akceleratorów

zdolności rozdzielczej, np. dla produkcji izotopów i dużych strumieni neutronów) cyklotron jest najcenniejszym akceleratorem. Zakres płynnej regulacji energii dla tandemu wynosi od $0,1E_{\max}$ do E_{\max} i jest operacją stosunkowo prostą, a dla cyklotronu od $0,3E_{\max}$ do E_{\max} i jest procedurą bardziej złożoną. Jeżeli chodzi o asortyment przyspieszanych cząstek, to tak tandem, jak i cyklotron posiadają zalety i wady. Tandem zasadniczo może przyspieszać tylko te cząstki, które tworzą jony ujemne (tablica I [1]). Tandem ma tutaj jednak tę przewagę nad cyklotronem, że źródło jonów może być dowolnie duże i złożone, co w cyklotronie jest znacznie większym problemem. Z innych parametrów również ważnych, to wskaźniki ekonomiczne takie jak, zużycie energii elektrycznej, wody, ciekłego azotu wreszcie liczebność obsługi — i tutaj tandem posiada znaczną przewagę. Pod względem niezawodności pracy można obydwie te akceleratory sklasyfikować jednakowo. Należy stwierdzić, że nie można mówić

o konkurencyjności tych akceleratorów. VdG i tandemy zaspokajają potrzeby fizyków w obszarze niższych energii, a cyklotrony ze zmienną energią w wyższym zakresie. Akceleratory te wzajemnie się uzupełniają. Istnieje obecnie szereg projektów poważnie zaawansowanych, w których tandemem jest inżektorem dla cyklotronu izochronicznego.

Rosną również wymagania co do jakości urządzeń pomiarowych w sumie nie mniej kosztownych niż sam akcelerator. Do ważniejszych urządzeń współpracujących z akceleratorem należy zaliczyć: maszynę matematyczną, spektrometr β , spektrometry γ scyntylacyjne i z detektorem germanowym, spektrometr magnetyczny cz. naładowanych, komory rozprożeń i inne, aparatura elektroniczna w tym głównie analizatory wielokanałowe i szereg innych nie mniej ważnych i kosztownych urządzeń.

Rys. 1 ilustruje zestawienie ilości prac opublikowanych w Nuclear Physics w r. 1968 z dziedziny reakcji jądrowych wykonanych przy użyciu akceleratorów.

2. Zastosowanie reakcji jądrowych do badania struktury jąder atomowych

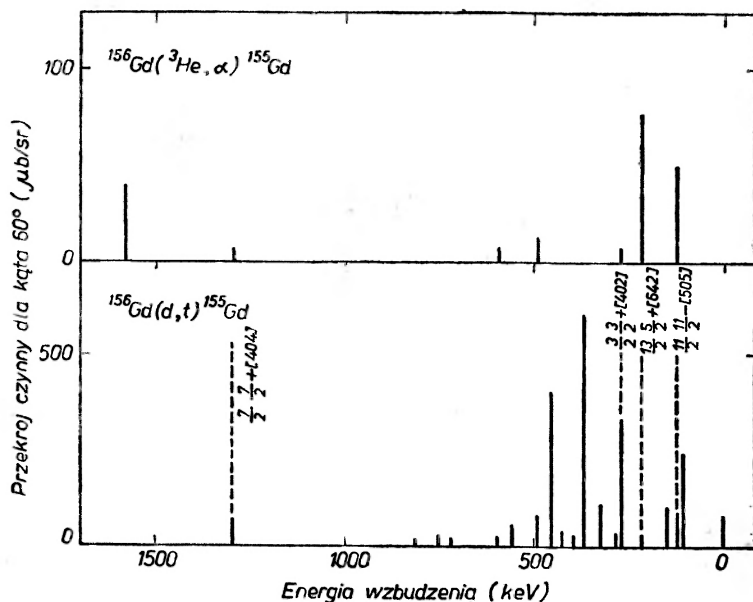
a) Wstęp

Większość informacji, jakie posiadamy o strukturze poziomów energetycznych jąder zwłaszcza ciężkich, pochodziła do niedawna z badań rozpadów promieniotwórczych (spektroskopia α , β , γ). Spowodowane to było brakiem odpowiednich akceleratorów o energii przewyższającej barierę kulombowską jąder ciężkich i posiadających przy tym dostatecznie dobrą zdolność rozdzielczą. Sytuacja ta uległa ostatnio radykalnej zmianie dzięki rozwojowi i zastosowaniu akceleratorów elektrostatycznych typu VdG, tandemów oraz cyklotronów ze zmienną energią.

Szerokie zastosowanie w badaniach struktury poziomów jąder ciężkich znalazły takie reakcje jądrowe, które pozwalają określać pewne specyficzne właściwości poziomów jądrowych. Należą do nich głównie te reakcje jądrowe, które zachodzą zgodnie z mechanizmem bezpośredniego oddziaływania [2]. I tak jednonukleonowa reakcja strippingu i pick-up prowadzi do wzbudzeń jednocząstkowych stanów jądrowych. Jednocząstkowe stany neutronowe mogą być badane przy użyciu reakcji (d, p) , (d, t) . Należy tutaj mieć na uwadze całe mnóstwo innych użytecznych reakcji przekazu jednego nukleonu jak (t, d) , $(^3\text{He}, \alpha)$, szczególnie ta ostatnia jest doskonałym uzupełnieniem reakcji (d, t) i jest bardzo użyteczna do wyznaczania stanów o dużych wartościach l , co ilustruje rys. 2.

Jednocząstkowe stany protonowe badamy najczęściej przy użyciu reakcji $(^3\text{He}, d)$ i $(d, ^3\text{He})$, jednak końcowa zdolność rozdzielcza jest gorsza dla tych reakcji. Reakcja przekazu dwu nukleonów powoduje wzbudzanie stanów dwudziurowych, mogą one również być źródłem informacji o korelacjach par w jądrach. Rozprożenia niesprężyste i wzbudzenia kulombowskie są natomiast

czule na wzbudzenia stanów kolektywnych. Interesującym rozszerzeniem zastosowania reakcji są reakcje transferu jednego nukleonu pomiędzy jądrem a ciężkim jonem, np. ^{17}O , gdzie ruch cząstki można traktować klasycznie. Spośród wielu reakcji jądrowych bliżej zostaną omówione reakcje przekazu jednego nukleonu (neutronu) oraz niesprężyste rozpraszanie deuteronów. Re-



Rys. 2. Porównanie reakcji pick-up (d, t) i ($^3\text{He}, \alpha$). Wyraźnie widać silne wzbudzenie poziomów o dużych wartościach l w przypadku reakcji ($^3\text{He}, \alpha$)

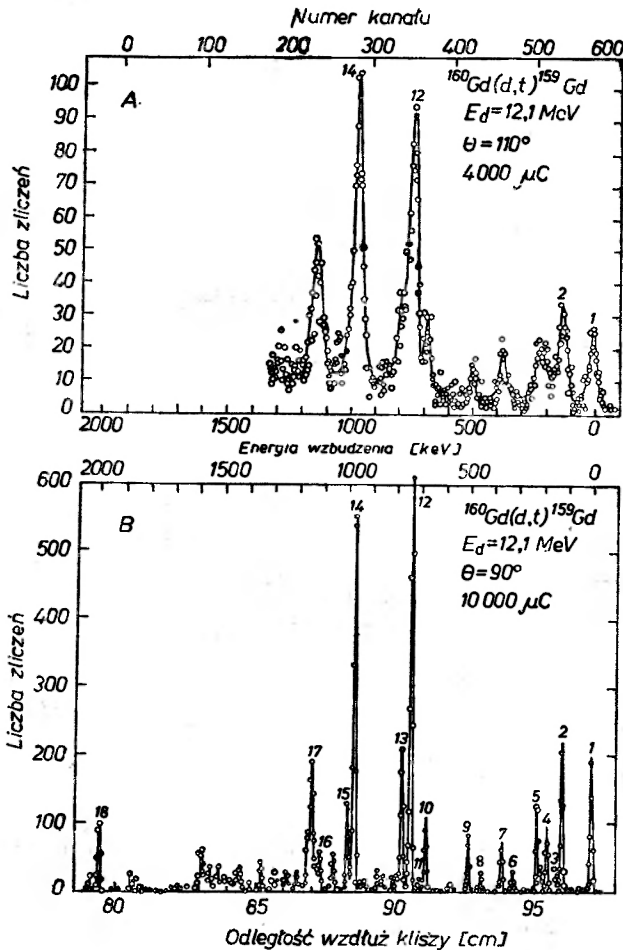
akcje (p, γ), (n, γ), (α, γ) omówione są w innych referatach tego numeru. Bliższe dane o reakcjach przekazu dwu nukleonów można znaleźć między innymi w materiałach z konferencji w Heidelbergu [3] i Dubnej [4, 5].

b) Reakcje przekazu jednego nukleonu

Najszerzej stosowane są do badań reakcje strippingu i pick-up deuteronu, obecnie zwiększa się również ilość prac z zastosowaniem reakcji ($^3\text{He}, d$) czyli z transferem protonu. Zagadnieniem odrębnym jest dobra zdolność rozdzielcza umożliwiająca badanie stanów rotacyjnych w jądrach ciężkich (gdzie w przybliżeniu można przyjąć występowanie około 30 poziomów na 1 MeV; 10 poziomów nilssonowskich, na których dostatecznie silnie wzbudza się średnio po 3 stany rotacyjne) (rys. 3). Pierwsze eksperymenty z dobrą zdolnością rozdzielczą przeprowadził Sheline [6], który badał jądra ^{177}Yb i ^{179}Hf i znalazł dobrą zgodność pomiędzy eksperymentem a teorią strippingu Satchlera [7] dla jąder zdeformowanych z nilssonowskimi funkcjami falowymi i teorią DWBA.

Reakcje przekazu jednego nukleonu pozwalają określać cały szereg parametrów struktury jąder jak:

lokalizację stanów jednocząstkowych neutronowych lub protonowych (l, j, π); l określać można dla niektórych przypadków z kształtu rozkładów

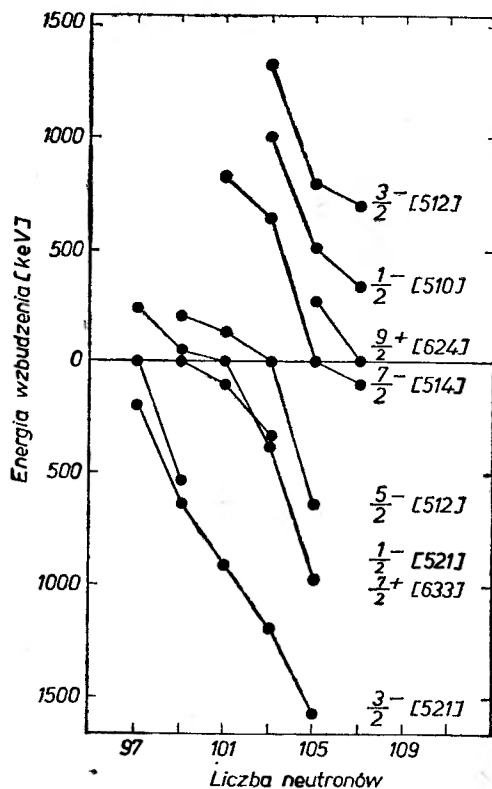


Rys. 3. Widmo energetyczne trytonów z reakcji $^{160}\text{Gd}(d,t)^{159}\text{Gd}$ otrzymane z teleskopu półprzewodnikowego A i ze spektrometru magnetycznego B

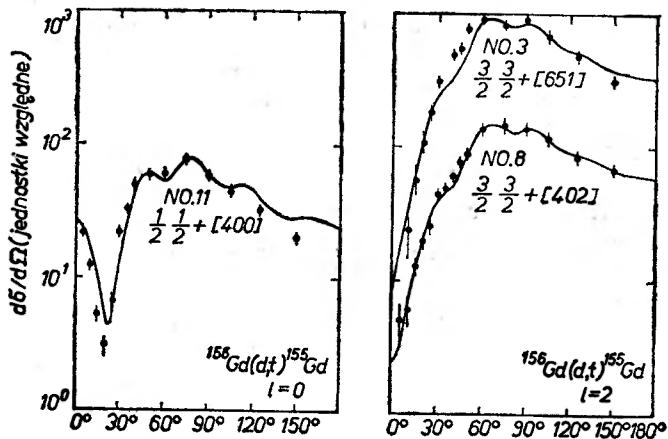
kątowych, z zależności przekrojów czynnych z systematyki poziomów (rys. 4). Rozkłady kątowe są użyteczne dla rozseparowywania l na wartości duże i małe; z wyjątkiem $l = 0, 1$ i 2 nie dają jednoznacznego określenia l (rys. 5) [11, 12];

określenie stopnia zapełnienia stanów jednocząstkowych, wyznaczanie współczynników U i V (rys. 6);

energię wiązania neutronu $S_n = 6,258 \text{ MeV} - Q(d, t)$ dla $A \rightarrow A-1$, $S_n = 2,225 \text{ MeV} + Q(d, p)$ dla $A-1 \rightarrow A$;



Rys. 4. Energie wzbudzenia jednocząstkowych stanów neutronowych w izotopach Yb. Stany dziurowe (hole state) zaznaczone są na ujemnej skali energii



Rys. 5. Rozkłady kątowe grup trytonów dla $l_n = 0$ i 2. Krzywa ciągła przedstawia rezultaty obliczeń metodą DWBA

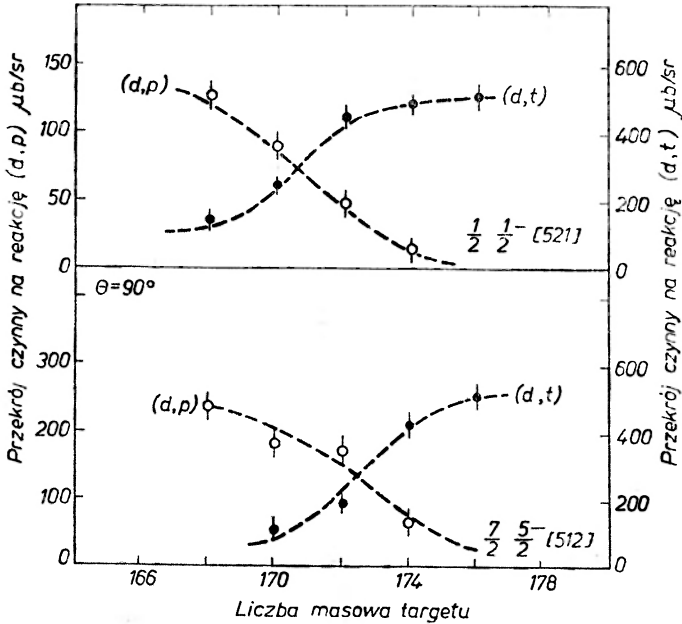
moment bezwładności I z pasm rotacyjnych;

zagadnienie sprzężenia stanów, np. sprzężenie Coriolisa i sprzężenie stanów o tych samych spinach i parzystościach i $\Delta N = 2$;

testowanie funkcji nielsonowskich, doświadczalne wyznaczanie współczynników $C_{j,l}$ [8, 9, 10];

inne jak parametr rozprężenia a , parametry modelu optycznego itp.

Dalej zajmiemy się reakcjami przekazu jednego nukleonu pod kątem zastosowania ich do badań struktury poziomów przede wszystkim jąder zdeformowanych. W reakcjach strippingu, np. (d, p) ulatujący proton niesie in-



Rys. 6. Przekrój czynny na reakcję (d, p) i (d, t) dla stanów $1/2 \ 1/2^- [521]$ i $7/2 \ 5/2^- [512]$ w funkcji liczby masowej jąder targetu (dla izotopów Yb)

formacje o momencie pędu $l\hbar$ z jakim neutron wszedł do jądra końcowego bez wzbudzania jakiegokolwiek innych stopni swobody. Zostało to stwierdzone w pierwszych pracach Butlera, gdzie z charakteru rozkładów kątowych można wyznaczyć l , mianowicie pierwsze główne maksimum przesuwają się w stronę wyższych kątów wraz ze wzrostem l .

Ogólnie wyrażenie na przekrój czynny na przekazanie nukleonu na określony stan wyrazić można w postaci:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} N^{(+)} \sum_{j,l} \sigma_l(\theta) S_{j,l}^{(+)} \quad (1)$$

Dla parzysto-parzystych jąder wyrażenie (1) przyjmuje postać niezwykle prostą

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2j+1) N^{(+)} \sigma_l(\theta) S_{j,l}^{(+)} \quad (2)$$

Czynnik normalizacyjny N jest stały i wynosi 1,5 w przypadku reakcji (d, p) i Hutthenowskiej funkcji falowej dla deuteronów. Stała ta dla reakcji (d, t) wynosi $\sim 3,0$.

Wyrażenia (2) można napisać w postaci innej wprowadzając czynniki U^2 i V^2 , które są miarą stopnia zapełnienia lub niezapełnienia stanów jądra tarczy (j, l), a które łączą się ze współczynnikiem spektroskopowym w postaci:

$$U^2 = \frac{2j+1-n(j)}{2j+1} = \sum S_{jl}^{(+)} \quad (3)$$

$$V^2 = \frac{n(j)}{2j+1} = \sum S_{jl}^{(-)}; \quad U^2 + V^2 = 1.$$

Dla określonego stanu całkowity przekrój czynny na reakcję strippingu i pick-up dla parzystej tarczy przyjmie postać:

$$\frac{d\sigma^{(+)}}{d\Omega} = (2j+1)N^{(+)}\sigma_l(\theta)U^2, \quad \frac{d\sigma^{(-)}}{d\Omega} = (2j+1)N^{(-)}\sigma_l(\theta)V^2. \quad (4)$$

Wyrażenie σ_l zawiera w sobie wszystkie zależności kątowe przekroju czynnego. Wartość tę można obliczyć stosując prostą teorię Butlera lub bardziej dokładnie przy użyciu przybliżenia fal zaburzonych DWBA. Istnieje szereg gotowych programów na obliczanie σ_l , wielkości, najbardziej znany jest program SALLY [13] i poprawiona wersja tego programu JULIE.

Parametry modelu optycznego stosowane do tych obliczeń otrzymane są z analizy elastycznie rozproszonych deuteronów, protonów lub trytonów odpowiednio na jądrze targetu lub jądrze końcowym dla określonych energii. W modelu sferycznym jądrowca funkcja falowa $\Phi_{Njl}(\vec{r})$ scharakteryzowana jest przez oscylatorową liczbę kwantową N , całkowity moment pędu j , orbitalny moment pędu l . Deformacja powierzchni jądra powoduje to, że j nie jest nawet w przybliżeniu dobrą liczbą kwantową, natomiast stałe w ruchu są: rzut tej wartości na oś symetrii jądra Ω , liczba kwantów oscylatora n_z wzdłuż osi symetrii i składowa orbitalnego momentu pędu A na ten kierunek. W jądrach zdeformowanych stany modelu powłokowego są rozdzielone na $j+1/2$ stanów i otrzymujemy $\Omega = 1/2, 3/2, \dots, j$ stanów. Są to jednocząstkowe stany nielssońskie [14] scharakteryzowane przez ich asymptotyczne liczby kwantowe $[N, n_z, A]\Omega\pi$ wraz z rzutem całkowitego momentu pędu Ω i parzystością π . Na każdym z takich stanów może powstać pasmo rotacyjne przez dodanie rotacyjnego momentu pędu jądra R . Dla określonego stanu, j przyjmuje wartości: $N+1/2 \geq j \geq \Omega$, przy czym l ma taką samą parzystość jak N . Np. dla stanu $N=6$ i $\Omega=5/2$ może powstać pasmo rotacyjne $(j, l) = (5/2, 2), (7/2, 4), (9/2, 4), (11/2, 6), (13/2, 6)$. W przypadku badania reakcji strippingu jest bardzo wygodne rozwinięcie zdeformowaną funkcję falową na funkcje sferyczne $\Phi_{Njl\Omega}$ w postaci

$$\chi = \sum_j C_{jl}(N\Omega)\Phi_{Njl\Omega}, \quad (5)$$

C_{jl} są współczynnikami rozwinięcia. Zdeformowana funkcja falowa jest oznaczona oscylatorową liczbą kwantową N i rzutem całkowitego momentu pędu Ω (dla pewnych przypadków stany różniące się o dwie jednostki w N mogą być silnie zmieszane). Współczynniki C_{jl} dla różnych stanów nilssonowskich zostały stabilaryzowane przez Shelina [6] i Chi [15] dla różnych wartości współczynników deformacji β . Dla określonego stanu nilssonowskiego suma po j z kwadratów współczynników rozwinięcia wynosi 1.

$$\sum_j C_{jl}^2(N, \Omega) = 1. \quad (6)$$

Wyrażenie na przekrój czynny na wzbudzenie określonego stanu nilssonowskiego można napisać teraz w postaci:

$$\frac{d\sigma^{(+)}}{d\Omega} = 2C_{jl}^2 N^{(+)} \sigma_i^{(+)}(\Theta) U^2, \quad \frac{d\sigma^{(-)}}{d\Omega} = 2C_{jl}^2 N^{(-)} \sigma_i^{(-)}(\Theta) V^2. \quad (7)$$

W przypadku parzysto-parzystego jądra tarczy z obszaru jąder zdeformowanych neutron przekazany w wyniku reakcji (d, p) lub (d, t) prowadzi do wzbudzenia jednego z poziomów pasma rotacyjnego o spinach $I_j = \Omega, \Omega + 1, \dots$, zbudowanych na określonym stanie jednocząstkowym. Kwadraty współczynników rozwinięcia C_{jl} podają więc względne obsadzenie poszczególnych poziomów pasma rotacyjnego, jeżeli uwzględnimy oczywiście zależność przekroju czynnego od orbitalnego momentu pędu l i od wartości Q -reakcji dla danego przejścia (obliczenia normujemy dla tej samej wartości Q). Przykładowo poziom nilssonowski $5/2 + (642)$ posiada następujące współczynniki rozwinięcia C_{jl}^2 :

j, l	13/2, 6	11/2, 6	9/2, 4	7/2, 4	5/2, 2
C_{jl}^2	0,8427	0,0132	0,1364	0,0034	0,0042

Na tej podstawie można przewidzieć, że w pasmie rotacyjnym zbudowanym na poziomie nilssonowskim $5/2 + (642)$ najsilniej wzbudzany jest poziom o $j = 13/2$, poziom ów pochodzi z powłoki $i_{13/2}$ modelu powłokowego.

Interpretacja widm emitowanych produktów w wyniku reakcji (d, p) i (d, t) oparta jest na przewidywanym przekroju czynnym, który daje charakterystyczny rozkład natężeń poziomów danego pasma rotacyjnego oraz na zależnościach energetycznych dla poziomów danego pasma rotacyjnego [6, 8, 9, 10]. Dużą pomocą w interpretacji poziomów jest to, że niektóre jądra końcowe można osiągać jednocześnie przez reakcję (d, p) , (d, t) i inne jak $(^3\text{He}, \alpha)$, np.: $^{154}\text{Gd}(d, p)$ ^{155}Gd , $^{156}\text{Gd}(d, t)$ ^{155}Gd , $^{156}\text{Gd}(^3\text{He}, \alpha)$ ^{155}Gd we wszystkich przypadkach jądrem końcowym jest ^{155}Gd . Dla analizy bardziej złożonych przypadków należy korzystać z dodatkowych informacji jak:

- dane z niesprężystego rozpraszania,
- dane ze wzbudzeń kulombowskich,
- dane z analizy pełnych rozkładów kątowych,
- dane z rozpadów promieniotwórczych i inne.

Dla niskich energii wzbudzeń (do 1 MeV) większość poziomów wzbudzanych przez reakcję transferu jednego nukleonu może być opisana przez stany rotacyjne zbudowane na jednocząstkowych stanach nilssonowskich. Względna populacja stanów jest dla wielu przypadków w bardzo dobrej zgodności z teorią. Jeżeli do opisu włączy się jeszcze sprzężenie Coriolisa i sprzężenie $\Delta N = 2$ zgodność jest jeszcze lepsza [8]. Część widma o wyższej energii wzbudzenia (powyżej 1 MeV) nie daje się wyjaśnić w tak prosty sposób. Są przypadki gdzie model Nilssona przewiduje występowanie poziomów silnie wzbudzanych, ale widma nie wykazują obecności poziomów o intensywności większej niż 1/2 intensywności przewidywanej. Z drugiej jednak strony sumaryczna gęstość poziomów jest wyższa od przewidywanej i ich sumaryczny przekrój czynny jest w przybliżeniu zgodny z przewidywanym sumarycznym przekrojem czynnym. Wskazuje to na występowanie innych form wzbudzeń, i sprzężenia ruchów jednocząstkowych z tymi formami wzbudzeń powoduje silne zmieszanie, a populacja danego stanu jednocząstkowego może być rozłożona na większą liczbę stanów.

3. Nieelastyczne rozpraszanie

Najważniejszym uzasadnieniem na prowadzenie eksperymentów nieelastycznych rozprożeń jest to, że przekrój czynny dla tych procesów jest proporcjonalny do prawdopodobieństwa przejść elektrycznych pomiędzy stanami wzbudzonymi a stanem podstawowym jądra.

Należy nadmienić, że historycznie po raz pierwszy L. B. Cohen [16] stwierdził silną korelację pomiędzy przekrojem czynnym na nieelastyczne rozpraszanie z wzbudzeniem kulombowskim (C. E.) i silną antykorelację z przekrojem czynnym na reakcję (d, p). Był to przekonujący dowód na to, że w procesie nieelastycznego rozpraszania silnie wzbudzone są stany kolektywne, natomiast słabo stany jednocząstkowe.

Najogólniej różniczkowy przekrój czynny na nieelastyczne rozpraszanie można zapisać w postaci:

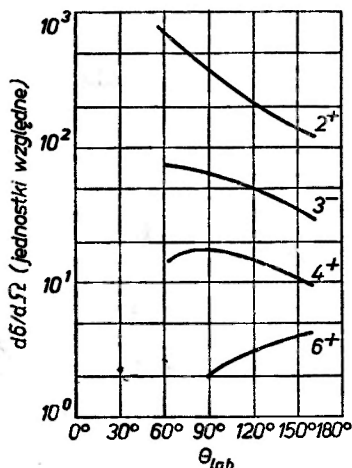
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C_\lambda(\Theta, E, \Delta E, \alpha)(R_0\beta_\lambda)^2,$$

gdzie $C_\lambda(\Theta, E, \Delta E, \alpha)$ jest funkcją, która dla określonej multipolowości zależy od kąta Θ , energii bombardujących cząstek E , energii wzbudzenia ΔE i najprawdopodobniej od liczb kwantowych α stanu jądrowego. Dla niskich energii bombardujących cząstek funkcja C_λ może być dokładnie wyliczona z teorii wzbudzeń kulombowskich C. E. [17]. Dla wyższych energii bombardujących cząstek przekrój czynny wzrasta, lecz wpływ sił jądrowych utrudnia dokładne wyliczenie C_λ .

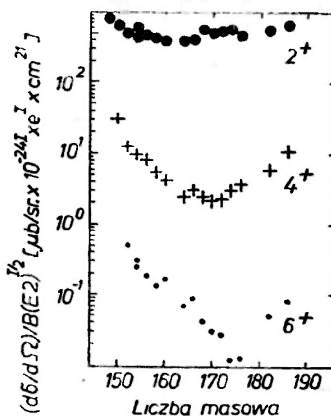
Częściej funkcje C_λ określa się eksperymentalnie dla kilku wyselekcjonowanych przypadków i to następnie ekstrapoluje się na inne przypadki. Elementy macierzowe przejść ($E2$) są łatwe do określenia dla niskoleżących stanów, to samo w niektórych przypadkach dla przejść ($E3$).

Wyższe multipolowości przejść są najlepiej obserwowalne dla lekkich cząstek, ponieważ ciężkie cząstki dają duży przekrój czynny na wzbudzenie wielokrotne stanów jądrowych.

Przedstawiony dalej materiał doświadczalny pochodzi z ośrodka kopenhaskiego i został otrzymany z eksperymentów niesprężystego rozpraszania deuteronów o energii $E_d = 12$ MeV [18, 19, 20, 21]. Zastosowanie spektrometru magnetycznego umożliwiło badanie skomplikowanych widm z obszaru ziem rzadkich. Ostateczna zdolność rozdzielcza dla większości z tych eksperymentów



Rys. 7. Średni kształt rozkładów kątowych niesprężystego rozpraszania deuteronów o energii $E_d = 12$ MeV na jądrach targetu z obszaru ziem rzadkich



Rys. 8. Stosunek przekroju czynnego na niesprężysto rozpraszanie deuteronów do zredukowanego prawdopodobieństwa przejść $B(E2, 0 \rightarrow 2)^{1/2}$.

wynosiła ~ 10 keV. W badaniach tych spodziewano się, że nieelastyczne rozpraszanie deuteronów może być wykorzystane jako narzędzie, które w najprostszy sposób może służyć do lokalizacji stanów kolektywnych zbudowanych na stanie podstawowym i w niektórych prostszych przypadkach także dla określenia multipolowości stanów i wielkości elementów macierzowych przejść $E\lambda$.

Seria pomiarów dotyczyła czułości rozkładów kątowych nieelastycznie rozpraszanych deuteronów na określenie multipolowości stanów (rys. 7) [18]. Stwierdzono np., że rozkłady kątowe nie wykazują struktury dyfrakcyjnej, co miało dalsze korzystne konsekwencje doświadczalne, ponieważ wystarczyło zmierzyć widma pod pewnymi wyselekcjonowanymi kątami (60° , 90° , 125°)

i ze stosunku $R = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{90^\circ}}{(d\sigma/d\Omega)_{125^\circ}}$ wyznaczać multipolowość przejść. Rozkłady

kątowe wykazują, że określenie multipolowości przejść o $l = 2$ jest jednoznaczne, podobnie 3^- . Najważniejszą informacją, jaką można wyznaczyć z tych eksperymentów, to możliwość otrzymania informacji na temat $B(E2, 0 \rightarrow 2)$. Przekrój czynny dla stanów 2^+ jest dobrze skorelowany z $B(E2)$ dla przejść $0 \rightarrow 2$

i stosunek $\frac{d\sigma}{d\Omega}/B(E2, 0 \rightarrow 2)$ jest praktycznie stały (rys. 8). Podobnie porównanie

dla stanów 4^+ i 6^+ wykazuje duże odstępstwo od tej reguły [19]. Można powiedzieć, że gdyby stany 4^+ były populowane głównie poprzez wzbudzenia wielokrotne, które byłyby proporcjonalne do kwadratu $B(E2, 0 \rightarrow 2)$, wtedy stosunek $\frac{d\sigma}{d\Omega}/B(E2)$ byłyby stałe. Silne zmiany tego stosunku dla jąder, które posiadają podobną deformację, można wytłumaczyć zakładając, że populacja stanu 4^+ częściowo zachodzi poprzez bezpośrednie przejście $E4$. Określenie elementu macierzowego na takie przejście byłoby możliwe przy zastosowaniu procedury kanałów sprzężonych dla określenia amplitudy wzbudzenia podwójnego. Na podstawie przybliżonych oszacowań otrzymano wartości na parametr $\beta_4 \sim 0,09$ (deformacja heksadekapolowa) [19].

Doświadczalnie znaleziona funkcja $C_\lambda(\theta)$ dla kąta 125° wynosi $C_2 = 0,046$ i $C_3 = 0,040$. Te wartości nie różnią się zbyt między sobą i są w dobrej zgodności z wynikami otrzymanymi z DWBA.

Obecnie dane spektroskopowe uzyskiwane drogą reakcji jądrowych wysuwają się na czoło informacji o strukturze poziomów jądrowych.

Abstract: In this paper we summarize necessary demands put on accelerators for nuclear reaction spectroscopy measurements. Some application of the inelastic scattering of deuterons, stripping and pick-up reactions to the nuclear energy — levels structure studies are presented.

Literatura

- [1] P. H. Rose, A. Galejs, *Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation*, Vol. II. ed. F. J. M. Farley North-Holland Publ. Comp., 1968.
- [2] H. Niewodniczański, A. Strzałkowski, *Cząstki elementarne, jądro atomowe, promieniotwórczość*. Red. J. Hurwic, PWN 1967.
- [3] O Hansen, *Recent Progress in Nuclear Physics with Tandem*, Heidelberg 1966.
- [4] O. Nathan, *Nuclear Structure*, wyd. IAEA, Vienna 1968.
- [5] A. Bohr, *Nuclear Structure*, wyd. IAEA, Vienna 1968.
- [6] M. N. Vergnes, R. K. Sheline, *Phys. Rev.*, **132**, 1736 (1963).
- [7] G. R. Satchler, *Ann. Phys.*, **3**, 275 (1958).
- [8] B. Elbek, P. O. Tjøm, *Single Nucleon Transfer in Deformed Nuclei* (w druku).
- [9] D. G. Burke, B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind, M. Olesen, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **35**, 2 (1966).
- [10] P. O. Tjøm, B. Elbek, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **36**, 8 (1967).
- [11] M. Jaskóła, K. Nybø, P. O. Tjøm, B. Elbek, *Nuclear Phys.*, **A96**, 52 (1967).
- [12] M. Jaskóła, P. O. Tjøm, B. Elbek, *Nuclear Phys.*, **A133**, 65 (1969).
- [13] R. H. Bassel, R. M. Drisko, G. R. Satchler, *Rap. ORNL 3240* (1962).
- [14] S. G. Nilsson, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **29**, 16 (1955).
- [15] B. E. Chi, *Nuclear Phys.*, **83**, 97 (1966).
- [16] B. L. Cohen, A. G. Rubin., *Phys. Rev.*, **111**, 1568 (1958).
- [17] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winter, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 432 (1956).
- [18] B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind, M. C. Olesen, *Nuclear Phys.*, **86**, 471 (1966).
- [19] B. Elbek, M. Kregar, P. Vedelsby, *Nuclear Phys.*, **86**, 385 (1966).
- [20] P. O. Tjøm, B. Elbek, *Nuclear Phys.*, **A107**, 385 (1968).
- [21] T. Grothal, K. Nybø, T. Thorsteinsen, B. Elbek, *Nuclear Phys.*, **A110**, 385 (1968).

Zdzisław Szymański

Instytut Badań Jądrowych
i Uniwersytet Warszawski

Wybrane zagadnienia teorii struktury jąder atomowych *

Selected Topics In Nuclear Structure Theory

1. Mikroskopowa teoria oscylacji jądrowych

Fenomenologiczna teoria wzbudzeń oscylacyjnych jądra oparta jest na założeniu, że wzbudzenia te polegają na zmianie kształtu jądra. Jeśli β_λ oznacza parametr deformacji jądra, to hamiltonianem wyjściowym jest

$$H = \frac{1}{2} C_\lambda \beta_\lambda^2 + \frac{1}{2} B_\lambda \beta_\lambda^2, \quad (1.1)$$

gdzie C_λ , B_λ oznaczają odpowiednio parametry sztywności i bezwładności jądra odpowiadające drganiom o multipolowości λ . Częstość drgań oblicza się z klasycznego wzoru

$$\omega_\lambda = \sqrt{\frac{C_\lambda}{B_\lambda}}. \quad (1.2)$$

Nie będziemy się tu zajmować dyskusją własności wzbudzeń oscylacyjnych jąder ani też porównaniem wyników teorii z wynikami obserwacji [1]. Zajmiemy się raczej zbadaniem związku pomiędzy własnościami dynamicznymi jądra wyrażającymi się między innymi poprzez jednocząstkowe stopnie swobody a strukturą oscylacji jądrowych. Rozważania nasze będą więc zawarte w tym, co zazwyczaj nazywa się „mikroskopową“ teorią oscylacji jądrowych. Rozważania przeprowadzimy dla dowolnej multipolowości.

Nie będziemy tu cytować bogatej i wartościowej literatury naukowej odnoszącej się do tego tematu. Ujęcie, które tu przedstawimy, opiera się głównie na rezultatach badań szkoły kopenhaskiej [2]. Uzyskane wyrażenie dla energii wzbudzeń $\hbar\omega_\lambda$, gdzie ω_λ odpowiada częstości oscylacji danej wzorem (1.2), otrzymuje się przez sformułowanie pewnego równania na wartości własne, zwa-

* Opracowane na podstawie wykładów wygłoszonych podczas VII Krakowskiej Szkoły Zimowej Fizyki Jądrowej, Zakopane, luty 1969.

nego niekiedy równaniem dyspersyjnym. Istnieje wiele metod prowadzących do tego celu, których nazwy wymienimy poniżej: *RPA* (= random phase approximation), *time — dependent HF* (= Hartre Fock), *bozon approximation*, *generalized TD* (= Tamm Dancoff) *approximation*, *Savada method*, *method of linearized equations of motion*, *method przybliżenowo wtóricznowo kwantowania* itp. Metody te, a zwłaszcza ich rezultaty, są prawie równoważne.

Punktem wyjścia dla naszych rozważań będzie jądro przedstawione jako układ wielu nukleonów poruszających się w średnim polu jądrowym określonym przez jednocząstkowy potencjał i oddziaływających ponadto siłami krótkiego i długiego zasięgu. Dla sił krótkiego zasięgu przyjmuje się zazwyczaj przybliżenie przez siły kojarzące nukleony w pary, siły „pairing”. Siły długiego zasięgu stanowią nieco zmodyfikowany człon rzędu λ rozwinięcia potencjału sił nukleon-nukleon w szereg wielomianów Legendre'a:

$$v(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = \sum_{\lambda} v_{\lambda}(r_1, r_2) P_{\lambda}(\cos \vartheta_{12}) \quad (1.3)$$

Zakładając, że część radialna $v_{\lambda}(r_1, r_2)$ jest separowalna, i ma postać

$$v_{\lambda}(r_1, r_2) = \text{const. } r_1^{\lambda} \cdot r_2^{\lambda} \quad (1.4)$$

i stosując tzw. twierdzenie o składaniu harmonik sferycznych, możemy człon rzędu λ rozwinięcia (1.3) przedstawić w postaci

$$V = -\frac{\kappa}{2} \sum_{\mu} \hat{Q}_{\lambda\mu} \hat{Q}_{\lambda\mu}^{\dagger}, \quad (1.5)$$

gdzie κ — oznacza natężenie sił, zaś operator $\hat{Q}_{\lambda\mu}$ ma postać:

$$\hat{Q}_{\lambda\mu} = \sum_{ac} \langle a | 2 \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} r^{\lambda} Y_{\lambda\mu} | c \rangle \eta_a^{\dagger} \eta_c \quad (1.6)$$

w przedstawieniu drugiej kwantyzacji określonymi operatorami kreacji η_a^{\dagger} i anihilacji η_c stanów jednocząstkowych nukleonu a, c, \dots w średnim potencjale jądrowym. Przedstawienie elementu rzędu λ rozwinięcia (1.3) przy pomocy wyrażenia (1.5) słuszne jest z dokładnością do pewnego wyrażenia typu $\eta^{\dagger} \eta$, o którym zakładamy, że zostało włączone do średniego pola.

W dalszym ciągu ograniczymy się do oscylacji osiowosymetrycznych, dla których jedynie część $\mu = 0$ wyrażenia (1.5) ma znaczenie. Przyjmiemy więc

$$V_{\lambda} = -\frac{\kappa}{2} \hat{Q}_{\lambda 0} \hat{Q}_{\lambda 0}. \quad (1.7)$$

(W tym przypadku $\hat{Q}_{\lambda 0}^{\dagger} = \hat{Q}_{\lambda 0}$). Rozważania nasze odnosić się będą do jąder zdeformowanych, w których stany jednocząstkowe a, c, \dots nie są określone poprzez całkowity moment pędu j . W tej sytuacji możemy również używać wyrażenia (1.7) pomimo, że nie jest ono niezmiennicze względem obrotów.

Przejdziemy obecnie do wypisania pełnego hamiltonianu opisującego ruch nukleonów

$$H = H_{s.p.} + H_p + H_\lambda, \quad (1.8)$$

gdzie H_λ oznacza omawiany powyżej potencjał sił dwunukleonowych długiego zasięgu, zaś $H_{s.p.}$ oraz H_p oznaczają odpowiednio hamiltonian indywidualnych nukleonów w średnim polu, oraz potencjał sił pairing. Za pomocą transformacji Bogolubova-Valatina znanej z wielu prac (zob. np. [3]):

$$\begin{aligned} \eta_{\nu^+} &= u_\nu \alpha_\nu^+ + v_\nu \beta_\nu, \\ \eta_{\nu^-} &= u_\nu \beta_\nu^+ - v_\nu \alpha_\nu, \end{aligned} \quad (1.9)$$

(stany jednonukleonowe a, c, \dots można przedstawić za pomocą liczby kwantowej będącej znakiem rzutu momentu pędu nukleonu równej \pm oraz pozostałych liczb kwantowych ν) do obrazu kwasicząstek określonego operatorami kreacji $\alpha_\nu^+, \beta_\nu^+$ oraz anihilacji α_ν, β_ν , możemy część hamiltonianu (1.8) odpowiadającą sumie $H_{s.p.} + H_p$ przedstawić w przybliżeniu przy pomocy hamiltonianu niezależnych kwasicząstek

$$H_{s.p.} + H_p \approx \sum_\nu E_\nu (\alpha_\nu^+ \alpha_\nu + \beta_\nu^+ \beta_\nu), \quad (1.10)$$

gdzie

$$E_\nu = \sqrt{(\varepsilon_\nu - \lambda)^2 + \Delta^2}. \quad (1.11)$$

W tym wzorze ε_ν oznacza energie indywidualnych nukleonów, λ — energię Fermiego, zaś Δ — przerwę energetyczną (dyskusję tego przybliżenia znaleźć można w pracy [3]).

Dokonyamy obecnie dalszego uproszczenia wyrażenia dla części długozasięgowej H_λ . Wprowadzając oznaczenie

$$q_{\mu\nu} = \left\langle \mu + \left| 2 \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} r^\lambda Y_{\lambda 0} \right| \nu + \right\rangle \quad (1.12)$$

możemy operator \hat{Q}_{20} przedstawić w obrazie kwasicząstek w postaci:

$$\hat{Q}_{20} = Q_{(u)} + \hat{Q}_{(11)} + \hat{Q}_{(20)}, \quad (1.13)$$

gdzie:

$$Q_{(u)} = \sum_\nu q_{\nu\nu} \cdot 2v_\nu^2, \quad (1.14)$$

$$\hat{Q}_{11} = \sum_{\mu\nu} q_{\mu\nu} (u_\mu u_\nu - v_\mu v_\nu) (\alpha_\mu^+ \alpha_\nu + \beta_\nu^+ \beta_\mu), \quad (1.15)$$

$$\hat{Q}_{(22)} = \sum_{\mu\nu} q_{\mu\nu} (u_\mu v_\nu + v_\mu u_\nu) (\alpha_\mu^+ \beta_\nu^+ + \beta_\mu \alpha_\nu). \quad (1.16)$$

Wyrażenia te należy podstawić do wzoru (1.7), aby otrzymać siły długiego zasięgu. Podstawowym przybliżeniem, jakiego dokonuje się w mikroskopowej teorii oscylacji jądrowych, jest przyjęcie, że wszystkie człony typu $\alpha^+ \alpha$ lub $\beta^+ \beta$

dają przyczynki małe w porównaniu z członami typu $\alpha^+\beta^+$ lub $\beta\alpha$. Nie wchodząc w szczegółowe uzasadnienie tego przybliżenia powiemy jedynie, że jest ono słuszne w opisie procesów angażujących małą ilość kwasicząstek w porównaniu do ilości cząstek. Ponieważ interesują nas jedynie wyrazy typu oddziaływań dwuciałowych, możemy pominąć wyrazy $Q_{(u)}$ oraz $\hat{Q}_{(11)}$ we wzorze (1.7) i ostatecznie otrzymamy:

$$H_\lambda = -\frac{\kappa}{2} \hat{Q}_{(20)}^2. \quad (1.17)$$

Dla uzyskania opisu wzbudzeń oscylacyjnych należy obecnie wprowadzić operatory kreacji i anihilacji par kwasicząstek

$$A_{\mu\nu}^+ = \alpha_\mu^+ \beta_\nu^+, \quad A_{\mu\nu} = \beta_\nu \alpha_\mu. \quad (1.18)$$

Bezpośrednio z reguł antykomutacji dla operatorów α, β otrzymamy

$$[A_{\mu\nu}, A_{\kappa\lambda}^+] = \delta_{\nu\mu} \delta_{\lambda\nu} - \delta_{\nu\mu} \beta_\lambda^+ \beta_\nu - \delta_{\lambda\nu} \alpha_\kappa^+ \alpha_\mu. \quad (1.19)$$

Zgodnie z przyjętym przybliżeniem możemy teraz odrzucić dwa ostatnie wyrazy z prawej strony tego równania otrzymując typowe reguły komutacji dla operatorów bozonowych.

Ostatnim wreszcie przybliżeniem, jakie zrobimy, jest wyrażenie hamiltonianu niezależnych kwasicząstek (1.10) przy pomocy operatorów „bozonowych“ (1.18). Zauważmy mianowicie, że zastępując hamiltonian (1.10) przez wyrażenie

$$H' = \sum_{\mu\nu} (E_\nu + E_\mu) A_{\mu\nu}^+ A_{\mu\nu} \quad (1.20)$$

otrzymamy dokładnie identyczne reguły komutacji operatorów A^+, A z obu hamiltonianami. A więc

$$[H_{s,p} + H_p, A_{\kappa\lambda}^+] = [H', A_{\kappa\lambda}^+] = (E_\kappa + E_\lambda) A_{\kappa\lambda}^+. \quad (1.21)$$

Tak więc dochodzimy do ostatecznego sformułowania naszej przybliżonej „mikroskopowej“ teorii oscylacji jądrowych. Polega ona na znajdowaniu stanów własnych i wartości własnych hamiltonianu

$$H = \sum_{\mu\lambda} (E_\mu + E_\lambda) A_{\mu\lambda}^+ A_{\mu\lambda} - \frac{\kappa}{2} \left\{ \sum_{\mu\lambda} q_{\mu\lambda} (u_\mu v_\lambda + v_\mu u_\lambda) (A_{\mu\lambda}^+ + A_{\mu\lambda}) \right\}^2, \quad (1.22)$$

gdzie operatory $A_{\mu\lambda}^+, A_{\mu\lambda}$ są w przybliżeniu operatorami bozonowymi. Drugi wyraz we wzorze (1.22) otrzymaliśmy przez podstawienie członu (1.16) do (1.17) i skorzystaniu z oznaczeń (1.18). Przed przystąpieniem do diagonalizacji (1.22) wygodnie jest uprościć oznaczenia. Użyjmy wskaźników łacińskich zamiast par wskaźników greckich i wprowadźmy następujące oznaczenia

$$\begin{aligned} (\mu, \nu) &= (s) \\ E_\mu + E_\nu &= E_s \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$q_{\mu\nu} (u_\mu v_\nu + v_\mu u_\nu) = \tilde{q}_s.$$

Otrzymamy wtedy (1.22) w postaci

$$H = \sum_s E_s A_s^+ A_s - \frac{\kappa}{2} \left\{ \sum_s \tilde{q}_s (A_s^+ + A_s) \right\}^2, \quad (1.24)$$

gdzie sumowanie po s przebiega po wszystkich możliwych parach kwasicząstek.

Dla zbadania widma hamiltonianu (1.24) oraz własności stanów własnych, wśród których — jak się przekonamy — wystąpią stany oscylacyjne, wygodnie jest obecnie dokonać transformacji zmiennych dynamicznych A_s^+ , A_s . Dla zapewnienia większej przejrzystości rozumowania transformację tę wykonamy w kilku etapach.

I etap: przejście do zmiennych x_s , p_s określonych przez:

$$\begin{aligned} x_s &= \frac{1}{\sqrt{E_s}} \frac{A_s^+ + A_s}{\sqrt{2}} \\ p_s &= \sqrt{E_s} \frac{i(A_s^+ - A_s)}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Jak wynika z przybliżonych reguł komutacji:

$$[A_s, A_t^+] = \delta_{st} \quad (1.26)$$

operatory x_s , p_s spełniają reguły komutacji charakterystyczne dla współrzędnych i pędów

$$[x_s, p_t] = i\delta_{st}. \quad (1.27)$$

Hamiltonian (1.24) przyjmie teraz postać z dokładnością do stałej

$$H = \frac{1}{2} \sum_s p_s^2 + \frac{1}{2} \sum_s E_s^2 x_s^2 - \kappa \sum_{s,t} \sqrt{E_s E_t} q_s q_t x_s x_t \quad (1.28)$$

charakterystyczna dla zespołu sprzężonych oscylatorów harmoniczych.

II etap: poszukiwanie drgań normalnych określonych hamiltonianem (1.28). Postępując oczywistą drogą dokonamy obecnie transformacji ortogonalnej na zmiennych x_s oraz p_s

$$\begin{aligned} y_r &= \sum_s c_{sr} x_s \\ \pi_r &= \sum_s c_{sr} p_s, \end{aligned} \quad (1.29)$$

gdzie

$$\sum_s c_{sr} c_{su} = \delta_{ru} \quad (1.30)$$

oraz

$$[y_r, \pi_s] = i\delta_{rs}. \quad (1.31)$$

Podstawiając (1.29) do (1.28) otrzymamy:

$$H = \frac{1}{2} \sum_r \pi_r^2 + \sum_{u,r,a,b} t_{ur} c_{ua} c_{rb} y_a y_b, \quad (1.32)$$

gdzie

$$t_{ur} = \frac{1}{2} E_u^2 \delta_{ur} - \kappa \sqrt{E_u E_r} \tilde{q}_u \tilde{q}_r. \quad (1.33)$$

Dla znalezienia drgań normalnych należy diagonalizować macierz t_{ur} , tj. żądać aby było

$$\sum_{ur} t_{ur} c_{ua} c_{rb} = \Lambda_a \delta_{ab} \quad (1.34)$$

Mnożąc to równanie przez c_{sb} i sumując po b otrzymujemy

$$\sum_u (t_{us} - \Lambda_s \delta_{us}) c_{ua} = 0 \quad (1.35)$$

Doszliśmy więc ostatecznie do układu równań jednorodnych dla współczynników c_{ua} . Aby więc istniały niezerowe rozwiązania dla c_{ua} , musi być

$$\det ||t_{us} - \Lambda_s \delta_{us}|| = 0 \quad (1.36)$$

Dzięki szczególnej postaci (1.33) macierzy t_{us} (część niediagonalna separowalna) wyznacznik (1.36) daje się łatwo obliczyć przez bezpośrednie zastosowanie definicji wyznacznika.

Wynik ma postać

$$\det ||t_{us} - \Lambda_s \delta_{us}|| = \left\{ 1 - \kappa \sum_s \frac{(\sqrt{E_s} \tilde{q}_s)^2}{\frac{1}{2} E_s^2 - \Lambda_s} \right\} \prod_u (\frac{1}{2} E_u^2 - \Lambda_u). \quad (1.37)$$

Założenie, że $\Lambda_s \neq \frac{1}{2} E_s^2$ dla każdego s zrobione w trakcie obliczeń w niczym nie zmniejsza ogólności rozważań.

Po użyciu oznaczenia $\Lambda_a = \frac{1}{2} \omega_a^2$ otrzymujemy więc z (1.36)

$$2 \sum_s \frac{E_s \tilde{q}_s^2}{E_s^2 - \omega_a^2} = \frac{1}{\kappa} \quad (1.38)$$

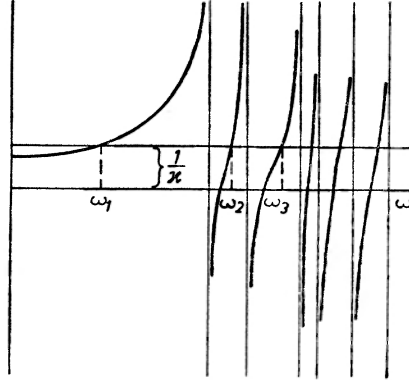
lub po powrocie do oznaczeń pierwotnych

$$\frac{1}{\kappa} = 2 \sum_{\mu\nu} \frac{q_{\mu\nu}^2 (u_\mu v_\nu + v_\mu u_\nu)^2 (E_\mu + E_\nu)}{(E_\mu + E_\nu)^2 - \omega_a^2}. \quad (1.39)$$

Równanie to, mające charakter równania dyspersyjnego, pozwala na wyznaczenie częstości drgań normalnych układu $\omega_1, \omega_2, \dots$. Rozwiązania tego równania dają się łatwo dyskutować w postaci graficznej (rys. 1). Jeśli prawą stronę równania (1.39) oznaczyć przez $S(\omega)$, to widać, że wykres funkcji $S(\omega)$ posiada asymptoty pionowe w punktach $\omega = E_\mu + E_\nu$, odpowiadających parom nieoddziaływających kwasicząstek. Jeśli natężenie oddziaływań kwadrupolowych κ jest dostatecznie duże, to z rys. 1 widać, że jeden z pierwiastków rów-

nia, leży stosunkowo znacznie niżej od najmniejszej z wartości $(E_\mu + E_\nu)$. Przekonamy się, że stan jądrowy o energii ω_1 jest właśnie stanem opisującym oscylacje jądrowe. Pozostałe pierwiastki równania (1.39), $\omega_2, \omega_3, \dots$ leżą bardzo blisko odpowiadających im wielkości $E_\mu + E_\nu$ i, jak zobaczymy poniżej, nie mają już kolektywnego charakteru.

W dalszym ciągu postaramy się znaleźć funkcje falowe odpowiadające rozwiązaniom równania dyspersyjnego (1.39). Do tego celu potrzebna nam będzie



Rys. 1. Graficzne rozwiązanie równania dyspersyjnego

znajomość współczynników c_{sa} z równań (1.29). Rozwiązując układ równań (1.35) przy założeniu, że macierz t_{us} odpowiada konkretnemu pierwiastkowi ω_a , równania (1.39) otrzymujemy po prostych operacjach algebraicznych

$$c_{sa} = \frac{\sqrt{E_s} \tilde{q}_s}{E_s^2 - \omega_a^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\sum_i \frac{E_i \tilde{q}_i^2}{(E_i^2 - \omega_a^2)^2}}} \quad (1.40)$$

Ostatni czynnik z prawej strony tego równania został oczywiście wyznaczony z warunku normalizacji

$$\sum_s c_{sa}^2 = 1 \quad (1.41)$$

We współrzędnych (1.25), y_r, π_r hamiltonian (1.24) ma oczywiście postać diagonalną

$$H = \frac{1}{2} \sum_r \pi_r^2 + \frac{1}{2} \sum_r \omega_r^2 y_r^2 \quad (1.42)$$

W ten sposób sprowadziliśmy nasz problem do problemu niezależnych oscylatorów harmoniczych (we współrzędnych normalnych). Standardowa transformacja („III etap“):

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_r^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(y_r \sqrt{\omega_r} - i \frac{\pi_r}{\sqrt{\omega_r}} \right) \\ \mathcal{A}_r &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(y_r \sqrt{\omega_r} + i \frac{\pi_r}{\sqrt{\omega_r}} \right) \end{aligned} \quad (1.43)$$

wprowadza operatory \mathcal{A}_r^+ , \mathcal{A}_r kreujące lub anihilujące stany wzbudzone układu oddziaływań kwasicząstek (m. in. fonony). Hamiltonian (1.42) otrzymuje teraz prostą postać (z dokładnością do stałej addytywnej)

$$H = \frac{1}{2} \sum_r \omega_r \mathcal{A}_r^+ \mathcal{A}_r. \quad (1.44)$$

Stan podstawowy układu oddziaływających kwasicząstek $|\psi_0\rangle$ otrzymuje się bezpośrednio z warunku

$$\mathcal{A}_r |\psi_0\rangle = 0 \quad (1.45)$$

(„próżnia fononów“). Powracając do poprzednich oznaczeń y_r , π_r i stosując reprezentację „współrzędnych“ y_r , w której operatory „pędu“ π_r działają jak pochodne względem y_r , otrzymujemy układ równań dla

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ y_r \sqrt{\omega_r} - i \frac{1}{\sqrt{\omega_r}} \left(-i \frac{\partial}{\partial y_r} \right) \right\} |\psi_0\rangle = 0 \quad (r = 1, 2, \dots). \quad (1.46)$$

Rozwiązaniem tego układu równań spełniającym warunek normalizacji jest

$$|\psi_0\rangle = \left\{ \prod_{r=1}^u \left(\frac{\omega_r}{\pi} \right)^{1/4} \right\} \cdot \left\{ \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_s \omega_s^2 y_s^2 \right) \right\} |0\rangle, \quad (1.47)$$

gdzie stan $|0\rangle$ określa stan podstawowy dla układu nieoddziaływających kwasicząstek (próżnię kwasicząstek). Po przejściu do operatorów A_s^+ , kreujących pary kwasicząstek, widać łatwo, że stan (1.47) jest postaci

$$|\psi_0\rangle = \text{const.} \left\{ \left(\exp \left(- \sum_{rs} K_{rs} (A^+ + A_r)(A_s^+ + A_s) \right) \right) \right\} |0\rangle, \quad (1.48)$$

skąd widać, że jest to superpozycja stanów o różnych (parzystych) ilościach kwasicząstek: 0, 4, 8, ..., nie mająca jednak składowych o 2, 6, ... kwasicząstkach.

Dyskusję naszą zakończymy badaniem przejść elektromagnetycznych typu E λ ze stanów wzbudzonych naszego układu. Obliczenie ułatwia tu fakt, że operator przejścia E λ ma dokładnie tę samą budowę co i operator momentu multipolowego $\hat{Q}_{\lambda\mu}$ dany przez (1.6). W naszym zagadnieniu jedynie część (1.16) operatora $\hat{Q}_{\lambda\mu}$ daje udział do przejścia elektromagnetycznego, możemy więc przyjąć, że operatorem przejścia jest po prostu $\hat{Q}_{(20)}$. Element macierzowy przejścia powinien być obliczony pomiędzy stanem początkowym

$$\mathcal{A}_r^+ |\psi_0\rangle$$

będącym stanem wzbudzonym układu oddziaływających kwasicząstek, a stanem podstawowym $\langle \psi_0 |$. Mamy więc

$$\mathcal{M} = \langle \psi_0 | \hat{Q}_{(20)} \mathcal{A}_r^+ |\psi_0\rangle. \quad (1.49)$$

wprowadza operatory \mathcal{A}_r^+ , \mathcal{A}_r kreujące lub anihilujące stany wzbudzone układu oddziaływań kwasicząstek (m. in. fonony). Hamiltonian (1.42) otrzymuje teraz prostą postać (z dokładnością do stałej addytywnej)

$$H = \frac{1}{2} \sum_r \omega_r \mathcal{A}_r^+ \mathcal{A}_r. \quad (1.44)$$

Stan podstawowy układu oddziaływających kwasicząstek $|\psi_0\rangle$ otrzymuje się bezpośrednio z warunku

$$\mathcal{A}_r |\psi_0\rangle = 0 \quad (1.45)$$

(„próżnia fononów“). Powracając do poprzednich oznaczeń y_r , π_r i stosując reprezentację „współrzędnych“ y_r , w której operatory „pędu“ π_r działają jak pochodne względem y_r , otrzymujemy układ równań dla

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ y_r \sqrt{\omega_r} - i \frac{1}{\sqrt{\omega_r}} \left(-i \frac{\partial}{\partial y_r} \right) \right\} |\psi_0\rangle = 0 \quad (r = 1, 2, \dots). \quad (1.46)$$

Rozwiązaniem tego układu równań spełniającym warunek normalizacji jest

$$|\psi_0\rangle = \left\{ \prod_{r=1}^u \left(\frac{\omega_r}{\pi} \right)^{1/4} \right\} \cdot \left\{ \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_s \omega_s^2 y_s^2 \right) \right\} |0\rangle, \quad (1.47)$$

gdzie stan $|0\rangle$ określa stan podstawowy dla układu nieoddziaływających kwasicząstek (próżnię kwasicząstek). Po przejściu do operatorów A_s^+ , kreujących pary kwasicząstek, widać łatwo, że stan (1.47) jest postaci

$$|\psi_0\rangle = \text{const.} \left\{ \left(\exp \left(- \sum_{rs} K_{rs} (A^+ + A_r)(A_s^+ + A_s) \right) \right) |0\rangle, \quad (1.48)$$

skąd widać, że jest to superpozycja stanów o różnych (parzystych) ilościach kwasicząstek: 0, 4, 8, ..., nie mająca jednak składowych o 2, 6, ... kwasicząstkach.

Dyskusję naszą zakończymy badaniem przejść elektromagnetycznych typu E λ ze stanów wzbudzonych naszego układu. Obliczenie ułatwia tu fakt, że operator przejścia E λ ma dokładnie tę samą budowę co i operator momentu multipolowego $\hat{Q}_{\lambda\mu}$ dany przez (1.6). W naszym zagadnieniu jedynie część (1.16) operatora $\hat{Q}_{\lambda\mu}$ daje udział do przejścia elektromagnetycznego, możemy więc przyjąć, że operatorem przejścia jest po prostu $\hat{Q}_{(20)}$. Element macierzowy przejścia powinien być obliczony pomiędzy stanem początkowym

$$\mathcal{A}_r^+ |\psi_0\rangle$$

będącym stanem wzbudzonym układu oddziaływających kwasicząstek, a stanem podstawowym $\langle\psi_0|$. Mamy więc

$$\mathcal{M} = \langle\psi_0| \hat{Q}_{(20)} \mathcal{A}_r^+ |\psi_0\rangle. \quad (1.49)$$

Po zastosowaniu wzorów (1.43), (1.40), (1.29) oraz (1.38) i prostych przeróbkach algebraicznych otrzymujemy

$$\mathcal{M} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \frac{\tilde{q}_i^2 E_i}{(E_i^2 - \omega_r^2)^2}}} \frac{1}{\sqrt{\omega_r}} \frac{1}{2\kappa}. \quad (1.50)$$

Prawdopodobieństwo przejścia P jako wielkość proporcjonalna do $|\mathcal{M}|^2$ będzie więc

$$P \sim |\mathcal{M}|^2 = \left(\frac{1}{2\kappa}\right)^2 \frac{1}{\omega_r} \cdot \frac{1}{\sum_i \frac{\tilde{q}_i^2 E_i}{(E_i^2 - \omega_r^2)^2}}. \quad (1.51)$$

Z ostatniego wzoru widać jasno, że jeśli ω_r nie odpowiada rozwiązaniu $\omega_r = \omega_1$ (zob. rys. 1), to prawdopodobieństwo P jest bardzo małe, gdyż wtedy jedna z wartości $E_i^2 - \omega_r^2$ jest bliska zeru. Jedyne dla $\omega_r = \omega_1$ otrzymujemy znaczną wartość P . Widać więc, że stan $\omega_r = \omega_1$ jest właśnie stanem odpowiadającym kolektywnym oscylacjom jądrowym. Pozostałe stany $\omega_2, \omega_3, \dots$ nie mają już tego charakteru. Rozgraniczenie to jest — jak widać z rys. 1 — tym wyraźniejsze, im większa jest wartość κ .

2. Uogólnione rotacyjne reguły intensywności przejść w jądrach zdeformowanych

Podstawowe własności ruchu obrotowego jąder atomowych są powszechnie znane. W tym wykładzie zajmiemy się dyskusją pewnych systematycznych odstępstw w stosunku do najprostszej wersji obrotowego schematu sprzężenia w jądrach i przekonamy się, że możliwe jest uogólnienie tego schematu. Punktem wyjścia naszych rozważań będzie sformułowanie własności ruchu obrotowego w jądrach podane przez A. Bohra i B. Mottelсона i innych [2], [4], [5]. Funkcja falowa jądra obracającego się ma postać:

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{D_{MK}^I \chi_K + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I \chi_{-K}\} \quad (2.1)$$

dla $K \neq 0$ oraz

$$\Psi_{M0}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{32\pi^2}} D_{M0}^I \chi_0 (1 + (-1)^I) \quad (2.2)$$

dla $K = 0$. Oznaczeń występujących we wzorach (2.1) oraz (2.2) nie objaśniamy przyjmując, że są one powszechnie znane (zob. [2] lub [4]). Energie stanów wzbudzonych należących do jednego pasma rotacyjnego dane są znanym wzorem

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) \quad (2.3)$$

gdzie \mathcal{J} oznacza moment bezwładności jądra. Wreszcie przejścia jądrowe, np. elektromagnetyczne, z dowolnego stanu jądrowego $I_i K_i$ do dwóch stanów końcowych $I'_j K_j$ oraz $I_j K_j$ należących do tego samego pasma rotacyjnego podlegają znanym regułom intensywności [5]

$$\frac{B(\lambda_i I_i K_i \rightarrow I'_j K_j)}{B(\lambda_i I_i K_i \rightarrow I_j K_j)} = \frac{\langle I_i \lambda_i K_i \nu | I'_j K_j \rangle^2}{\langle I_i \lambda_i K_i \nu | I_j K_j \rangle^2}, \quad (2.4)$$

gdzie $B(\lambda_i, \dots)$ oznacza zredukowane prawdopodobieństwo przejścia elektromagnetycznego o multipolowości λ .

Uważając powyższe sformułowanie rotacyjnego schematu sprzężenia za pewien rodzaj „zerowego przybliżenia“ postaramy się obecnie sformułować poprawki do tego przybliżenia dla wyjaśnienia systematycznych odchyłeń od praw przedstawionych przez wzory (2.3) i (2.4).

Zacznijmy nasze rozważania od dyskusji widm rotacyjnych. Na podstawie licznych danych dotyczących tych widm w jądrach zdeformowanych możemy wnioskować, że prawo $I(I+1)$ sugerowane przez wzór (2.3) jest słuszne tylko w przybliżeniu. Można by napisać bardziej ogólną zależność na energię stosując rozwinięcie względem wielkości $I(I+1)$ w szereg potęgowy

$$E = E_0 + AI(I+1) - BI^2(I+1)^2 - CI^3(I+1)^3 - \dots, \quad (2.5)$$

w którym $A = \hbar^2/2\mathcal{J}$. W drugim i trzecim wyrazie z prawej strony równ. (2.5) użyliśmy znaku minus, gdyż — jak się okazuje — wyrazy te dają zazwyczaj ujemny wkład do energii E (innymi słowy $B > 0$ oraz $C > 0$ we wzorze (2.5)). Możemy teraz wielkości A, B, C, \dots potraktować jako parametry i wyznaczyć je za pomocą doświadczalnych wartości energii pierwszych stanów wzbudzonych w widmie rotacyjnym. W ten sposób otrzymuje się następujące oszacowanie

$$\begin{array}{lll} A & \text{jest rzędu} & \text{kilkunastu keV,} \\ B & \text{„ „} & \text{kilku eV,} \\ C & \text{„ „} & \text{„ } 10^{-3} \text{ eV.} \end{array}$$

Taka procedura nie jest jednak zbyt zadowalająca, gdyż wyznaczywszy A, B, C z energii pierwszych stanów otrzymujemy energie wyższych stanów w widmie bardzo niedokładnie. Widać stąd, że rozwinięcie typu (2.5) ma charakter jedynie przybliżenia pierwszego rzędu.

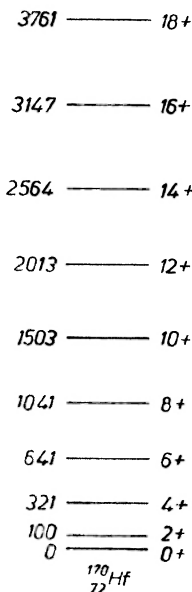
Inną parametryzacją byłoby opuszczenie wyrazów B, C, \dots w (2.5) i jednocześnie potraktowanie współczynnika A (lub równoważnie momentu bezwładności \mathcal{J}) jako wielkości zależnej od całkowitego momentu pędu I . Jako przykład weźmy stan podstawowy jądra ^{170}Hf (rys. 2). Odległość dwóch sąsiednich poziomów w paśmie jest

$$E_{I+2} - E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(4I+6) = \begin{cases} 3\hbar^2/\mathcal{J} & \text{dla } I = 0 \\ 35\hbar^2/\mathcal{J} & \text{dla } I = 16. \end{cases} \quad (2.6)$$

Wyznaczenie momentu bezwładności \mathcal{J} w obu przypadkach ujętych wzorem (2.6) daje $\mathcal{J} = 0,030 \hbar^2 \text{ MwV}^{-1}$ oraz $\mathcal{J} = 0,057 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$. Stosując taką parametry-

zacje widzimy, że moment bezwładności J wzrasta znacznie, gdy przechodzimy do wyższych stanów wzbudzonych w paśmie rotacyjnym.

Przejdźmy obecnie do dyskusji odstępstw od reguł intensywności danych wzorem (2.4) ([2], [5]). Podobnie jak w przypadku widm rotacyjnych tu również porównanie z doświadczeniem prowadzi do wniosku, że reguła (2.4) słuszna jest jedynie w przybliżeniu. Zwłaszcza w niektórych przypadkach np. dla przejść $E1$,



Rys. 2. Schemat rotacyjnych poziomów wzbudzonych jądra ^{170}Hf

wzór (2.4) nie prowadzi zupełnie do opisu sytuacji. Rozważmy przypadek występujący najczęściej w typowym pomiarze reguł intensywności. Jądro w stanie początkowym $|\Psi_{M_i K_i}^{I_i}\rangle$ wykazuje przejście do dwóch stanów końcowych $|\Psi_{M_f K_f}^{I_f}\rangle$ oraz $|\Psi_{M_f' K_f'}^{I_f'}\rangle$ należących do tego samego pasma rotacyjnego. Stosunek rozgałęzień (tj. stosunek intensywności przejść $I_i \rightarrow I_f'$ oraz $I_i \rightarrow I_f$) dany jest w „zerowym“ przybliżeniu przez prawo (2.4). Jednakże przy wykonywanych obecnie eksperymentach o wyższym stopniu precyzji obserwuje się systematyczne odchylenia od tego prawa. Odchylenia te można tłumaczyć istnieniem domieszek występujących w funkcjach falowych typu $|\Psi_{MK}^I\rangle$ danych wzorem (2.1) lub (2.2). Zastanówmy się jakiego typu sprzężenia mogą powodować domieszki różnych pasm rotacyjnych K do danego pasma. Rodzaj domieszki zależy od wartości liczb kwantowych K , które mogą być domieszane. Np. dla domieszek o $\Delta K = 1$ może to być znane sprzężenie Coriolisa,

$$h_{+1}I_- + h_{-1}I_+ \quad (2.7)$$

W wyrażeniu tym operatory $I_{\pm} = I_1 \pm iI_2$ działając na rotacyjną funkcję falową D_{MK}^I zmieniają wartość K o jedność. Natomiast operatory $h_{\pm 1}$ działają

na wewnętrzną część χ funkcji (2.1) lub (2.2). W naszych rozważaniach nie będziemy wnikali szczegółowo w strukturę ruchu wewnętrznego w jądrze. Zależać nam będzie jedynie na znajomości zależności elementów macierzowych przejść od całkowitego momentu pędu I pochodzącej z działania operatorów I_{\pm} na część rotacyjną D_{MK}^I . W stosunku do operatorów $h_{\pm 1}$ wystarczy nam jedynie ogólne założenie, że są one hermitowsko sprzężone względem siebie

$$h_{+1}^{\dagger} = h_{-1}. \quad (2.8)$$

Dla $\Delta K = 2$ lub $\Delta K = 0$ możemy napisać sprzężenie podobne do (2.7)

$$h_{+2}I_{-}^2 + h_{-2}I_{+}^2 \quad \text{dla} \quad \Delta K = 2, \quad (2.9)$$

oraz

$$h_0(I_1^2 + I_2^2) \quad \text{dla} \quad \Delta K = 0. \quad (2.10)$$

Jako przykład zbadajmy poprawkę do reguł intensywności dla przejść $E1$ pomiędzy pasmami $K_i = K_f + 1$. W tym przypadku istotne są domieszki typu $\Delta K = 1$ dla obu pasm, początkowego i końcowego. Możemy napisać wyrażenie dla zaburzonych funkcji falowych w tych stanach w postaci:

$$|IMK\rangle = (1 + \varepsilon_+ I_- + \varepsilon_- I_+) |\Psi_{MK}^I\rangle, \quad (2.11)$$

gdzie ε_{\pm} oznacza operatory kreujące stany wewnętrzne domieszek. Operatory te można wyznaczyć za pomocą teorii zaburzeń pierwszego rzędu:

$$\langle K | \varepsilon_{\pm} | K' \rangle = \frac{1}{E_K - E_{K'}} \langle K | h_{\pm 1} | K' \rangle. \quad (2.12)$$

Z (2.8) wynika, że

$$\varepsilon_{\pm}^{\dagger} = -\varepsilon_{\mp}. \quad (2.13)$$

Szczegółowa znajomość elementów macierzowych wewnętrznych typu (2.12) nie będzie nas interesować. Dla obliczenia intensywności przejść będziemy potrzebowali następującego elementu macierzowego

$$\begin{aligned} & \langle I_f M_f K_f | \mathcal{M}_{\lambda\mu} | I_i M_i K_i \rangle = \\ & = \sum_p \langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} | (1 - \varepsilon_-^f I_+ - \varepsilon_+^f I_-) D_{\mu\nu}^{\lambda} \mathcal{M}_{\lambda\mu} (1 + \varepsilon_+^i I_+ + \varepsilon_-^i I_-) | \Psi_{M_i K_i}^{I_i} \rangle. \end{aligned} \quad (2.14)$$

W przypadku $K_i = K_f + 1$ jedynie wyrazy zawierające I_+ dają niezerowy udział do elementu macierzowego (nie licząc wyrazów zerowego rzędu). Możemy zatem odrzucić człony zawierające I_- . Pozostają nam więc jedynie iloczyny typu $I_+ D_{\mu\nu}^{\lambda}$ oraz $D_{\mu\nu}^{\lambda} I_+$ pomnożone przez pewne operatory działające jedynie na wewnętrzne stopnie swobody. Iloczyny te możemy wyrazić przez komutator i antykomutator:

$$\begin{aligned} I_+ D_{\mu\nu}^{\lambda} &= \frac{1}{2} [I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}] + \frac{1}{2} \{I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}\} \\ D_{\mu\nu}^{\lambda} I_+ &= -\frac{1}{2} [I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}] + \frac{1}{2} \{I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}\}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

W rezultacie możemy równ. (2.14) napisać w postaci:

$$\sum_{\nu} \langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} | (\mathcal{M}'_{\lambda\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda} + \mathcal{O}_{\nu} [I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}] + \tilde{\mathcal{O}}_{\nu} \{I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}\}) | \Psi_{M_i K_i}^{I_i} \rangle. \quad (2.16)$$

We wzorze tym operatory \mathcal{O}_{ν} oraz $\tilde{\mathcal{O}}_{\nu}$ działające na wewnętrzne stopnie swobody zbudowane są z operatorów ε_{\pm} oraz $\mathcal{M}'_{\lambda\nu}$. Wyraz zerowego rzędu w (2.16) daje nieznikający udział jedynie przy $\nu = -1$ (w przypadku $K_i = K_f + 1$). Wyraz zawierający komutator prowadzi dokładnie do takiego samego typu wyrażenia zawierającego $D_{\mu\nu-1}^{\lambda}$ bez zależności od I_f oraz I_i . Można się o tym przekonać stosując wzór

$$[I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}] = \sqrt{(\lambda + \nu)(\lambda - \nu + 1)} D_{\mu\nu-1}^{\lambda} \quad (2.17)$$

w którym należy przyjąć $\nu - 1 = -1$ (tj. $\nu = 0$). Zatem jedyną nietrywialną modyfikację reguł intensywności otrzymać można z wyrazu zawierającego antykomutator w równ. (2.16). Dzięki relacjom

$$\{I_+, D_{\mu\nu}^{\lambda}\} = I_+ D_{\mu 0}^{\lambda} + D_{\mu 0}^{\lambda} I_+ \quad \text{dla} \quad \nu = 0 \quad (2.18)$$

oraz

$$[I^2, D_{\mu-1}^{\lambda}] = \frac{\sqrt{2}}{2} I_+ D_{\mu 0}^{\lambda} + \frac{\sqrt{2}}{2} D_{\mu 0}^{\lambda} I_+ + (\text{wyrazy zawierające iloczyny } I_0 \text{ przez } D_{\mu-1}^{\lambda}) \quad (2.19)$$

widać, że dla $\lambda = 1$ oba te wyrażenia dają taki sam udział do elementu macierzowego (2.16), poza wyrazami typu $D_{\mu-1}^{\lambda}$, które mogą być włączone do zerowego przybliżenia. Reasumując powyższe rozważania widzimy, że efektywny operator przejścia w elemencie (2.16) ma postać:

$$\tilde{M}_1 D_{\mu-1}^{\lambda} + \tilde{M}_2 [I^2, D_{\mu-1}^{\lambda}] \quad (2.20)$$

dla przejścia $E1$, w którym $K_i = K_f + 1$. Operatory \tilde{M}_1 i \tilde{M}_2 w równ. (2.20) działają jedynie na wewnętrzne stopnie swobody. Zamiast wyrażenia je przez operatory ε_{\pm}^i oraz ε_{\pm}^f i obliczania ich elementów macierzowych z funkcjami χ potraktujemy je obecnie jako parametry.

Podstawienie (2.20) do (2.16) daje

$$\begin{aligned} \sum_{\nu} \langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} | (\tilde{M}_1 D_{\mu-1}^{\lambda} + \tilde{M}_2 [I^2, D_{\mu-1}^{\lambda}]) | \Psi_{M_i K_i}^{I_i} \rangle = \\ = (M_1 + M_2 \Delta) \langle I_i 1 K_i - 1 | I_f M_f \rangle \langle I_i 1 M_{i\mu} | I_f M_f \rangle, \end{aligned} \quad (2.21)$$

gdzie M_1 oraz M_2 są nowymi parametrami, zaś

$$\Delta = I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1). \quad (2.22)$$

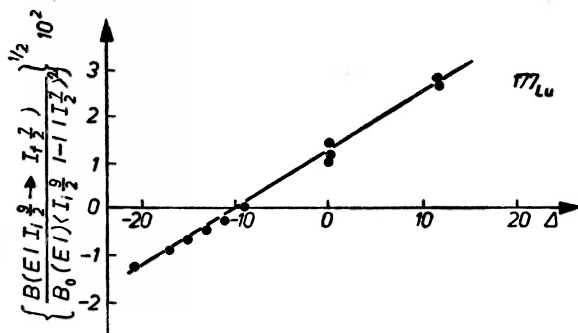
Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia obliczone za pomocą równ. (2.21) jest:

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f)_{K_f = K_i - 1} = (M_1 + M_2 \Delta)^2 \langle I_i 1 K_i - 1 | I_f K_f \rangle^2 \quad (2.23)$$

Widzimy, że pierwiastek kwadratowy z wielkości $B(E1) / \langle I_i 1 K_i - 1 | I_f K_f \rangle^2$ winien być liniową funkcją Δ dla wszystkich przejść pomiędzy dwoma pasmami

rotacyjnymi [6]. Rys. 3 wzięty z pracy [6] ilustruje tę zależność. Podobne zależności można uzyskać dla innych typów przejść, dla których $\Delta K \neq 1$ (np. dla $\Delta K = 0$ lub $\Delta K = 2$ itd.). Bardzo prosta postać równania (2.23) została otrzymana w ogólnym przypadku dzięki rozważaniom Michajłowa [7].

Powróćmy obecnie do dyskusji odstępstw od prawa w widmach rotacyjnych i zobaczymy, co można o tych odstępstwach powiedzieć na podstawie zmodyfikowanych reguł intensywności typu (2.23). Porównanie wyników uzyskanych z równ. (2.23) z doświadczeniem pozwala na oszacowanie wielkości domieszek do danego pasma rotacyjnego. Domieszki te powodują również odstępstwa od prawa $I(I+1)$ w pasmie. Na tej drodze można obliczyć różne udziały do



Rys. 3. Sprawdzenie doświadczalne uogólnionych reguł intensywności

współczynnika B z równ. (2.5), pochodzące od zmieszania z różnymi pasmami rotacyjnymi. Udziały tego typu dla pasma rotacyjnego stanu podstawowego $K = 0$ pochodzące od niskoleżących pasm rotacyjnych $K = 2$, $K = 0$ w jądrach parzystych były obliczane

$$B = B_2 + B_0 + \dots \quad (2.24)$$

Okazało się przy tym, że suma $B_0 + B_2$ stanowi zaledwie 10—20% całkowitej wartości B . Pozostała część musi więc być wyjaśniona w inny sposób. Można tu przytoczyć co najmniej dwa efekty fizyczne dające żądane wyjaśnienie:

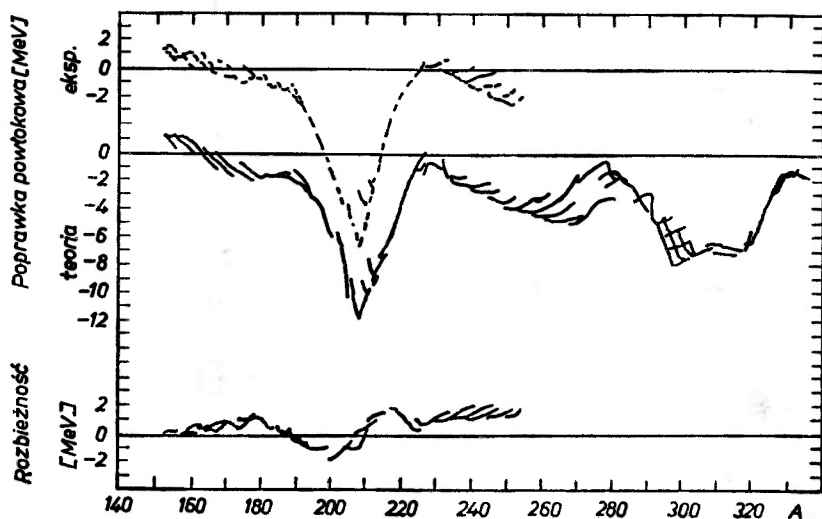
1°. Odśrodkowe rozciąganie się jądra obracającego się powodujące wzrost momentu bezwładności J wraz z obrotowym momentem pędu I .

2°. Działanie efektu Coriolisa dążące do zburzenia schematu nukleonów skojarzonych w pary (angielski skrót CAP = Coriolis antipairing). Polega to na obniżeniu korelacji par nukleonów typu nadprzewodnikowego, wywołanym obrotem jądra (analogia efektu Meissnera) i w rezultacie na wzroście momentu bezwładności jądra.

Ostatnio przeprowadzone obliczenia wariacyjne [8] wydają się sugerować, że drugi z powyższych procesów CAP przeważa być może nad pierwszym w ciężkich jądrach.

3. Pierwiastki superciężkie

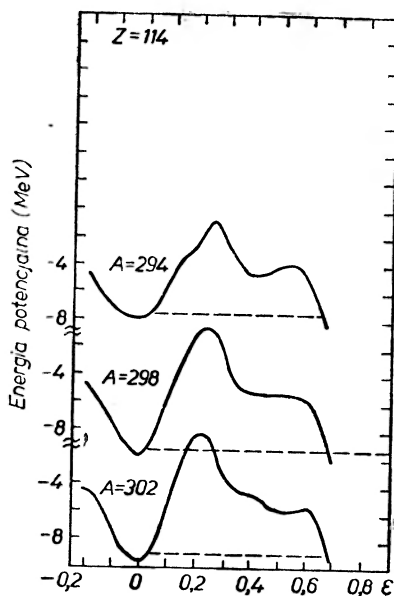
Olbrzymia ilość danych doświadczalnych dotyczących własności jąder z zakresu ziem rzadkich oraz aktynidów może być systematyzowana i wyjaśniana za pomocą założenia ruchu niezależnych nukleonów w średnim sferoidalnym potencjale jądrowym. Jedną z pierwszych prac badających własności takiego średniego potencjału była praca Nilssona [9]. Tzw. „model Nilssona“ w ciągu niemal piętnastu lat swego istnienia uległ znacznemu udoskonaleniu [10]. W ciągu ostatnich kilku lat udało się na gruncie teorii mikroskopowej, tj. opartej na założeniu ruchu indywidualnych nukleonów w jądrze wyjaśnić również szereg własności zjawiska rozszczepienia jąder ciężkich. Obecnie spróbujemy rozszerzyć naszą znajomość teorii mikroskopowej jąder zdeformowanych na badania możliwości istnienia i własności hipotetycznych jąder superciężkich leżących w obszarze scharakteryzowanym przez liczby protonów $Z \gtrsim 110$ oraz $N \approx 184$.



Rys. 4. Poprawka powłokowa do energii wiązania w jądrach ciężkich i superciężkich

Rys. 4 przedstawia tzw. poprawkę powłokową tj.: odstępstwo faktycznej energii wiązania jądra od uśrednionej wartości podanej przez model kropłowy jądra (wzór Weizsäckera). Jak widać energia wiązania osiąga głębokie minimum w obszarze pierwiastka ołowiu (Pb). W doskonałej zgodności z wartościami doświadczalnymi są wyniki teoretycznych obliczeń energii wiązania przeprowadzone przez S. G. Nilssona i innych [11], [12] na podstawie teorii mikroskopowej zmodyfikowanej przy pomocy metody Strutinsky'ego [13] (metoda ta polega na wyliczaniu energii wiązania jądra przez zastąpienie sumy energii jednocząstkowych uśrednionych po pewnym obszarze energetycznym przez wyrażenie typu Weizsäckera. Rys. 4 wykazuje ponadto istnienie głębokiego minimum (tj. maksimum energii wiązania) dla liczby masowej $A \approx 300$, co odpowiada liczbie protonów Z leżącej pomiędzy 110 a 124. Wynikałoby z tego,

że jądra w tym zakresie mogłyby być dostatecznie stabilne. Silne wiązanie jąder z tego zakresu jest wynikiem odpowiedniej własności średniego potencjału jądra. Obliczenia Sobieczewskiego i innych [14] oraz Meldnera [15] (zob. także [16], [11] oraz [12]) wykazują, że dla większości rozsądnych potencjałów używanych w jądrach ciężkich i ekstrapolowanych w kierunku jąder superciężkich liczby protonów $Z = 114$ oraz neutronów $N = 184$ stają się liczbami magicznymi. Również $Z = 124$ ma własności liczby zbliżonej do magicznej,



Rys. 5. Energia potencjalna jądra superciężkiego w funkcji deformacji

tak że cały zakres pomiędzy $Z = 114$ a $Z = 124$ charakteryzuje się silnym wiązaniem.

Aby rozstrzygnąć problem, czy jądra z tego zakresu są dostatecznie stabilne, aby ich obserwacja była możliwa, musimy odpowiedzieć na dwa zasadnicze pytania:

1° Jaki jest kształt bariery potencjału na rozszczepienie (chodzi w szczególności o wysokość i efektywną szerokość bariery)?

2° Jakie jest oszacowanie czasu życia względem procesu spontanicznego rozszczepienia jądra?

Odpowiedź na drugie z tych pytań zależy od odpowiedzi na pierwsze oraz od wartości efektywnego parametru bezwładności B odpowiadającego ruchowi kolektywnemu w kanale rozszczepienia.

Odpowiedź na pierwsze z tych pytań stwierdza, że najprawdopodobniej istnieje w jądrach superciężkich bariera o wysokości rzędu 8 MeV, raczej wąska, osiagająca maksimum dla deformacji rzędu $\epsilon \approx 0.2$ (rys. 5). Odpowiedź ta oparta

jest na obliczeniach wykonanych [7], [11], [12] na podstawie modelu Nilssona [9], [18] przy użyciu metody Strutinsky'ego [13].

Odpowiedź na drugie pytanie stwierdza, że parametr bezwładności B jest rzędu

$$B \approx 900 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}. \quad (3.1)$$

To grube oszacowanie otrzymane zostało poprzez uśrednienie wyników obliczeń teoretycznych [19], przeprowadzonych na poziomie teorii mikroskopowej opartej na metodzie sugerowanej przez A. Bohra i B. Mottelсона [2]. Z obliczeń tych wynika, że można się spodziewać, że parametr bezwładności B jest około 4 do 11 razy większy od wartości B_{irr} otrzymanej z modelu kropkowego jądra. Parametr B jest w grubym przybliżeniu liniową funkcją deformacji i zależy w istotny sposób od natężenia sił „pairing“ pomiędzy nukleonami.

Zestawiając razem wyniki dotyczące wielkości bariery oraz parametru B można pokusić się o oszacowanie okresu połowicznego zaniku $\tau_{1/2}$ ze względu na spontaniczne rozszczepienie. Można to uzyskać używając wzoru typu WKB

$$\tau_{1/2} = n^{-1} \exp \left\{ \frac{2}{\hbar} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \sqrt{2B(E - V(\varepsilon))} d\varepsilon \right\}, \quad (3.2)$$

gdzie n — oznacza ilość „zamierzeń“ na barierę na jednostkę czasu; można ją oszacować jako

$$n \approx 10^{21} \text{s}^{-1} \quad (3.3)$$

na podstawie znajomości energii wzbudzeń oscylacyjnych w ciężkich jądrach ($\hbar\omega \approx 1 \text{ MeV}$).

Dla celów wstępnego oszacowania założmy, że parametr bezwładności B wchodzący do równania (9.2) jest niezależny od deformacji ε (co nie ma miejsca w rzeczywistości). Założmy również, że zmienność B z liczbą masową A jest z grubsza dana przez związek

$$B \sim A^{5/3}. \quad (3.4)$$

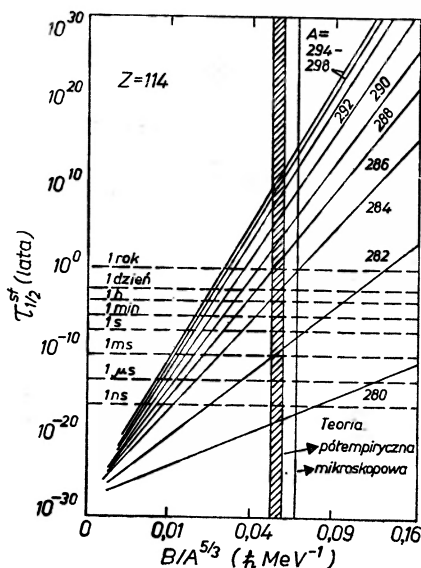
W tym przypadku z równ. (3.2) wynika, że logarytm okresu połowicznego rozpadu $\tau_{1/2}$ jest liniową funkcją pierwiastka kwadratowego wielkości $B/A^{5/3}$

$$\ln \tau = \text{const} \sqrt{B/A^{5/3}}, \quad (3.5)$$

gdzie stała proporcjonalności zależy od wysokości i efektywnej szerokości bariery dla danego jądra. Wyniki takiego rachunku pokazane są [17] na rys. 6. Wyniki te są fascynujące: jądra o $Z = 114$ oraz N leżącym w pobliżu liczby 184 wykazują bardzo długi okres połowicznego rozpadu ze względu na spontaniczne rozszczepienie! Dalsze rachunki uwzględniające liniową zależność B od deformacji ε wykazują, że w obszarze jąder transuranowców, gdzie $\tau_{1/2}$ są znane doświadczalnie, możliwy błąd oszacowania sięga czterech do sześciu rzędów wielkości. Uwzględniając możliwość nawet tak wielkiego błędu możemy nadal

spodziewać się, że nuklid $Z = 114$ oraz $N = 184$ posiada czas życia $\tau_{1/2}$ większy od wieku Ziemi ($\approx 10^9$ lat)!

Oczywiście, inne sposoby rozpadu mogą zmienić w sposób istotny nasze wnioski. Przede wszystkim warunek stabilności względem rozpadu beta ogranicza liczbę jąder jedynie do paru izotopów dla każdego pierwiastka. Po drugie, jądra w tym obszarze są prawie na pewno wszystkie promieniotwórcze ze względu na rozpad alfa. Dyskusja promieniotwórczości alfa i beta połączona z możliwością spontanicznego rozszczepienia została przeprowadzona przez Nilssona, Thompsona i Tsanga [20]. Wyniki tej dyskusji przedstawione są na rys. 7 (wziętym z pracy [20]). Linie ciągłe na tym rysunku odpowiadają stałemu czasowi życia ze względu na spontaniczne rozszczepienie, zaś linie przerywane —



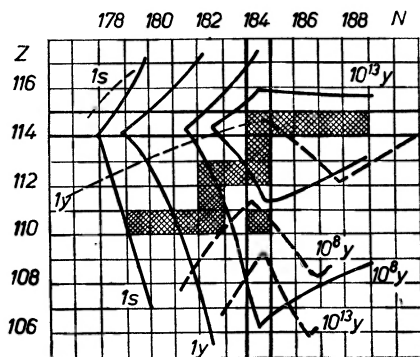
Rys. 6. Czasy życia jąder superciężkich ze względu na spontaniczne rozszczepienie

ze względu na rozpad alfa. Kwadraciki odpowiadające jądom beta-stabilnym zostały zakreślone. Z tego rysunku widać, że istnieje być może tylko jeden nuklid dostatecznie długożyciowy ze względu na wszystkie trzy możliwości rozpadu. Jest to jądro $Z = 110$ oraz $N = 184$. Zgodnie z nomenklaturą Mendelejewa należy go nazwać ekaplatyną, gdyż ze względu na jego chemiczne właściwości powinno się go zaliczać do grupy platynowców. Czas życia tego izotopu jest porównywalny z wiekiem Ziemi, tak że w zasadzie można by poszukiwać jego śladów na naszej planecie (być może w rudach platyny). Prace doświadczalne [21] rozpoczęte w tym celu nie przyniosły dotychczas pozytywnych rezultatów.

Podwójnie magiczne jądro $^{298}114$ oraz bezpośredni jego sąsiedzi nie powinny być wykrywalne na Ziemi zgodnie z przewidywaniami pracy [20]. Wydaje się to konsyistentne z negatywnymi wynikami poszukiwań tego jądra przez grupę

prof. Flerova [22] w Dubnej. Można jednakże mieć nadzieję, że w przyszłości nuklid taki może zostać wyprodukowany sztucznie przy użyciu techniki przyspieszania ciężkich jonów.

Supercieżkie pierwiastki mogłyby być zapewne obserwowane w promieniach kosmicznych. Wszystkie jądra o $Z > 83$ zostały zapewne wyprodukowane w trakcie tzw. „procesu r “ (23) wychwytu neutronów (opis tego procesu znaleźć można w klasycznej pracy [24] cytowanej powszechnie jako B²FH). Proces r



Rys. 7. Stabilność jąder superciężkich względem różnych typów rozpadu

zachodzi zapewne w niektórych gwiazdach supernowych lub kwasarach. Ostatnio bardzo ciężkie jądra były obserwowane w promieniach kosmicznych. Wydaje się, że obserwowano jądro o $Z \approx 104$ lub cięższe [25], [26].

Abstract: Three different topics in the theory of nuclear structure are discussed. In the first part the microscopic theory of nuclear vibrational levels is presented. The basic equation for the eigenfrequency of nuclear vibration is derived and its physical properties are explained. Second part deals with the generalized intensity rules in the deformed nuclei. Also the deviations from the $I(I+1)$ rule in nuclear rotational spectra are discussed. Finally the third part containing the discussion of the properties of the hypothetical superheavy nuclei in the region of $Z = 114$ and $N = 184$.

Literatura

- [1] Zob. np. O. Nathan, S. G. Nilsson, *Collective Nuclear Motion and The Unified Model*, X rozdział książki *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, pod red. Kai Siegbahn, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1965, lub V rozdział w artykule A. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winter, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 432 (1956). W przypadku wzbudzeń oktopolowych dyskusję taką przeprowadził ostatnio J. Żylicz, *Wykłady w VII Krakowskiej Szkole Zimowej Fizyki Jądrowej*, Zakopane, luty 1969 r. (nie opublikowane).
- [2] A. Bohr, B. Mottelson, *Lectures on Nuclear Structure and Energy Spectra*, monografia w przygotowaniu do publikacji, tom II i III.
- [3] S. T. Belyaev, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **31**, 11 (1959).

- [4] A. Bohr, *Mat. Fys. Medd.*, **26**, nr 14 (1952); A. Bohr, B. Mottelson, *Mat. Fys. Medd.*, **27**, nr 16 (1953).
- [5] Alaga, Alder, Bohr, Mottelson, *Mat. Fys. Medd.*, **29**, nr 9 (1955).
- [6] B. R. Mottelson, *Proc. of the Internat. Conf. on Nuclear Structure*, Tokyo 1967, Suppl. to *J. Phys. Soc. Japan*, **24**, 87 (1968).
- [7] Michajlov, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **30**, 1334 (1966).
- [8] J. Krumlinde, S. G. Nilsson, *Proc. of the Internat. Conf. on Nucl. Struct.*, Tokyo 1967; J. Krumlinde, *Preprint*, Nordita 1968; Bes, Landowne, Mariscotti, *Preprint* 1968.
- [9] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd.*, **29**, nr 16 (1955).
- [10] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki*, **20**, 649 (1969).
- [11] S. G. Nilsson, *Nuclear Structure, Fission and Superheavy Elements*, Wykłady wygłoszone w Szkole Letniej na Korsyce, wrzesień 1968 oraz preprint UCRL-18355.
- [12] S. G. Nilsson, Tsang, Sobiczewski, Szymański, Wycech, Lamm, Möller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.*, **A131**, 1 (1969).
- [13] V. M. Strutinsky, *Yadernaya Fiz.*, **3**, 614 (1966), *Nuclear Phys.*, **A95**, 420 (1967) oraz *Nuclear Phys.* — w druku.
- [14] Sobiczewski, Gareev, Kalinkin, *Phys. Letters*, **22**, 500 (1966).
- [15] H. Meldner, *Archiv. Fys.*, **36**, 593 (1967).
- [16] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *Nuclear Phys.*, **81**, 1 (1966) oraz preprint UCRL-11980.
- [17] Nilsson, Nix, Sobiczewski, Szymański, Wycech, Gustafson, Moller, *Nuclear Phys.*, **A115**, 545 (1968).
- [18] Gustafson, Lamm, B. Nilsson, S. G. Nilsson, *Arch. Fys.*, **36**, 613 (1967).
- [19] Sobiczewski, Szymański, Wycech, S. G. Nilsson, Nix, Tsang, Gustafson, Moller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.*, **A131**, 67 (1969).
- [20] Nilsson, Thompson, Tsang, *Phys. Letters*, **28B**, 458 (1969).
- [21] Thompson, Swiatecki, Bowman, Gatti, Moretto, Jared, przedłożone do druku; Giorso, Sikkeland, Nurmia, przedł. do druku; Thompson, Gatti, Moretto, Bowman, Michel, przedł. do druku; Thompson — referat przeglądowy na konferencji w Miami, listopad 1968.
- [22] G. N. Flerov, Komunikat na Wszechzwiązkowej Konferencji Spektroskopii Jądrowej, Erywań, ZSRR, styczeń 1969.
- [23] Seeger, W. A. Fowler, Clayton, *Astrophys. J. Supp.*, **97**, 121 (1967).
- [24] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547 (1957).
- [25] P. H. Fowler, Adams, Cowan, Kidd, *Proc. Roy. Soc.*, **A301**, 39 (1967).
- [26] P. H. Fowler, wiadomość prywatna.

Międzynarodowa Konferencja z Optyki Instrumentalnej

W dniach 14—19 lipca 1969 r. odbyła się w salach Uniwersytetu w Reading międzynarodowa konferencja poświęcona przyrządom optycznym i nowym technikom pomiarowym. Organizatorem była Sekcja Optyczna Angielskiego Narodowego Komitetu Fizycznego. Konferencje takie odbywają się co trzy lata pod patronatem Międzynarodowego Komitetu Optycznego (ICO). Pośród 323 uczestników reprezentujących praktycznie wszystkie ośrodki optyczne, była również dwuosobowa delegacja polska.

Wygłoszono sześć referatów przeglądowych oraz 50 komunikatów z prac własnych. Poszczególne posiedzenia poświęcone były określonym zagadnieniom.

Referaty przeglądowe poświęcone były następującym tematom.

1. *Nowe przyrządy i nowe techniki spektroskopowe. Nowe przyrządy interferencyjne, stymulowana emisja i zjawiska nie-liniowe.*
2. *Współczesny rozwój produkcji optycznej i nowych materiałów optycznych. Metrologia optyczna, pomiar wielkości podstawowych przy użyciu światła koherentnego.*
3. *Układy optyczne o nowych charakterystykach.*
4. *Osiągnięcia w ocenie jakości przyrządów optycznych.*
5. *Obliczenia teleskopów astronomicznych.*

Organizacja konferencji była bardzo sprawna, punktualność wzorowa. Tylko dwóch referentów było nieobecnych. Czas ten wykorzystano na dodatkowy referat oraz na dyskusje. Poszczególnym posiedzeniom przewodniczyli wybitni specjaliści z różnych krajów.

Referowane zagadnienia wskazują na duży postęp i możliwość rozwoju klasycznych zagadnień optycznych, takich jak obliczenia układów optycznych, metody badań układów optycznych, nowe materiały optyczne, metody wykonywania elementów optycznych oraz ich kontroli. Szereg referowanych prac dotyczyło jednak nowszych zagadnień, takich jak zastosowania holografii, badania funkcji przenoszenia kontrastu oraz zjawiska kwantowe w optyce.

Temu ostatniemu zagadnieniu był poświęcony komunikat dr L. Mandel z Uniwersytetu w Rochesterze, w którym omówił, jak wykorzystując korelację fotonową można badać bardzo subtelne widma. Podał również szczegóły stosowanej aparatury elektronicznej. Praca ta była jedną z bardziej odkrywczych prac referowanych na zjeździe.

Spośród referowanych prac wyróżniła się również praca prof. dr H. H. Hopkinsa poświęcona układom zmiennie-ogniskowym. W prosty sposób została podana metodyka dwusprzężonych układów (zachowane, przy zmianie powiększenia 1—20 razy, położenia przedmiotu i obrazu oraz źrenicy wejściowej i wyjściowej). Układy te należy stosować, jeżeli układ zmiennie-ogniskowy jest częścią składową bardziej skomplikowanego układu. Referent podał proste warunki na sprzężony przesuw trzech części w pełni gwarantujący stałość położenia.

Prof. dr R. R. Shannon jeden z twórców badań nad funkcją przenoszenia kontrastu omówił zastosowanie jej do klasyfikacji układów optycznych.

Obliczenia te są prowadzone z przeliczeń biegu promieni (na maszynach cyfrowych) przy odpowiednim doborze punktów u źrenicy wejściowej. Przez zastosowanie dwuwymiarowej transformacji Fouriera można badać wpływ aberracji i winietowania. Badania te były sprzężone z badaniami doświadczalnymi pozwalając między innymi na właściwe tolerowanie układów optycznych. Prof. T. Ose z Japonii zestawił wyniki badań konwencjonalnych i za pomocą funkcji

przenoszenia kontrastu oraz przeanalizował także inne formy oceny układów optycznych. Tematowi temu również był poświęcony komunikat prof. K. J. Rosenbrucha, jednego z pionierów doświadczalnych metod pomiaru funkcji przenoszenia kontrastu. Szereg prac było poświęconych automatyzacji obliczeń optycznych na maszynach cyfrowych i zastosowaniu ich do obliczeń nowych układów optycznych.

Z prac technologicznych na uwagę zasługują prace dotyczące bardzo dokładnych siatek dyfrakcyjnych, powierzchni asferycznych, cienkich warstw dla podczerwieni, nowych metod polerowania optycznego i nowych materiałów optycznych.

Coraz szerzej stosuje się rozważania dyfrakcyjne przy ocenie jakości odwzorowania. Na szczególne podkreślenie zasługują prace prowadzone w tym kierunku w Instytucie Optyki w Paryżu.

Referowano również cenne prace ze spektroskopii Furierowskiej i analizy bardzo słabych promieniowań.

Zjazd był interesujący, chociaż nie na tyle odkrywczy co poprzednie, na których referowano po raz pierwszy nowe dziedziny optyki jak badania kontrastu, optyka nieliniowa czy holografia. Na podkreślenie zasługuje bardzo dynamiczny rozwój optycznych prac naukowych i przemysłu optycznego w Japonii. Badania prowadzone są szerokim frontem w każdej niemal dziedzinie zastosowania optyki.

Po referatach trzykrotnie odbyły się posiedzenia ICO, w których uczestniczyli delegaci z 17 krajów (w tym ze Szwajcarii tylko jako obserwatorzy, gdyż nie zgłosili na czas nazwisk delegatów).

Na zebraniach tych omawiano sprawy finansowe, miejsce i czas przyszłego zebrania. Z dwóch proponowanych miejsc (Madryt i Los Angeles) wybrano Los Angeles. Konferencja odbędzie się 9—13 września 1972 r.

Ustalono także przyszłe sympozjum optyczne oraz wytyczono dalsze kierunki rozwoju ICO.

Liczny udział najlepszych specjalistów z optyki sprzyjał zacieśnianiu kontaktów osobistych oraz owocnej dyskusji nad poruszonymi zagadnieniami.

Miron Gaj

M. M. Suszczyński: **Spektry kombinacyjnego rozpraszania molekuli i krystalłów**. Izdatelstwo Nauka, Moskwa 1969, ss. 576.

„W procesie oddziaływania z promieniowaniem stan molekuli i jej charakterystyka ulegają zmianie, a więc zmienia się również rozkład energii pomiędzy powłoką elektronową a jądrami. Dzięki temu staje się możliwe przekazywanie energii między światłem wzbudzającym a jądrami, chociaż proces rozpraszania zachodzi praktycznie tylko na elektronach. I właśnie na oddziaływaniu ruchu jąder i elektronów polega zjawisko rozproszenia ramanowskiego“. W ten sposób M. Suszczyński, autor wydanej właśnie w Związku Radzieckim nowej monografii określa istotę rozproszenia ramanowskiego (str. 92).

Biorąc tę książkę do ręki musimy zdać sobie sprawę, że badania ramanowskie rozwinęły się ostatnio w takiej mierze, iż publikacja obejmująca wszystkie problemy związane z tą dziedziną badań musiałaby być niezmiernie obszerna. Dlatego autorzy monografii i rozdziałów monograficznych w pracach zbiorowych starają się rozwinąć głównie jakieś jedno zagadnienie, pozostałe traktując bardziej pobieżnie. Zagadnienia, które w różnych monografiach uznać można za przewodnie to: 1) mechanizm rozpraszania ramanowskiego, 2) mechanizm powstawania widm rotacyjnych i oscylacyjnych, 3) metodyka badań i 4) widma oscylacyjne różnych związków chemicznych. To ostatnie zagadnienie traktowane jest jako zagadnienie przewodnie w monografiach Kohlrauscha [1, 2], Hibbena [3] i Landsberga, Bażulina, Suszczyńskiego [4], oraz w obejmującym również widma absorpcyjne w podczerwieni opracowaniu Jonesa i Sandorfyego [5]. Wydana w ostatnim dziesięcioleciu monografia Brandmüllera i Mosera [6] najobszerniej, spośród wszystkich dotychczas wydanych opracowań, zajmuje się zagadnieniami metodyki pomiarów. Mechanizm powstawania widm rotacyjnych i oscylacyjnych jest treścią wielu opracowań i monografii, wśród których do najbardziej znanych należą monografie Herzberga [7, 8], Barrowa [9] oraz opracowanie Duncana [10]. Również te prace traktują łącznie powstawanie widm ramanowskich oraz widm absorpcyjnych w podczerwieni. Szczególne jednak zainteresowanie fizyków budzi pierwsze z wymienionych zagadnień — mechanizm rozproszenia ramanowskiego. Podstawową monografią, która rozwija to zagadnienie, jest wydane 35 lat temu opracowanie Placzeka [11]. Praca ta jest jednak obecnie przestarzała i bardzo trudno dostępna. Dlatego też pojawienie się nowej monografii rozwijającej ten sam problem należy powitać z zadowoleniem. Autor tej monografii, Suszczyński, prowadzi sam od wielu lat badania nad różnymi zagadnieniami spektroskopii ramanowskiej.

Rozdział I poświęcony jest ogólnej teorii rozproszenia ramanowskiego. Autor omawia najpierw klasyczną teorię rozproszenia. Uśrednione wartości tensora rozproszenia otrzymuje on w sposób prostszy niż czyni to Placzek. Następnie, podobnie jak Placzek, rozdziela ten tensor na trzy części. Placzek, na podstawie formalnej analogii wzorów, nazywa je rozproszeniem śladowym, kwadrupolowym i dipolowym magnetycznym. Suszczyński, w ślad za Landauem i Lifszicem, proponuje, by części te nazwać rozproszeniem skalarnym lub izotropowym, anizotropowym i antysymetrycznym. Jest to zgodne z fizycznymi właściwościami tych części. W dalszym ciągu rozdziału porównuje on wyniki teoretyczne i pomiary kątowej zależności rozproszenia ramanowskiego.

W paragrafie poświęconym kwantowej teorii oddziaływania promieniowania z materią autor traktuje łączny hamiltonian molekuli i pola promieniowania jako hamiltonian nie zaburzony, a tłumienie i oddziaływanie — jako zaburzenie. Podejście takie prowadzi do określenia

stanów energetycznych E obejmujących łącznie stan molekuly i pola. Otrzymane powyższą metodą prawdopodobieństwa absorpcji, rozproszenia ramanowskiego i fluorescencji rezonansowej zależne są od uśrednionego oddziaływania promieniowania z materią i wynikających z tłumienia szerokości stanów wyjściowych, pośrednich i końcowych. Na podstawie tak uogólnionego podejścia autor rozpatruje interesujący przypadek, gdy przejście pomiędzy dwoma poziomami (np. oscylacyjnymi) zachodzi równocześnie drogą absorpcji (w podczerwieni) oraz drogą rozproszenia ramanowskiego. Wynikiem tych dwu równoczesnych procesów winno być znaczne wzmocnienie intensywności pasma ramanowskiego. Z wyprowadzonych przez autora wzorów wynika również, że intensywność pasm ramanowskich jest proporcjonalna do współczynnika ekstynkcji κ dla linii wzbudzającej.

Tematem dalszych rozważań jest kwantowa teoria intensywności pasm ramanowskich. Wynika z niej, że stosunek intensywności pasm stokesowskich i antystokesowskich zależy od rzędu pasma. Stosunek ten jest również różny dla rozproszenia zwykłego i rezonansowego. W tym ostatnim przypadku intensywność pasm antystokesowskich może niekiedy przewyższać intensywność pasm stokesowskich. Wniosek ten wyprowadza autor z podanego bez wyprowadzenia wzoru 7,66 na str. 112. Niestety we wzorze tym nie zostały dostatecznie objaśnione stosowane symbole. Z postaci wzoru można by sądzić, że częstości fotonu powodującego przejście elektronowe oraz fotonu wzbudzającego, a także szerokości elektronowych poziomów podstawowego i wzbudzonego winne być różne dla przejścia stokesowskiego i antystokesowskiego. W przeciwnym wypadku wzór ten upraszcza się do znanego wzoru Placzka na stosunek intensywności pasm antystokesowskich i stokesowskich.

W rozdziale II autor omawia z punktu widzenia teoretycznego i doświadczalnego ramanowskie widma rotacyjne, oscylacyjne i rotacyjno-oscyłacyjne, podaje metody obliczeń częstości i intensywności pasm podstawowych i nadtonów, a także dyskutuje, jakie czynniki mogą wpływać na zmianę częstości pasm. Rozważając wpływ oddziaływań międzymolekularnych przedstawia wyniki badań nad wpływem temperatury na szerokość pasm.

Rozdział III poświęcony jest rzadko omawianym szczegółowo ramanowskim widmom pierwszego i drugiego rzędu kryształów jonowych i molekularnych. Dyskutowane też są widma substancji polikrystalicznych. Rozdział oparty jest w dużej mierze na badaniach własnych.

W ostatnim IV rozdziale autor przedstawia obecny stan wiedzy o stymulowanym (wymuszonym) zjawisku Ramana. Referuje on półklasyczną teorię zjawiska opartą na dodawaniu wektorów falowych fotonów wzbudzających, stokesowskich i antystokesowskich, a następnie teorię kwantową tego zjawiska. Z tej ostatniej teorii wynika, że intensywność pasm rozproszenia stymulowanego winna zależeć logarytmicznie od intensywności wiązki wzbudzającej, a nie liniowo, jak w przypadku rozproszenia zwykłego. Wniosek ten potwierdzają badania własne autora monografii. Rozproszenie zwykłe i stymulowane występują zatem zawsze równocześnie dla wszystkich pasm, ale stosunek ich intensywności zależy od intensywności wiązki wzbudzającej. Wykryty przez pierwszych badaczy zjawiska stymulowanego próg wzbudzenia jest więc związany z warunkami detekcji i zdaniem autora nie ma sensu fizycznego. W związku z tym recenzent proponowałby uznać za próg wzbudzenia taką intensywność wiązki padającej, dla której intensywność rozproszenia stymulowanego staje się równa intensywności rozproszenia zwykłego.

Stosując metody optyki nieliniowej do wyjaśnienia zjawiska rozproszenia stymulowanego autor zwraca uwagę na rolę autokolimacji i powstawania nici świetlnych. Z teorii tej wynika jednak, w przeciwieństwie do teorii półklasycznej, że dodawanie wektorów falowych daje pewną różnicę sum (momentum mismatch), której istnienie warunkuje powstawanie rozproszenia ramanowskiego. Chociaż autor przytacza wzór (24,61 str. 532), w którym występuje owa różnica wektorów falowych, nie dyskutuje on rozbieżności wniosków wynikających z obu teorii (por. 12). Porównuje on natomiast teorie powstawania wielokrotnych rozprośnień ramanowskich i na podstawie stosunków intensywności tych rozprośnień wypowiada się za mechanizmem stopniowego ich wzbudzania. Przeciw modelowi czterofotonowemu, według którego wszystkie wzbudzenia powstawałyby równocześnie, przemawia ponadto zbyt wysoki próg takiego mechanizmu.

Monografii Suszczynskiego nie można jednak polecać pracownikom początkującym. Bowiem ściśle przedstawienie w rozdziale I zjawiska rozproszenia światła poprzez elektronowe stany pośrednie z pominięciem niezbyt ściśle zresztą definiowanych poziomów metatrwałych (analogicznie do ujęcia Placzka) jest jednak bardzo trudną drogą do zrozumienia istoty zjawiska. Brak jest natomiast w monografii nawet kilkodzielnego poglądowego opisu, jak powstają pasma stokesowskie i antystokesowskie. Na rys. 12 (str. 54) jest co prawda przedstawiony schemat poziomów energetycznych molekuly, ale zaznaczone na nim przejścia elektronowe służą jedynie do ilustracji pierwszego, a także drugiego członu wyrażenia Kramersa Heisenberga na tensor rozpraszania. Nie zaznaczona jest natomiast w ogóle wielkość energii fotonu wzbudzającego. Tego rodzaju rysunek może spowodować u początkującego pewien zamęt i utrudnić rozróżnianie wzbudzenia poziomu pośredniego w trakcie procesu rozpraszania od wyniku procesu absorpcji, zwłaszcza, że autor opisuje rozpraszanie jako wynik absorpcji, po której następuje emisja fotonu (str. 55 i 83). Takie ujmowanie rozproszenia jest jednak sprzeczne z istotą kwantowego wyrażenia na tensor rozproszenia, w którym momenty przejścia absorpcji i emisji muszą równocześnie być różne od zera. Rozproszenie jest bowiem jednym procesem dwukwantowym, a nie dwoma procesami jednokwantowymi.

Czytelnik może mieć również pewne trudności z symbolami stosowanymi w monografii. Autor referując różne publikacje nie zawsze dostatecznie uzgodnił oznaczenia. Np. w § 5 symbol E oznacza energię własną układu złożonego z molekuly i pola promieniowania, zaś w § 8 ten sam symbol odnosi się do energii własnej samej molekuly. W całej monografii a oznacza polaryzowalność, a na str. 485 — również współczynnik absorpcji. Należy też żałować, że wydawca nie dodał skorowidzu rzeczowego, który bardzo ułatwiłby korzystanie z recenzowanej monografii zaawansowanemu czytelnikowi.

Recenzent uważa bowiem, że monografia Suszczynskiego przedstawia dużą wartość dla zaawansowanych badaczy w dziedzinie badań ramanowskich. Nie porusza ona zupełnie zagadnień aparaturowych, ale daje możliwie pełny przegląd istotnych obecnie zagadnień ramanowskich.

Odnosiniki

- [1] K. W. F. Kohlrausch, *Der Smekal-Raman Effekt*, Berlin 1931; *Ergänzungsband 1931—1937*, Berlin 1938.
- [2] K. W. F. Kohlrausch, *Raman Spektren*, Leipzig 1943 (przekład rosyjski: *Spektry kombinacyjnego rozsiejania*, Moskwa 1952).
- [3] J. H. Hibben, *The Raman Effect and its Chemical Applications*, New York 1947.
- [4] G. S. Landsberg, P. A. Bażulin, M. M. Suszczynski, *Osnownyje parametry spektrow kombinacyjnego rozsiejania uglewodorodow*, Moskwa 1956.
- [5] R. N. Jones, C. Sandorfy, w książce W. West, *Chemical Application of Spectroscopy*, New York 1956 (przekład rosyjski: *Primienienije spektroskopii w chemii*, Moskwa 1959).
- [6] J. Brandmüller, H. Moser, *Einführung in die Ramanspektroskopie*, Darmstadt 1962 (przekład rosyjski: *Wweiedienije w spektroskopiju kombinacyjnego rozsiejania swieta*, Moskwa 1964).
- [7] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure, I Spectra of Diatomic Molecules*, Princeton 1955 (przekład rosyjski: *Spektry i strojenije dwuchatomnych molekul*, Moskwa 1949).
- [8] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure, II, Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*, Toronto 1954 (przekład rosyjski: *Kolebatelnyje i wraszczatelnyje spektry mnogootomnych molekul*, Moskwa 1949).
- [9] G. M. Barrow, *Introduction to Molecular Spectroscopy*, New York 1962 (przekład polski: *Wstęp do spektroskopii molekularnej*, PWN, Warszawa 1968).
- [10] A. B. F. Duncan, w książce W. West, *Chemical Application of Spectroscopy*, New York 1956 (przekład rosyjski: *Primienienije spektroskopii w chemii*, Moskwa 1959).
- [11] G. Placzek, *Rayleigh-Streuung und Raman-Effekt*, w: E. Marx, *Handbuch der Radiologie*, t. VI, cz. II, Leipzig 1934.
- [12] R. Mierzecki, *Postępy Fizyki*, 16, 429 (1965).

Nowe nominacje naukowe

Rada Państwa na posiedzeniu w dniu 29 października 1969 r. nadała tytuły naukowe profesora zwyczajnego nauk fizycznych: Stefanowi Manczarskiemu — prof. nadzw. w Zakładzie Geofizyki PAN, Bronisławowi Średniawie — prof. nadzw. w Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie.

Sesja Naukowa w Toruniu z okazji 80-lecia urodzin profesora W. Rubinowicza

Zespół Katedr Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu wspólnie z Oddziałem Toruńskim Polskiego Towarzystwa Fizycznego zorganizowali w dniach 22 i 23 maja 1969 r. uroczystą sesję naukową z okazji 80-lecia urodzin prof. dra Wojciecha Rubinowicza, poświęconą współczesnym zagadnieniom optyki teoretycznej i doświadczalnej. Sesja odbyła się w Collegium Physicum UMK w Toruniu. Sesję zaszczylicili swoją obecnością prof. W. Rubinowicz z Małżonką, dr Elżbietą Rubinowicz oraz liczni goście z Warszawy, Krakowa, Wrocławia, Poznania, Łodzi i Gdańska. Pierwszy dzień obrad poświęcony był zagadnieniom reguł wyboru Rubinowicza w spektroskopii atomowej. Po otwarciu obrad i zagajeniu przez prof. dra A. Jabłońskiego zostały wygłoszone następujące referaty: dra J. Heldta (Toruń) *Efekt Zeemana w mieszanym promieniowaniu elektrycznym kwadrupolowym i magnetycznym dipolowym neutralnego bizmutu* (część doświadczalna) i doc. dra S. Dembińskiego (Toruń) *Efekt Zeemana w mieszanym promieniowaniu elektrycznym kwadrupolowym i magnetycznym dipolowym* (część teoretyczna). W drugim dniu obrad pierwszy referat wygłosił Jubilat, prof. W. Rubinowicz, *O genezie i losach niektórych moich prac* (tekst tego referatu ukaże się w następnym zeszytu „Postępów Fizyki“). Następnie wygłoszono referaty dotyczące zagadnień teorii dyfrakcji i optyki

statystycznej (teorii koherencji światła): prof. dr R. S. Ingarden (Toruń) *Problem dowolnej fali padającej w teorii fali brzegowej Younga-Rubinowicza*, dr A. Kujawski (Warszawa) *Dyfrakcja Kirchhoffa w ośrodku anizotropowym*, dr A. Kossakowski (Toruń) *Termodynamiczne ujęcie teorii koherencji światła*, dr T. Krapiec (Warszawa) *Rozwiązanie zagadnienia Sommerfelda dla elektromagnetycznego promieniowania dipolowego i kwadrupolowego*, dr K. Gniadek (Warszawa) *Interpretacja Younga-Rubinowicza w teorii dyfrakcji fal sprężystych*. Wszystkie referaty nawiązywały do prac prof. Rubinowicza i pokazały nie tylko ich wielkie znaczenie w fizyce współczesnej, ale także jak żywotne i stale aktualne są jego oryginalne idee, osiągnięcia i zagadnienia. Toruń był specjalnie predysponowany do zorganizowania sesji nie tylko ze względu na długą tradycję prac spektroskopowych w UMK, ale i także z uwagą na to, że obaj aktualni profesorowie fizyki teoretycznej w Toruniu (prof. Ingarden i prof. Hanusowa) są byłymi uczniami prof. W. Rubinowicza. W czasie sesji była czynna w gmachu Collegium Physicum UMK wystawa prac, fotografii i dokumentów dotyczących prof. Rubinowicza. Sesja upłynęła w bardzo miłej atmosferze i dała dużo interesującego materiału naukowego, który w różnej postaci zostanie opublikowany.

R. I.

Jednodniowe Seminarium Glicynowe

W dniu 3 grudnia 1969 odbyło się Jednodniowe Seminarium Glicynowe zorganizowane przez Instytut Fizyki PAN z następującym programem:

Doc. dr J. Stankowski — *Otwarcie seminarium*, prof. dr A. Piekara — *Model ferroelektryka jednokierunkowego*, doc. dr T. Krajewski — *Efekt pyroelektryczny*, dr J. Stankowska — *Właściwości dielektryczne kryszta-*

łów grupy TGS, dr B. Hilczerowa — *Badanie procesu przepolaryzowania w TGS z defektami*, doc. dr K. Łukasiewicz — *Badanie rentgenowskie TGS, TGFB*, doc. dr F. Kaczmarek — *Pomiary mikrofalowe w TGS*, mgr S. Waplak — *Wyznaczanie koordynacji domieszkowych jonów w kryształach*, doc. dr J. Stankowski — *Anomalie temperaturowe widm ERP w kryształach glicynowych*, mgr A. Dezor — *Ruchy wewnątrz molekularne w glicynie*, mgr S. Hoffmann — *Jądrowy rezonans magnetyczny w TGS*.

Do wzięcia udziału w dyskusji zostały zaproszone następujące osoby:

prof. dr J. Auleytner, prof. dr B. Paszkowski, prof. dr W. Rosiński, prof. dr K. Antonowicz, prof. dr W. Pajewski, prof. dr K. Leibler, doc. dr Z. Pająk, doc. dr J. Pietrzak, doc. dr T. Rewaj, dr A. W. Jurin, doc. dr H. Ratajezak, doc. dr A. Jaśkiewicz, doc. dr L. Badian.

Krótkie opracowanie referatów i dyskusji ukaże się w jednym z następnych zeszytów „Postępów Fizyki“.

Jan Stankowski

Nowe czasopismo

Akademia Nauk ZSRR postanowiła wydawać nowe czasopismo „

„Теоретическая и Математическая Физика“.

Pierwszy zeszyc pierwszego tomu ukazał się 1. października 1969 r. Zeszyty czasopisma będą ukazywać się 12 razy w roku. W skład kolegium redakcyjnego wchodzi N. N. Bogolubow, A. A. Anselm, W. B. Berestecki, D. I. Blochincew, W. S. Wladirow, A. S. Dawydow, D. N. Zubariew, A. A. Komar, A. A. Logunow, M. A. Markow, W. P. Masłow, B. W. Medwiediew, Ju. W. Nowożiłow, A. Z. Pietrow, M. K. Poliwanow, W. G. Sołowiew, L. D. Sołowiew, A. N. Tawhelidze, L. D. Faddiejew, E. S. Fradkin, I. M. Chałatnikow, O. A. Chrustaliew, W. P. Szestest, D. W. Szirkow, G. A. Czilaszwili.

K. P.

Produkcja paliwa jądrowego w Japonii

Komisja Energii Atomowej w Japonii wydała licencję firmie Sumitomo i Mitsubishi na przetwarzanie słabowzbogaconego sześci-

fluorku uranu w dwutlenek uranu. Obie firmy planują wybudowanie fabryki w Yokosuka o zdolności produkcyjnej 200—240 ton dwutlenku uranu w roku.

K. P.

Badanie paliwa jądrowego w NRF

W Centrum Badań Jądrowych w Karlsruhe (NRF) w chwili obecnej przeprowadza się chemiczną analizę napromieniowanych kapsuł, zawierających pierwiastki transplutonowe. Powyższe kapsuły od początku 1968 r. napromieniowywano w reaktorze BR-2 w Belgii, który posiada wysoką gęstość strumienia neutronów. Napromieniowanie powierzchni było rzędu 10^{23} neutronów/cm². W rezultacie, 90% wyjściowego plutonu zamieniło się w produkty rozpadu, a 10% w izotopy Cm²⁴⁴, Am²⁴³, Pu²⁴².

W tymże Centrum stwierdzono, że wysoki stopień właściwego wydzielania ciepła plutonu 239 w reaktorze BR-2 (35 kWh/g), można osiągnąć stapiając pluton z aluminium i zamakając otrzymany stop w rurach z zrycaloidu. Metalowa matryca zatrzymuje produkty dzielenia w miejscu ich tworzenia, likwidując w ten sposób powstanie wysokiego ciśnienia wywołanego gazowymi produktami.

K. P.

Plazma i lasery

Za pomocą laserów dużej mocy można w bardzo krótkim czasie spowodować wyparowanie ciała stałego i zamianie jego w plazmę. Plazmę deuteru, mającą szczególne znaczenie dla syntezy termojądrowej, można otrzymać przez napromieniowanie niewielkiej objętości stałego deuteru strumieniem lasera impulsowego.

W czasie eksperymentów z kontrolowaną syntezą termojądrową plazmy składającej się z ciężkich jąder wodoru i elektronów konieczne jest utrzymanie jej w polu magnetycznym i nagrzanie jej do temperatury kilkuset milionów stopni. W tym wypadku należy rozwiązać problem otrzymania plazmy bez domieszek i wprowadzenia jej w zamknięte pole magnetyczne.

Opracowanie laserów impulsowych dających promieniowanie o mocy rzędu 1000 MW otwiera nowe możliwości otrzymania zupełnie zjonizowanej plazmy. Dla otrzymania plazmy wodoru wykorzystuje się kawałki stałego wodoru średnicy około 0,1 mm. Stały wodór otrzymywano w następujący sposób: wodór kondensowano na płycie miedzianej ochładzanej ciekłym helem. W płycie jest otwór, z którego specjalna prasa wybija kawałki stałego wodoru o średnicy 0,1 mm i grubości 0,1 mm. Kawałki wodoru wpadają w naczynie eksperymentalne. Jednocześnie włączany jest laser. Promień lasera rubinowego lub neodymowego zogniskowany soczewką pada na kawałek stałego wodoru. Gęstość promieniowania lasera jest rzędu 10^{12} Wat/cm². W czasie trwania impulsu lasera (10^{-8} — $3 \cdot 10^{-8}$ sek) stały wodór wyparowuje i jonizuje się, w wyniku czego wytwarza się czysta plazma wodorowa. W ten sposób można prowadzić dalej badania zachowania się wytworzonej plazmy w polu magnetycznym i w procesie dalszego nagrzewania. Powyższe eksperymenty prowadzono w Instytucie Fizyki Plazmy w Garling koło Munich (NRF).

Również w Garling przeprowadzono obliczenia dla nieskończonej długiej taśmy stałego wodoru, którą napromieniuje się laserem o wysokim natężeniu. Okazuje się, że w chwili początkowej taśma pozostanie przejrzysta i pochłonie tylko niewielką część promieniowania. Jednak po upływie 10^{-10} sek na stronie zwróconej w kierunku lasera wytworzy się cienka warstwa, pochłaniająca praktycznie całe promieniowanie. Materiał tej warstwy nagrzej się do temperatury 10^6 °C i szybko rozpułynie się w otaczającej próżni, pozwalając na naswietlenie głębiej położonej warstwy. Siła odrzutu plazmy rozprzyskującej się w próżni odpowiadać będzie ciśnieniu 10^5 atmosfer. Siły te wytworzą falę uderzeniową, która skierowana na taśmę nagrzej ją do temperatury kilku tysięcy stopni.

Dla eksperymentalnego sprawdzenia obliczeń przygotowano przezroczyste tarcze stałego wodoru o grubości 0,05—1 mm. Promień rubinowego lasera ogniskowano na tarczy do plamki średnicy 0,1 mm. Siła odrzutu rozchodzącej się plazmy działała tylko na tę małą powierzchnię, wypychając kawałek wodoru i pozostawiając w tarczy otworek. Płóść

materiału biorącego udział w tworzeniu się gorącej plazmy określono za pomocą interferometru. Przy gęstości promieniowania 10^{12} Wat/cm² w plazmie jonizuje się 10^{16} atomów wodoru, emitowanych z prędkością $3 \cdot 10^7$ cm/sek. Oznacza to, że pod wpływem promieniowania przechodzi w gorącą plazmę tylko cienka warstwa stałego wodoru grubości 0,02—0,03 mm.

Jeżeli przeanalizować rezultaty teoretycznych i doświadczalnych badań, to można stwierdzić, że za pomocą laserów o mocy kilku tysięcy megawatów można otrzymać plazmę z ogólną liczbą jonów i elektronów 10^{16} — 10^{17} i temperaturą 10^7 °C. Taka plazma posiada już szereg charakterystyk pozwalających wykorzystać ją w eksperymentach syntezy termojądrowej.

K. P.

Czy stworzono teorię cząstek elementarnych?

I. L. Gerłowin (Preprint ITF 69-53, Kijów 1969 r.) zaproponował teorię, która pozwala otrzymać wzory na własności cząstek elementarnych. Zgodność danych doświadczalnych i wyliczonych mieści się w granicach 3—4 cyfr znaczących. Proponowana teoria korzysta z równań elektrodynamiki. Wykorzystuje tylko dwie stałe: prędkość światła i stałą Plancka.

Teoria opiera się na następującym modelu. Rozważa się dwa współśrodkowe, leżące w jednej płaszczyźnie pierścienie prądowe. Na tych pierścieniach mieści się całkowita liczba zgęszczeń ładunków, dowolna na każdym pierścieniu. Ładunki każdego pierścienia są kilka rzędów razy większe niż ładunek elektronu. Prędkość zgęszczeń ładunków na pierścieniu jest podrelatywistyczna ($0,8c < v < c$). Warunek stabilności tego układu lub też warunek braku wypromieniowania energii daje właśnie cząstkę elementarną. Stabilne stany są klasyfikowane według wprowadzonej przez autora uogólnionej liczby kwantowej K . Wartości, jakie K może przyjmować, są dodatnimi liczbami całkowitymi i ułożone są w pewne szeregi. Dla opisanego modelu podane są wzory na masę, moment magnetyczny, czas życia, ładunek elektryczny, liczbę barionową, liczbę leptonową i spin izotopowy. Otrzymane wzory są zwykłymi algebraicznymi wyrażeniami, zależnymi tylko

od kombinacji K . Ładunek cząstki jest różnicą ładunków na obu pierścieniach. Okazuje się on zawsze krotnością ładunku elektronu, chociaż same ładunki są kilka rzędów wielkości większe. Czas życia jest między innymi zależny od wartości sumy modułów ładunków poszczególnych pierścieni. Antycząstkami są układy z przeciwnymi znakami ładunków na pierścieniach. W procesie anihilacji cząstek wydziela się energia zawarta w obszarze między pierścieniami i tworzy się pewien bliżej niesprecyzowany układ, o dużej energii wiązania, nie przejawiający się w klasycznej granicy, a dający w przypadku kwantowym fluktuacje ładunku i próżniowe poprawki do momentu magnetycznego. Próżnia składa się właśnie z takich układów.

Pole elektryczne wokół cząstek okazuje się sferycznie niesymetryczne. Interesujący również jest fakt, że długość fali de Broglie'a należy pomnożyć przez pewną liczbę f ($\lambda = \frac{\hbar}{p} \cdot f$) równą jedności tylko dla pewnej grupy cząstek. Tak się akurat złożyło, że liczba f jest równa jedności dla cząstek, których własności dyfrakcyjne zostały zbadane. Dla μ -mezonu na przykład $f \approx 200$. Kwarki w tej teorii nie istnieją.

Niedostatkami tej teorii jest pojawienie się bardzo dużej liczby cząstek elementarnych dotąd nie znalezionych, nawet w zakresie niskich energii (trzy szeregi K zawierają około 200 000 cząstek). Należy więc szukać dodatkowych reguł wyboru.

W komentarzu do tej pracy, sformułowanym przez sekretarza naukowego Instytutu wydającego preprint, podkreśla się, że pracę drukuje się wyjątkowo i w charakterze dyskusji.

Nagrody Nobla

Nagrodę Nobla za 1969 rok w dziedzinie fizyki otrzymał Profesor Murry Gell-Mann. Klasyfikacja silnie oddziaływających cząstek Gell-Manna opublikowana została w 1961 r. Dała ona znaczne korzyści w zrozumieniu fizyki cząstek elementarnych, oswobodzając fizyków od gąszcza danych, które nazbierały się w ciągu dziesięciu lat. Utorowała drogę do teorii kwarków, które pozwalają opisać cząstki przy pomocy trzech fundamentalnych cząstek o ułamkowym ładunku. Gell-Mann ciągle traktuje kwarki jako twory matema-

tyczne. Teorię „ośmiorakiej ścieżki“ (eight-fold way theory) Gell-Mann opublikował prawie w tym samym czasie co niezależna i bardzo podobna teoria Y. Ne'emanna.

Pierwszy swój triumf Gell-Mann święcił w 1953 roku, gdy z K. Nishijima podał koncepcję dziwności jako drogę wyjaśnienia niezwyklego zachowania się neutralnego K mezonu i innych cząstek. Zagadka z K mezonem i innymi cząstkami była właśnie tym, co często powtarzało się w pewnych reakcjach jądrowych, z których wnioskowano, że cząstki te oddziałują z materią poprzez silne oddziaływanie, co więcej, żyją rzędu 10^{12} razy dłużej niż oczekiwano. Gell-Mann i Nishijima wyprowadzili fizykę teoretyczną z tego paradoksu, proponując wzór wiążący ładunek, liczbę barionową, spin izotopowy i nową liczbę kwantową — dziwność. Być może najcharakterystyczniejszym osiągnięciem Gell-Manna było przepowiedzenie w 1962 roku istnienia cząstki Ω^- . Można powiedzieć, że na konferencji wysokich energii w Genewie podał dowody, które pozwoliły uwierzyć w istnienie Ω^- . Cząstkę Ω^- znaleziono eksperymentalnie w dwa lata później.

Gell-Mann jest również pionierem w innej dziedzinie — algebrze prądów. W 1960 roku podał podstawowe idee algebry pól, będącej obiektem badań po dzień dzisiejszy.

Gell-Mann wstąpił na Uniwersytet Yale w 1944 roku w wieku lat 15. Kończy go w 1948 roku i w 1951 otrzymuje tytuł doktora w Instytucie Technologii w Massachusetts. Później przebywa rok w Instytucie Badań Zaawansowanych i trzy lata na Uniwersytecie w Chicago, a następnie w Instytucie Technologii w Kalifornii.

W dziedzinie chemii Nagrodę Nobla za 1969 rok otrzymali Profesor Derek Barton z Londynu i Profesor Odd Hassel z Oslo za badania umożliwiające ustalenie sposobów powiązania i rozmieszczenia przestrzennego atomów węgla w cząsteczkach organicznych.

Nagrody Polskiej Akademii Nauk za 1969 r.

Polska Akademia Nauk przyznała nagrodę imienia Marii Skłodowskiej-Curie za rok 1969 prof. dr Wiesławowi Czyżowi z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

Nagrody wydziału III PAN w zakresie fizyki otrzymali:

dr J. Konopka z Instytutu Fizyki PAN;

dr A. Kujawski z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie;

dr hab. J. Stankowski, kierownik Zakładu Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN; w zakresie matematyki otrzymali:

prof. dr S. Balcerzak z Instytutu Matematycznego PAN;

doc. dr hab. A. Lasota z katedry analizy matematycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego; w zakresie chemii otrzymali:

dr hab. L. Skulski z wydziału chemicznego Politechniki Warszawskiej;

dr hab. A. Zwierzak z katedry syntezy organicznej Politechniki Łódzkiej.

Model wielokrotnych zderzeń

Na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Jądrowej w Gatlinburgu (USA), grupa Palevsky'ego przedstawiła wyniki eksperymentu wykonanego w Brookhaven nad elastycznym rozproszeniem protonów o energii kinetycznej 1 GeV na lekkich jądrach. Energetyczna zdolność rozdzielcza w tym eksperymencie była na tyle dobra, że można było odróżnić protony rozproszone elastycznie (bez wzbudzenia jądra) od protonów rozproszonych nieelastycznie. Różniczkowe przekroje czynne rozpraszania na ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ i ${}^{16}\text{O}$ wykazywały dyfrakcyjną strukturę, tzn. po maksimum dla małych kątów rozpraszania następowało minimum i następne maksimum. Zagadką był fakt, że w rozpraszaniu elektronów na ${}^4\text{He}$ przy tych samych kątach rozpraszania nie występowało minimum. Prof. dr W. Czyż wraz ze swym współpracownikiem mgr. L. Leśniakiem posługując się modelem wielokrotnych zderzeń cząstek silnie oddziaływających, otrzymali właśnie taki przebieg różniczkowego przekroju czynnego elastycznego rozpraszania protonów na ${}^4\text{He}$. Wyniki tej pracy przedstawione zostały na II Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii i Struktury Jądra Atomowego w Rehovoth (Izrael) wzbudzając duże zainteresowanie.

Struktura dyfrakcyjna, którą otrzymujemy w modelach wielokrotnych zderzeń jest wynikiem interferencji jedno- i dwukrotnego, dwu- i trzykrotnego itd. rozproszenia padającego hadronu na nukleonach wchodzących w skład tarczy jądrowej. W przypadku elektronu rozpraszanie dwukrotne elektronu

na nukleonach jest znacznie mniej prawdopodobne niż silnie oddziaływającego hadronu. Dlatego struktury przekroju czynnego rozpraszania elektronów i hadronów są różne. Przekrój czynny rozpraszania hadronów na jądrach zależy od parametrów charakteryzujących jądro jak i od amplitudy zderzenia hadron-nukleon. Dlatego stosując model wielokrotnych zderzeń możemy badać zarówno strukturę jąder (np. deformacje, korelacje nukleonów w jądrze) jak i oddziaływania hadron-nukleon.

Sukcesy tego modelu zachęciły prof. Czyż do poszerzenia zakresu badań nad wspomnianymi wyżej problemami i zastosowania ich do analizy zderzeń nie tylko hadronów z jądrami ale także rozproszonych jąder na jądrami i oddziaływań hadronów. Ostatnie wyniki swych prac przedstawił prof. Czyż na III Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii i Struktury Jądra w Nowym Jorku (8—12 wrzesień 1969 r.). Polska Akademia Nauk przyznała prof. dr W. Czyżowi w roku 1969 nagrodę imienia M. Skłodowskiej-Curie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Oddział Krakowski PTF

W dniu 4 grudnia 1969 odbyło się Walne Zebranie Oddziału Krakowskiego, na którym dokonano podsumowania działalności ustępującego zarządu i wybrano nowy 16-osobowy zarząd. Sprawozdanie ustępującego zarządu odczytał Prof. dr A. Hrynkiwicz. Zwrócił on uwagę na mały przyrost członków OK PTF. W okresie sprawozdawczym przyjęto 5 nowych członków, nie licząc 35 członków z Kielc. Obecny stan oddziału wynosi 120 (155) członków. W okresie sprawozdawczym odbyły się 32 Konwersatoria Fizyczne, z tego 12 z udziałem referentów spoza Krakowa i 4 z udziałem gości zagranicznych. Sekcja dydaktyczna kierowana przez doc. dr M. D. Kunisz organizowała comiesięczne posiedzenia. Ponadto zorganizowano 2-tygodniowy letni Kurs Fizyki Współczesnej dla nauczycieli. W sumie odbyło się 7 posiedzeń z referatami. Obecnie odbywa się dalszy, 2-letni Kurs Fizyki Współczesnej, którym są objęci wszyscy nauczyciele szkół ogólnokształcących województwa krakowskiego.

Zorganizowano uroczystość poświęconą ucz-

czeniu rocznicy 20-lecia śmierci Prof. Prof. Błatona i Zakrzewskiego. Dwóch członków Zarządu wzięło udział w konferencjach zagranicznych. Zarząd Oddziału Krakowskiego uczestniczył również w pracach Konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

W skład nowego Zarządu weszli: Przewodnicząca Oddziału Krakowskiego — doc. dr M. D. Kunisz, wiceprzewodniczący — doc. dr A. Strzałkowski, sekretarz — dr R. Śledziewski, skarbnik — mgr W. Winiarczyk. Członkowie Zarządu: doc. dr A. Białaś, doc. dr O. Czyżewski, prof. dr J. Gierula, prof. dr M. Halaumbrener, prof. dr A. Hryniewicz, prof. dr A. Jagielski, prof. dr J. Janik, prof. dr M. Jeżewski, prof. dr L. Kozłowski, prof. dr M. Mięśowicz, prof. dr J. Rayski, prof. dr J. Weysenhoff. Komisja rewizyjna: przewodniczący: doc. dr J. Kalisz. Członkowie: dr Z. Leś, dr D. Kulgawczuk.

Na zakończenie walnego zebrania prof. dr J. Gierula przeprowadził pokaz szeregu interesujących demonstracji z dynamiki na pneumatycznym stole do demonstracji zbudowanym w Katedrze Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej.

ODDZIAŁ OPOLSKI

Sprawozdanie z działalności Oddziału Opolskiego PTF

Sprawozdanie dotyczy okresu kadencji ostatniego Zarządu, tj. okresu od 20 października 1967 r. do 16 października 1969 r. Oddział Opolski PTF liczy 50 członków. W okresie sprawozdawczym odbyło się 15 posiedzeń naukowych, w tym dwa uroczyste posiedzenia poświęcone Marii Skłodowskiej-Curie i Mikołajowi Kopernikowi. Posiedzenia te były organizowane wraz z Polskim Towarzystwem Lekarskim i Związkiem Prawników Polskich w Opolu. Referaty okolicznościowe z dziedziny fizyki, chemii, medycyny, astronomii i prawa wygłosili: doc. dr B. Rozenfeld, doc. dr J. Paściak, dr F. Kusz, dr B. Grabowski, doc. dr A. Myślicki i dr St. Wyciszczak.

Referaty na pozostałych trzynastu posiedzeniach wygłosili: 1. Doc. dr Z. Sidorski (Wrocław) *Fizyka w Stanach Zjednoczonych*, 2. Doc. dr K. Wojciechowski (Wrocław) *Teoria adsorpcji na metalach*, 3. Doc. dr

J. Stankowski (Poznań) *Zastosowanie elektrycznego rezonansu paramagnetycznego w badaniach strukturalnych*, 4. Doc. dr A. Myślicki *Równowaga termodynamiczna ciał ciężkich w ogólnej teorii względności*, 5. Doc. dr J. Kubikowski (Wrocław) *Struktura wewnętrzna i ewolucja gwiazd*, 6. Doc. dr A. Wrześcińska (Łódź) *Luminescencja fosforów*, 7. Doc. dr Cz. Jankiewicz (Rzeszów) *Prawa zachowania w teorii pola*, 8. Mgr inż. Cz. Janusz (Kraków) *Otrzymywanie i zastosowanie korundów*, 9. Prof. dr J. Łopuszański (Wrocław) *Aktualny stan kwantowej teorii pola*, 10. Doc. dr K. Rudnicki (Warszawa) *Obserwatoria Astronomiczne na Mt. Palomar i Mt. Wilson*, 11. Doc. dr St. Przestalski (Wrocław) *Współczesne problemy biofizyki*, 12. Doc. dr M. D. Kunisz (Kraków) *Nowoczesna aparatura spektralna — spektrometry interferencyjne*, 13. Doc. dr J. Rohleder (Wrocław) *Polimorfizm kryształów molekularnych*.

Średnio w każdym z posiedzeń uczestniczyło 35 osób.

We wrześniu 1968 roku wspólnie z Wrocławskim Oddziałem Polskiego Towarzystwa Astronomicznego zorganizowano dwutygodniową Szkołę Letnią z Astrofizyki Relatywistycznej w Opolu z udziałem wybitnych specjalistów polskich, a wśród nich prof. dr Andrzej Trautman, prof. dr Włodzimierz Zonn i doc. dr Konrad Rudnicki.

W czasie ostatniej kadencji przy współudziale Okrągłego Ośrodka Metodycznego przygotowano II i III Międzyszkolny Turniej Fizyczny dla młodzieży szkół średnich województwa opolskiego. Zorganizowano łącznie 32 godziny wykładów popularn naukowych i 8 godzin demonstracji z fizyki dla uczniów szkół ogólnokształcących.

W dniu 16 października 1969 roku odbyło się Walne Zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Opolskiego PTF, na którym został wybrany nowy Zarząd w składzie: Przewodniczący — dr Mieczysław Piróg, wiceprzewodniczący — dr Józef Kusz, sekretarz — mgr Maria Górecka, skarbnik — mgr Antoni Goly. Członkowie Zarządu: dr Roman Dragon, dr Alfons Miliszkiwicz. Komisja Rewizyjna: mgr Mieczysław Weryho, mgr Zbigniew Dworecki, mgr Waldemar Nosel.

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

Z. Wilhelmi — Przedmowa	3
Z. Szymański — Momenty bezwładności jąder atomowych	5
J. Grabowski — Jednocząsteczkowe poziomy jąder średnich i ciężkich	13
A. Marcinkowski — Wysokowzbudzone stany jąder atomowych	41
A. Strzałkowski — Rezonansowe efekty w reakcjach jądrowych. Gigantyczne rezonansy w całkowitym przekroju czynnym	53
S. Ćwiok — Stany wejściowe w reakcjach jądrowych	69
M. Kozłowski — Badanie funkcji falowych jąder zdeformowanych za pomocą reakcji (d, p) i (d, t)	83
J. S. Brzosko — Reakcje (p, γ) i (n, γ) w badaniu struktury jądra i mechanizmu reakcji	97
M. Jaskóła — Zastosowanie akceleratorów do badania struktury poziomów jądrowych	113
Z. Szymański — Wybrane zagadnienia teorii struktury jąder atomowych	127

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Międzynarodowa Konferencja z Optyki Instrumentalnej (<i>M. Gaj</i>)	147
---	-----

RECENZJE

M. M. Suszczynski — Spektry kombinacyjnego rassiejaniija molekuł i krystalów (<i>E. Mierzecki</i>).	149
---	-----

KRONIKA

CONTENTS

Z. Szymański — Moments of Inertia in Atomic Nuclei	5
J. Grabowski — One-particle Levels of the Medium and Heavy Nuclei	13
A. Marcinkowski — High Excited Nuclear States	41
A. Strzałkowski — Resonance Effects in Nuclear Reactions. Gigant Resonances in the Total Cross-section	53
S. Ćwiok — The Doorway States in Nuclear Reactions	69
M. Kozłowski — On the Use of the (d, p) and (d, t) Reactions to the Verification of the Wave Functions of Deformed Nuclei	83
J. S. Brzosko — Nuclear Structure and Reaction Mechanisms in (p, γ) and (n, γ) Processes	97
M. Jaskóła — Accelerators in Nuclear Levels Structure Studies	113
Z. Szymański — Selected Topics in Nuclear Structure Theory	127

REVIEWS OF BOOKS

CHRONICLE