

WYDAWCA
WYDZIAŁ FIZYKI I ASTRONOMII
UNIWERSYTET WARSZAWSKI
UL. PASYKI 50, 02-083 WARSZAWA
TEL. 82746274

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVI

ZESZYT 3

1965

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), *Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa), Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. rzecz. PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Jan Babecki (Kraków),
Andrzej Kisiel (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.

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 XVI, ZESZYT 3

000001353
UNIwersytet Marii Curie-Skłodowskiej
Biblioteka Instytutu Fizyki
pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1
20-031 Lublin tel. 537-62-94

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1965

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1880 + 140 egz.	Rękopis dostarczono 2. III. 1965 r.
Ark. wyd. 8,75, ark. druk. 8 ¹ / ₄	Podpisano do druku 2. VII. 1965 r.
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w lipcu 1965 r.
Zamówienie 203/65	Cena zł 15.— W-34

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Andrzej Balanda

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Metody pomiarów najkrótszych czasów życia jąder atomowych w stanach wzbudzonych

Wstęp

Znając czas życia poziomu wzbudzonego można wyliczyć cząstkowe prawdopodobieństwa przejść P_{EL} i P_{ML} dla elektrycznych lub magnetycznych przejść o powolności rzędu L [1].

$$P_{EL} = [\tau(1 + a_{\text{tot}})(1 + \delta^{-2})R]^{-1} \quad (1)$$

$$P_{ML} = [\tau(1 + a_{\text{tot}})(1 + \delta^2)R]^{-1}. \quad (2)$$

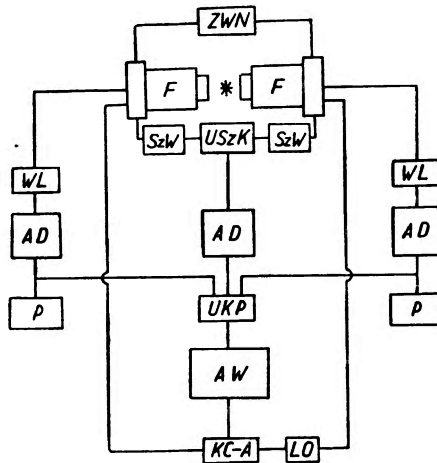
R jest stosunkiem rozgałęzień definiowanym, tu jako stosunek prawdopodobieństwa danego przejścia do prawdopodobieństwa wszystkich przejść z danego poziomu, $\delta^2 = P_{EL}/P_{ML}$ jest stosunkiem mieszania oraz a_{tot} całkowitym współczynnikiem konwersji wewnętrznej. Znając wartości eksperymentalne P_{EL} i P_{ML} można porównać je z wielkościami teoretycznymi, liczonymi na gruncie jednego z wielu modeli jądra atomowego. Wielkości te wyrażają się bowiem dla danego przejścia poprzez kwadraty elementów macierzyowych $|M_{EL}|$ i $|M_{ML}|$, w których zawarte są wszystkie zależności pochodzące od struktury jądra atomowego. Do porównania wartości eksperymentalnej z teoretyczną wymagana jest jeszcze znajomość pozostałych wielkości w związkach (1) i (2). Wielkość R można znaleźć z dokładnego studiowania schematów rozpadu, a w przypadku gdy chodzi o pierwszy poziom wzbudzony, wielkość ta równa jest jedności. Z dwóch pozostałych wielkości wyznacza się tylko jedną; mając δ^2 można wyliczyć a_{tot} i odwrotnie [3], [4].

$$a_{\text{tot}} = \frac{\delta^2 a_{\text{tot}}(EL) + a_{\text{tot}}(ML)}{1 + \delta^2}. \quad (3)$$

Z systematyki dla krótko żyjących niskoenergetycznych poziomów i modelu cząstki niezależnej wynika, że wartości $P_{E1(\text{eksper})}$ są dużo mniejsze od $P_{E1(\text{teor})}$, $P_{E2(\text{eksper})}$ są większe od $P_{E2(\text{teor})}$ nawet o dwa rzędy wielkości, a $P_{M1(\text{eksper})}$ są nieco mniejsze od $P_{M1(\text{teor})}$.

1. Metoda koincydencji opóźnionych

Założmy, że mamy dwa przejścia R_1 i R_2 w kaskadzie. Przejścia te mogą być związane z wypromieniowaniem cząstki β lub kwantu γ . Promieniowanie R_1 niech doprowadza do poziomu energetycznego, który jest interesujący ze względu na pomiar jego czasu życia. Dysponując dwoma detektorami promieniowania, i odpowiednimi układami elektronicznymi, można mierzyć liczbę



Rys. 1. Schemat blokowy układu *fast-slow* z konwerterem czas-amplituda (F — fotopowielacz ZWN — zasilacz wysokiego napięcia, SzW — szybki wzmacniacz, WL — wzmacniacz liniowy $USzK$ — układ szyb. koincyd., UKP — układ koincyd. potrójnych, AD — analizator 1-kanalowy i dyskryminator, AW — analiz. wielokanałowy, P — przelicznik, $KC-A$ — konwerter czas-amplituda, LO — linia opóźniająca)

koincydencji impulsów odpowiadających tym promieniowaniom jako funkcję odstępu czasowego pomiędzy nimi. W takich pomiarach najczęściej używany jest układ elektroniczny typu *fast-slow*, pracujący w połączeniu z konwerterem czas-amplituda i analizatorem wielokanałowym. Typowe zestawienie tych przyrządów jest przedstawione w układzie blokowym na rys. 1. Istotną częścią tego układu jest konwerter czas-amplituda [5], który musi być odpowiednio wycechowany, np. kablem opóźniającym. Krzywa cechowania podaje środek piku koincydencyjnego jako funkcję opóźnienia między impulsami. Aby wyliczyć czas życia, zazwyczaj potrzebna jest znajomość dwóch krzywych otrzymywanych jako bezpośredni wynik pomiaru: funkcji rozkładu w czasie liczby koincydencji natychmiastowych $P(x)$ oraz funkcji rozkładu liczby koincydencji opóźnionych w aktualnym pomiarze $D(x)$. Układ szybkich koincydencji powinien posiadać minimalny czas rozdzielczy, który definiowany jest jako połówkowa szerokość czasowa krzywej $P(x)$. W zależności od tego czy mierzony czas jest większy, czy mniejszy od czasu rozdzielczego posłużyć się można różnymi metodami opracowywania wyników.

1.1. Metoda nachylenia asymetrycznej części krzywej $D(x)$

Metoda nachylenia asymetrycznej części krzywej $D(x)$ jest szczególnie wygodna, gdy czas życia mierzonego poziomu jest dużo większy od zdolności rozdzielczej układu koincydencyjnego. Asymetryczna część krzywej $D(x)$ w skali półlogarytmicznej może być w pierwszym przybliżeniu uważana za linię prostą i z jej nachylenia wyznacza się stałą rozpadu, a więc i tym samym czas życia. Rozkład koincydencji dany jest w tym przypadku wprost przez prawo rozpadu poziomu wzbudzonego.

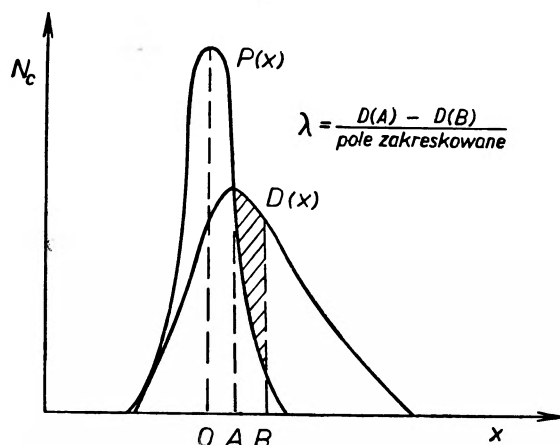
1.2. Metoda analizy krzywej $D(x)$

Metody analizy krzywej rozkładu koincydencji opóźnionych zostały opracowane przez T. D. Newtona [6] i Z. Baya [7]. Są one używane, gdy mierzony czas życia poziomu jest porównywalny z czasem rozdzielczym układu koincydencyjnego.

1.2.1. Analiza T. D. Newtona

Przy znacznej asymetrii krzywej $D(x)$ (rys. 2) ta analiza jest najwygodniejsza. Przez $f(t)dt$ oznaczymy prawdopodobieństwo, że jeden impuls będzie opóźniony względem drugiego o t . Gdy $P(x)$, $D(x)$ i $f(t)$ normalizowane są do jednostkowego pola, wówczas

$$D(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)P(x-t)dt. \quad (4)$$



Rys. 2. Typowy rozkład liczby koincydencji natychmiastowych i opóźnionych

Gdy dany poziom rozpada się tylko na jeden sposób, to dla $t < 0$ $f(t) = 0$, a dla $t \geq 0$ $f(t) = \lambda \exp(-\lambda t)$, gdzie λ jest stałą rozpadu. Aby zróżniczkować

równanie (4) wprowadzamy nową zmienną $y = x - t$ i otrzymamy zamiast (4) równanie

$$D(x) = \lambda e^{-\lambda x} \int_{-\infty}^x e^{\lambda y} P(y) dy, \quad (5)$$

które po zróżniczkowaniu daje

$$\frac{d[D(x)]}{dx} = \lambda \{P(x) - D(x)\}. \quad (6)$$

Ostatnia równość mówi, że maksymalna wartość krzywej $D(x)$ leży w punkcie przecięcia się jej z krzywą $P(x)$. Stałą rozpadu łatwo wyliczyć z równania (7) wynikającego z (6).

$$\lambda = \{D(A) - D(B)\} \left[\int_A^B \{D(x) - P(x)\} dx \right]^{-1}. \quad (7)$$

1.2.2. Analiza Z. Baya

Z. Bay zaproponował sposób opracowywania wyników, w którym nie jest wymagana dokładna znajomość kształtu krzywej $P(x)$ (metoda 3. momentu). Przez moment rzędu n rozumie się wielkość

$$M_n(\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} [t - M_1(\varphi)]^n \cdot \varphi(t) dt \quad \text{dla } n \neq 1, \quad \text{a } M_1(\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} t\varphi(t) dt. \quad (8)$$

Przy znormalizowanych do jednostkowych powierzchni polach pod krzywymi $P(x)$ i $D(x)$, czas życia mierzonego poziomem zdaje sprawę z przesunięcia „środków ciężkości” tych powierzchni. Dla metody 1. momentu łatwo zauważyć, że

$$\tau = M_1(D) - M_1(P). \quad (9)$$

Można pokazać, że dla wyższych (2. i 3.) momentów będą słuszne wzory:

$$\tau = [M_2(D) - M_2(P)]^{1/2} \quad (10)$$

i

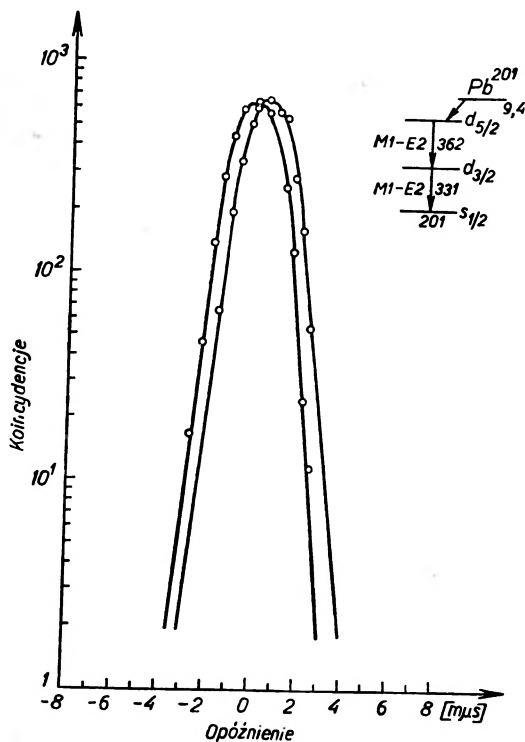
$$\tau = [\frac{1}{2}M_3(D) - \frac{1}{2}M_3(P)]^{1/3}, \quad (11)$$

gdzie $M_3(P)$ jest bardzo małe.

1.3. Metoda samoporównawcza [8]

Dla bardzo małych czasów życia krzywe $D(x)$ i $P(x)$ prawie się pokrywają i wymienione metody nie dają możliwości wyznaczenia τ . Gdy mierzone promieniowanie odpowiadające obu przejściom ma zbliżone energie, można zamienić rolami oba detektory i otrzymać w ten sposób dwie krzywe $D(x)$, z tym

że obie są względem siebie nieco przesunięte i odwrócone. Wielkość przesunięcia „środków ciężkości“ jest równa podwojonemu średniemu czasowi życia poziomowi pomiędzy mierzonymi promieniami. Rys. 3 ilustruje metodę samoporównawczą.



Rys. 3. Rozkład koincydencji opóźnionych w metodzie samoporównawczej dla przejść 330 keV i 362 keV w ^{201}Tl (rys. z pracy *Nucl. Phys.* 16, 175 (1960))

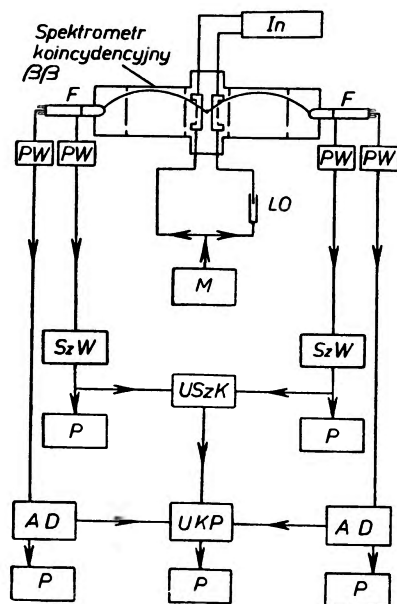
2. Metody mikrofalowe

Zakres stosowalności metod mikrofalowych jest ograniczony do przypadków przejść elektromagnetycznych poprzez elektrony konwersji wewnętrznej. Dodatkowym ograniczeniem jest żądanie, by przejścia elektromagnetyczne przez dany poziom posiadały odpowiednio duże współczynniki konwersji. W zależności od sytuacji można tu stosować technikę koincydencji lub nie.

2.1. Metoda przyspieszania elektronów konwersji wewnętrznej [9], [10]

Pomiar energii elektronów konwersji odbywa się dwoma spektrometrami β tak ustawionymi, że każdy mierzy energię odpowiadającą jednej linii konwersyjnej (rys. 4). Elektrony zanim dojdą do spektrometrów przelatują przez

specjalne wnęki, w których jest przemienne pole elektryczne o wysokiej i ustalonej częstotliwości. Zasilanie z jednego źródła zapewnia jednakową częstotliwość w obu wnękach. Układ zasilania zapewnia dowolną zmianę fazy przykładanych pól elektrycznych we wnękach. W zależności od chwilowej wartości wartości zmieniającego się pola, elektrony zostają przyspieszone lub opóźnione, co odpowiada zmianom ich energii. W chwili gdy pole elektryczne osiąga zerową wartość, spektrometr rejestruje największą liczbę elektronów w jednostce czasu.



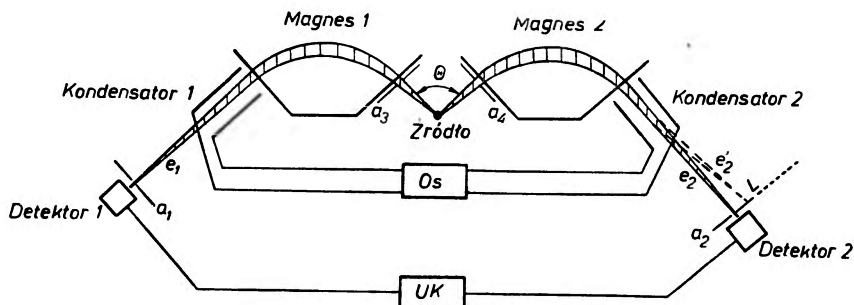
Rys. 4. Schemat blokowy aparatury używanej w metodzie mikrofalowej (*In* — interferometr *LO* — linia opóźniająca, *F* — fotopowielacz, *PW* — przedwzmacniacz, *SzW* — szybki wzmacniacz, *USzK* — układ szybkich koincydencji, *P* — przelicznik, *UKP* — układ koinc. potrójnych, *AD* — analiz. 1-kanal. i dyskryminator, *M* — magnetron) (rys. z pracy *Phys. Rev. Lett.*, 3, 226 1959)

Pomiar polega na wyznaczeniu liczby koincydencji impulsów w obu spektrometrach w zależności od przesunięcia faz pól elektrycznych we wnękach. Wynik uzyskuje się przez dopasowanie krzywej teoretycznej, dla której czas życia jest znanym parametrem, do punktów eksperymentalnych.

Po odpowiedniej modyfikacji metoda może być użyta w przypadku wzbudzenia kulombowskiego [10]. Używa się wtedy tylko jednego spektrometru β , a zamiast jednej wnęki stosowany jest kondensator płaski o płytkach równoległych do kierunku biegu wiązki. Kondensator ten powoduje okresowe przerywanie wzbudzenia jąder tarczy, która jest źródłem elektronów konwersji. Tym razem pomiar polega na wyznaczeniu liczby elektronów konwersji w zależności od różnicy faz pól elektrycznych w kondensatorze i jednej wnęcie i porównaniu z odpowiednią krzywą teoretyczną, dla której czas życia jest znowu znanym parametrem.

2.2. Metoda odchylenia wiązki elektronów konwersji [11]

W pomiarze wymagane są dwa symetryczne spektrometry β . Po przejściu przez spektrometr, elektrony konwersji wewnętrznej nie padają bezpośrednio na detektor, lecz przelatują przez kondensatory zasilane równoległe z jednego



Rys. 5. Schemat eksperymentu do metody odchylenia wiązki elektronów konwersji (*Os* — oscylator, *UK* — układ koincyd.) (rys. z pracy *Arkiv för Fysik*, 17, 164 (1960))

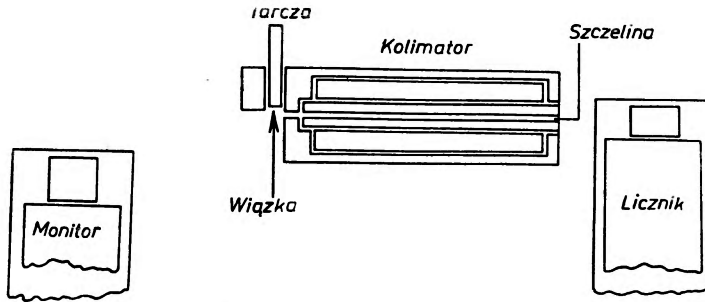
oscylatora (rys. 5). Przed detektorami umieszczone są jeszcze wąskie szczeliny, których położenie może być odpowiednio nastawiane. Spektrometry rejestrują elektrony konwersji wewnętrznej odpowiadające przejściom elektromagnetycznym, pomiędzy którymi leży badany poziom. W takt przykładanych pól elektrycznych do kondensatorów wiązka elektronów jest odchylana w obydwie strony i detektor rejestruje tylko te elektrony, które przejdą w danej chwili przez szczelinę. Czas życia można wyznaczyć przez pomiar liczby koincydencji impulsów jako funkcji położenia szczeliny przed jednym detektorem.

3. Metody odrzutu

3.1. Metoda bezpośredniego pomiaru długości toru jądra odrzutu [12]

Przez bombardowanie różnymi cząstkami cienkiej tarczy można spowodować wzbudzenie jej jąder, przy czym na skutek odrzutu wylatują one poza tarczę. Poruszające się jądro zazwyczaj jest w stanie wzbudzone. Mierząc długość toru jądra odrzutu do chwili deekscytacji, można określić czas życia tego jądra pod warunkiem, że da się określić, z jaką prędkością jądro opuściło tarczę. W celu dokładnego zmierzenia długości toru odrzutu używa się precyzyjnych kolimatorów dla promieniowania γ . Oś tych kolimatorów jest prostopadła do wiązki bombardującej (rys. 6). Pomiar polega na określeniu liczby kwantów γ w zależności od względnego położenia osi kolimatora i tarczy.

Ze względu na dużą prędkość odrzutu jąder (10^8 - 10^9 cm/sek), pomiar czasów życia jest ograniczony. Najkrótsze czasy życia zmierzone tą metodą sięgają do 10^{-12} sek.



Rys. 6. Schemat eksperymentu ilustrujący metodę bezpośredniego pomiaru długości toru jądra odrzutu (rys. z pracy *Proc. Phys. Soc.*, A 68, 18 (1955))

3.2. Metoda przesunięcia Dopplerowskiego

Energia mierzonego promieniowania γ , pochodzącego od jąder odrzutu, zależy od kąta pomiędzy osią kolimatora i torem jąder odrzutu. To przesunięcie energetyczne jest związane z efektem Dopplera. Z drugiej strony prędkość jąder odrzutu nie jest dokładnie zdefiniowana. Aby uwzględnić wspomniane fakty pomiar wykonuje się pod pewnym kątem, a na drodze jąder odrzutu stawia się w różnych odległościach folie zatrzymujące te jądra. Jądra, poruszające się z różnymi prędkościami, po upływie tego samego czasu deekscytują w różnych odległościach. Badając przesunięcie Dopplerowskie, w zależności od odległości folii od tarczy, można wyliczyć czas życia. Przesunięcie to jest bowiem związane w bezpośredni sposób z prędkością jąder odrzutu, wspomnianym kątem, zasięgiem jąder w folii oraz stałą rozpadu. Dla takiej odległości folii od tarczy, dla której przy ustalonym kącie przesunięcie Dopplerowskie jest maksymalne, powyższą zależność ilustruje wzór

$$E = E_0 \left[1 + \frac{v}{c} \cos \theta \frac{\lambda a}{\lambda a + 1} \right], \quad (12)$$

gdzie θ jest kątem obserwacji promieniowania, λ stałą rozpadu, a stosunkiem zasięgu do prędkości i E_0 energią promieniowania γ emitowanego przez jądro w spoczynku. Metoda ta jest stosunkowo czuła tylko w zakresie $\tau \approx a$. Dalszym ograniczeniem jest konieczna znajomość a . Stroną dodatnią jest możliwość stosowania jej w przypadkach, gdy jądro doznaje odrzutu w wyniku naturalnego rozpadu α [14].

4. Metody rezonansowej emisji i absorpcji promieniowania γ

Pomiędzy naturalną szerokością poziomu energetycznego jądra (Γ) i średnim jego czasem życia (τ) istnieje zależność:

$$\Gamma \cdot \tau \approx \hbar. \quad (13)$$

Wyznaczając naturalną szerokość poziomu można więc obliczyć τ . Przekrój czynny na rezonansową absorpcję promieniowania γ wynosi

$$\sigma^{\circ}(E) = g \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \quad (14)$$

E_0 jest energią poziomu, E energią promieniowania γ , λ długością fali promieniowania γ oraz $g = 1 + 2I_e/1 + 2I_g$, gdzie I_e i I_g są spinami poziomu wzbudzonego i podstawowego. Jeśli są możliwe różne sposoby deekscytacji danego poziomu, wówczas $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$. Γ_i są cząstkowymi szerokościami poziomu.

W pomiarach należy uwzględnić poprawki związane z poszerzeniem Dopplera. Przekrój czynny na absorpcję, po uwzględnieniu tego efektu, zapisać można w postaci wzoru [15]:

$$\sigma_D(E) = \sigma^{\circ} \frac{\Gamma \sqrt{\pi}}{2\Delta} \exp\left\{-\left[\frac{E - E_0}{\Delta}\right]^2\right\}. \quad (15)$$

We wzorze tym

$$\Delta = \frac{E}{c} \left(\frac{2kT}{M}\right)^{1/2},$$

gdzie M jest masą jądra, k stałą Boltzmanna i T absolutną temperaturą absorbenta.

5. Metody wzbudzeń kulombowskich

Większość przejść elektromagnetycznych, związanych z deekscytacją wzbudzonych po kulombowsku poziomów energetycznych jąder, ma charakter $E2$. Mierzac absolutną wartość przekroju czynnego na wzbudzenie można wyliczyć zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(E2)$.

Według Aldera i Winthera [16]

$$\sigma = \frac{2\pi^2 m^2 v_f^2}{25 Z_2^2 \hbar^2} g_2(\xi) \cdot B(E2) \times 10^{-48}, \quad (16)$$

gdzie $g_2(\xi)$ jest numerycznie stabelowaną funkcją parametru

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i}\right).$$

We wzorach tych: m jest masą cząstek bombardujących, v_i i v_f prędkościami cząstek przed i po interakcji, Z_1 i Z_2 ładunkami cząstek bombardujących i tarczy. Czas życia poziomu wyliczyć można z wzoru

$$\tau_{\gamma}(E2, I_f \rightarrow I_i) = 1,23 \times 10^{-2} (\Delta E)^5 \times B(E2, I_i \rightarrow I_f) \frac{2I_i + 1}{2I_f + 1}, \quad (17)$$

gdzie ΔE jest mierzone w keV, a $B(E2)$ w $e^2 \times 10^{-24} \text{ cm}^4$.

Podsumowaniem powyższego przeglądu jest tabelka, w której podano zakresy stosowalności poszczególnych metod.

Metoda	Zakres stosowalności
1. Opóźnione koincydencje	$> 5 \times 10^{-11}$ sek
2. Metody mikrofalowe	$> 10^{-12}$ sek
3. Metody odrzutu	$> 10^{-14}$ sek
4. Metody emisji i absorpcji rezonansowej	$< 10^{-5}$ sek
5. Wzbudzenie kulombowskie	$> 10^{-12}$ sek

Największą liczbę czasów życia wyznaczono z metody wzbudzenia kulombowskiego, lecz jest to tylko metoda pośrednia. Jeśli idzie o metody bezpośrednie, to najwygodniejsza jest metoda koincydencji opóźnionych i właśnie tą drogą uzyskano najwięcej informacji o czasach życia jąder w stanach wzbudzonych. Wraz z rozwojem techniki eksperymentalnej powstają nowe metody, które przeważnie można stosować tylko do wybranych poziomów energetycznych niektórych jąder atomowych.

Literatura

- [1] E. Bashandy, Nucl. Instr. Meth., **12**, 227 (1961).
- [2] M. Goepfert Mayer, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, 1957, Ch. XII, sec. 4.
- [3] M. E. Rose, *Internal conversion coefficients*, North-Holland Publishing Company, 1958.
- [4] L. A. Sliv, I. M. Band, *Coefficients of the Internal conversion of Gamma Radiation*, Acad. of Scien. of the USSR, Moscow, 1956.
- [5] R. E. Green, R. E. Bell, Nucl. Instr. Meth., **3**, 127 (1958).
- [6] T. D. Newton, Phys. Rev., **78**, 490 (1950).
- [7] Z. Bay, Phys. Rev., **77**, 419 (1950).
- [8] R. E. Bell, R. L. Graham, H. E. Petch, Can. J. Phys., **30**, 35 (1952).
- [9] A. E. Blaugrund, *Proc. Rehovoth Conference on Nuclear Structure*, North-Holland Publ. Co. 1958, p. 542.
- [10] A. E. Blaugrund, Phys. Rev. Letters, **3**, 226 (1959).
- [11] B. Johansson, T. Alvager, Arkiv för Fys., **17**, 163 (1960).
- [12] J. Thirion, V. L. Telegdi, Phys. Rev., **92**, 1253 (1953).
- [13] S. Devons, G. Manning, D. St. P. Bunbury, Proc. Phys. Soc., **A68**, 18 (1955).
- [14] J. G. Siekman, H. de Waard, Nucl. Phys., **8**, 402 (1958).
- [15] F. R. Metzger, *Progress in Nuclear Physics*, edited by O. R. Frisch, **7** (1959), Ch. 2.
- [16] K. Alder, A. Winther, Phys. Rev., **96**, 237 (1954).

A. Eskreys

Instytut Badań Jądrowych — Zakład VI
Kraków

Oddziaływanie mezonów π z nukleonami w zakresie energii akceleratorowych

1. Wstęp

Budowa nowych olbrzymich akceleratorów (w 1959 w CERN (Szwajcaria) akcelerator z maksymalną energią protonów 28 GeV i w 1960 w Brookhaven (USA) — akcelerator z maksymalną energią protonów 30 GeV — oraz akceleratorów: w Argonne (USA) — 12,5 GeV i w Dubnej (ZSRR) — 10,0 GeV) oraz zastosowanie nowej techniki eksperymentalnej (komory pęcherzykowe, komory iskrowe), umożliwiły w ostatnich kilku latach nagromadzenie bardzo dużego materiału doświadczalnego z zakresu oddziaływań cząstek wysokich energii oraz stworzyły realne możliwości sprawdzenia istniejących modeli i teorii.

Istniejące akceleratorów pozwalają w obecnej chwili na uzyskiwanie wiązek wysokoenergetycznych protonów o energiach aż do 24 GeV, pionów do energii 18 GeV, antyprotonów do 5 GeV i mezonów K do energii ok. 10 GeV. Z punktu problematyki fizycznej najbardziej interesujące jest zbadanie oddziaływań elementarnych, to znaczy oddziaływań $p-p$, $\pi-p$, $\tilde{p}-p$ i $K-p$.

Stosunkowo najwięcej informacji dotyczących zakresu energii 0—20 GeV zostało nagromadzonych o oddziaływaniu $\pi-p$. Olbrzymią ich większość uzyskano z pomocą wodorowej komory pęcherzykowej oraz przy użyciu liczników, a tylko niektóre pochodzą z badań kliszowych czy też propanowej lub ksenonowej komory pęcherzykowej.

Jeżeli chodzi o porównanie danych z przewidywaniami teoretycznymi, to nie ma w obecnej chwili teorii, która potrafiłaby wytłumaczyć większość obserwowanych prawidłowości. Istniejące modele tłumaczą jedynie bardzo ograniczone grupy zjawisk, a próby ich rozszerzenia na większy zakres kończą się niepowodzeniem. Najbardziej dyskutowane w ostatnich dwóch latach są dwie teorie oddziaływań cząstek wysokoenergetycznych, a to: teoria biegunów Reggego oraz model jednocząstkowej wymiany (patrz np. [1]).

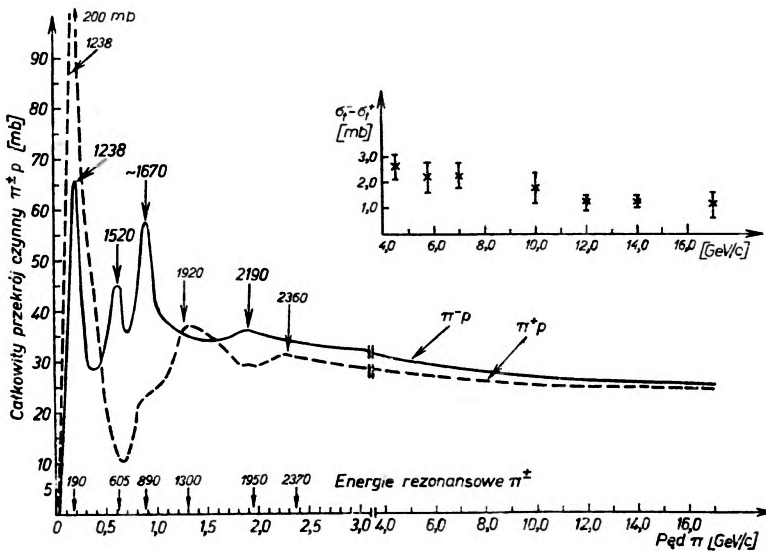
Teoria biegunów Reggego okazała się bardzo owocna w tłumaczeniu zjawiska elastycznego rozproszenia $p-p$, niestety, próby jej rozszerzenia na zderzenia $\pi-p$, $\tilde{p}-p$ i $K-p$ zakończyły się niepowodzeniem. Model jednocząstkowej

wymiany, a zwłaszcza wymiany mezonu π , tłumaczy wiele zjawisk związanych z produkcją jednego π w zderzeniu niskich energii π - p . Także w tym wypadku nie udało się rozszerzyć tego modelu na wyższe energie i inne procesy nieelastyczne.

Wreszcie teorią, która powstała najwcześniej i która przeszła najwięcej przeobrażeń w ciągu ostatnich lat jest teoria statystyczna (patrz np. [2], [3]). Obecnie istnieje wiele konkretnych modeli, które wyrosły na gruncie tej teorii, lecz podobnie, jak w wypadku wyżej wspomnianych, ich przydatność w tłumaczeniu faktów doświadczalnych jest ograniczona¹.

2. Przekroje czynne

Pomiary przekrojów czynnych na oddziaływanie mezonów π z protonami zostały wykonane w całym dostępnym zakresie energii, to znaczy dla pędu mezonu π w przedziale 0—18 GeV/c. Najdokładniejsze pomiary były prze-



Rys. 1. Przekrój czynny całkowity na oddziaływanie π^-p i π^+p

prowadzone techniką licznikową i to zarówno gdy chodzi o przekrój całkowity, jak i przekrój na rozpraszanie elastyczne. Rys. 1 przedstawia zależność całkowitego przekroju czynnego na reakcję π^+p i π^-p w funkcji pędu padającego mezonu. Poniżej pędu 2 GeV/c obserwuje się wyraźną strukturę rezonansową przekrojów czynnych dla obu znaków mezonów π , która związana jest z two-

¹ Poniższy artykuł przedstawia przegląd najważniejszych danych doświadczalnych dotyczących oddziaływania $\pi^{\pm}p$. Zagadnienie produkcji cząstek dziwnych ze względu na duży zakres wymaga osobnego opracowania i w tym przeglądzie zostało pominięte.

zeniem się tak zwanych izobarów — bardzo krótkożyciowych cząstek (systemów) złożonych — ulegających rozpadowi na nukleon i mezon π . Tablica I podaje liczby kwantowe i masy wszystkich izobarów nukleonowych z liczbą

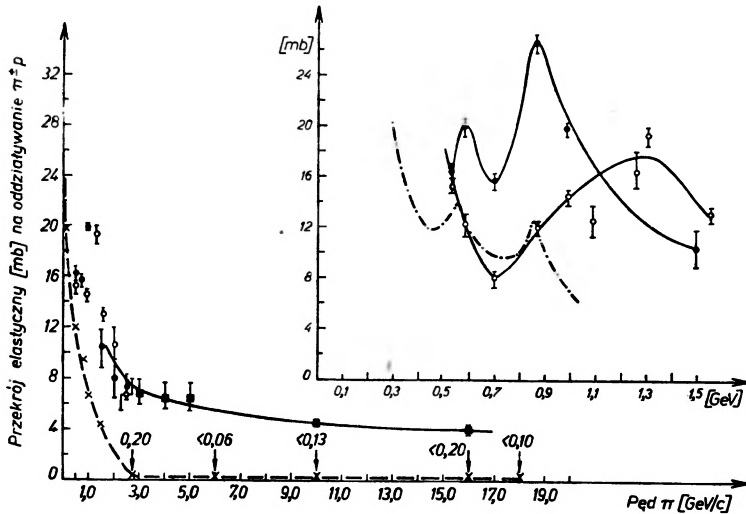
Tablica I
Rezonanse nukleonowe

Rezonans (oznaczenie)	Masa [MeV]	Szerokość połówkowa [MeV]	Spin	Izospin	Możliwe kanały rozpadu	Progowy pęd π [GeV/c]
$N_{2,3}^*$	1237	90 ± 20	$3/2$	$3/2$	πN ($N < \frac{p}{n}$)	0,32
$N_{1,3}^*$	1517	60	$3/2$	$1/2$	πN	0,73
$N_{1,5}^*$	1683	80	$5/2$	$1/2$	πN KA	1,03
$N_{1,1}^*$	1690	—	$1/2$	$1/2$	πN	1,04
$N_{3,7}^*$	1900	200	$7/2$	$3/2$	πN $K\Sigma$	1,49
N_1^*	2190	200 ± 20	—	$1/2$	πN	2,07
N_3^*	2360	200 ± 25	—	$3/2$	πN	2,49

$S = 0$. Powyżej pędu 2 GeV/c przekrój czynny na reakcję π^+p i π^-p łagodnie spada i wydaje się dążyć do stałej wartości, przy czym przekrój czynny dla reakcji π^-p jest systematycznie większy od przekroju na reakcję π^+p . Można to tłumaczyć większą liczbą kanałów wyjściowych reakcji π^-p (istnieje możliwość produkcji tylko cząstek neutralnych w stanie końcowym, a nie ma jej dla reakcji π^+p). Różnica tych przekrojów czynnych jest znacząca nawet przy pędzie 17 GeV/c i przekracza możliwe błędy doświadczalne. Wniosek ten jest szczególnie interesujący z punktu widzenia twierdzenia Pomeranczuka. Twierdzenie Pomeranczuka oparte na bardzo ogólnych założeniach stwierdza, że jeżeli przekroje czynne na oddziaływanie cząstki α i antycząstki $\tilde{\alpha}$ z cząstką β równe odpowiednio $\sigma(\alpha-\beta)$ i $\sigma(\tilde{\alpha}-\beta)$ dążą do stałych przy energiach zmierzających do nieskończoności, to dla dostatecznie dużych energii powinna zachodzić równość: $\sigma(\alpha-\beta) = \sigma(\tilde{\alpha}-\beta)$. Tak więc dla oddziaływania $\pi-p$ energia 20 GeV jest jeszcze poniżej asymptotycznego zakresu, gdzie spełnione jest twierdzenie Pomeranczuka [4].

Zależność elastycznych przekrojów czynnych od pędu padającego pionu podana jest na rys. 2. Jak widać z wykresu, elastyczny przekrój czynny naśladuje dokładnie zachowanie całkowitych przekrojów czynnych w obszarze rezonansowym. Powyżej obszaru rezonansowego bardzo powoli spada, przy czym nie obserwuje się żadnej różnicy między przekrojami $\sigma_{\pi^-p \rightarrow \pi^-p}$ i $\sigma_{\pi^+p \rightarrow \pi^+p}$.

Przekrój czynny na reakcję z wymianą ładunku (*charge exchange*) $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ spada bardzo szybko ze wzrostem energii pierwotnych pionów, tak że przy energii 5 GeV już nie odgrywa praktycznie żadnej roli [5]. Jak widać z porównania rys. 1 i 2 przekrój czynny na procesy nieelastyczne (równy $\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$)



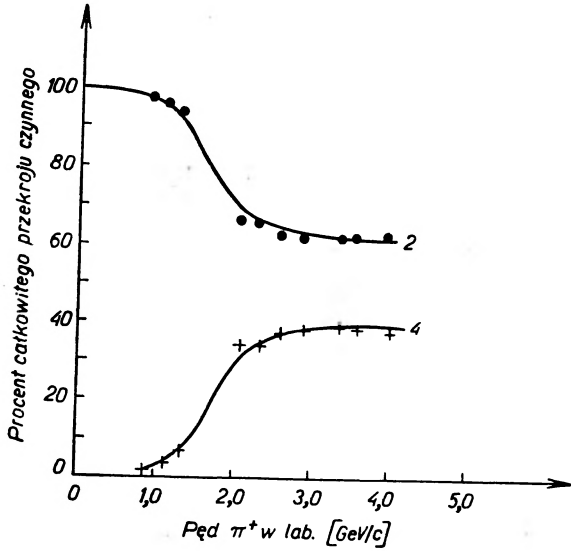
Rys. 2. Przekrój czynny na elastyczne rozproszenie π^-p i π^+p
 \times — *charge exchange* $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$, \circ π^+p , \bullet π^-p , \blacksquare π^+p i π^-p , ---- $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$, $\bar{\square}$ $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$,
 $\bar{\square}$ $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$

rośnie szybko, gdy energia padającego mezonu π przekroczy energię progową na produkcję mezonu π , lecz później około pędu 5 GeV/c, mimo ciągłego wzrostu liczby możliwych kanałów wyjściowych, wzrost ten staje się znacznie słabszy i przekrój czynny na procesy nieelastyczne wydaje się dążyć do stałej. Tablica II podaje pęd progowy mezonu π w układzie laboratoryjnym dla produkcji od jednego do pięciu wtórnych mezonów π w procesie zderzenia $\pi-p$.

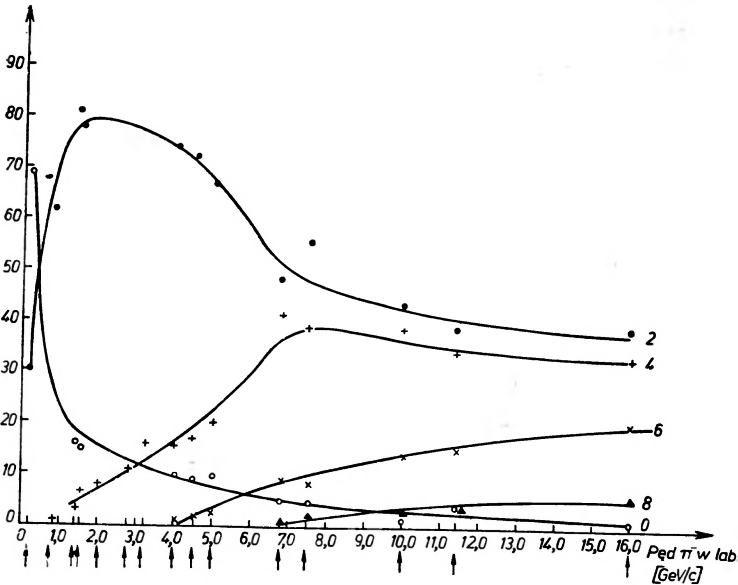
Tablica II

Progowy pęd mezonu π [GeV/c]	Liczba produkowanych π
0,281	1
0,487	2
0,705	3
0,950	4
1,190	5

Z uwagi na prawo zachowania ładunku w oddziaływaniu π^-p lub też π^+p , w stanie końcowym może wystąpić tylko parzysta liczba cząstek naładowanych, bezpośrednio obserwowanych w komorach pęcherzykowych, wobec tego przyjęło się w analizie doświadczalnej dzielić reakcje oddziaływania $\pi-p$ na poszczególne grupy, w zależności od liczby naładowanych cząstek w stanie końcowym. W zakre-



a



b

Rys. 3. Rozkład krotności (cząstek naładowanych) dla oddziaływania: a) π^+p : ● interakcje 2-śladowe, + interakcje 4-śladowe; b) π^-p : ○ interakcje 0-śladowe, ● interakcje 2-śladowe, + interakcje 4-śladowe, × interakcje 6-śladowe, ▲ interakcje 8-śladowe, † oznaczają energie π^- w eksperymentach, których rezultaty zostały wykorzystane do sporządzenia wykresu

się energii, o których mowa, może wystąpić 0—14 cząstek naładowanych, obserwowanych w komorze jako wtórne ślady (stąd np. nazwa *reakcja 4-śladowa* oznacza reakcję z czterema cząstkami naładowanymi w stanie końcowym). Oczywiście w miarę wzrostu energii pierwotnego π pojawiają się reakcje z coraz wyższą liczbą śladów wtórnych. Rys. 3 podaje zależność procentowego udziału poszczególnych reakcji od pędu pierwotnego pionu.

Cząstki dziwne (z liczbą dziwności $S \neq 0$) w oddziaływaniu π - p nie mogą powstawać pojedynczo ze względu na prawo zachowania liczby dziwności. Aby całkowita liczba $S = \sum_i S_i$, gdzie S_i jest liczbą dziwności dla danej cząstki, mogła być równa 0, muszą powstać równocześnie przynajmniej dwie cząstki dziwne. Jest to zjawisko tzw. stowarzyszonej produkcji cząstek dziwnych. W tabelicy III podane są progi energetyczne na wyprodukowanie pary $K \tilde{K}$, pary $K Y$ (Y — hyperon Λ lub $\Sigma^{\pm 0}$), trójki cząstek dziwnych $K K \Xi$ oraz nowo odkrytej cząstki Ω^- o liczbie $S = -3$, a także całkowite przekroje czynne na produkcję cząstek dziwnych dla kilku energii padających mezonów π .

Tablica III
Produkcja cząstek dziwnych

Progowy pęd [GeV/c]	Kanał wyjściowy	Przekrój czynny na produkcję cząstek dziwnych	
		pęd π [GeV/c]	mb
0,90 ($\Lambda^0 K$) 1,03 (ΣK)	$K Y$	0,96	$1,02 \pm 0,20$
1,50	$K \tilde{K} N$	1,60	$0,92 \pm 0,10$
2,38	$K K \Xi$	7,00	$2,00 \pm 0,35$
4,85	$\Lambda \tilde{\Lambda} N$	10,00	$4,12 \pm 0,37$
4,91	$K^+ K^0 K^0 \Omega^-$	16,00	$7,91 \pm 0,33$

Z wykresów zależności σ_{tot} i σ_{el} od energii można odczytać zależność oddziaływania π - p od całkowitego izospinu. Ponieważ jak łatwo pokazać:

$$\sigma_{(\pi^- p \rightarrow \pi^- p)} \sim \frac{1}{9} |2a(\frac{1}{2}) + a(\frac{3}{2})|^2$$

$$\sigma_{(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)} \sim |a(\frac{3}{2})|^2$$

$$\sigma_{(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)} \sim \frac{2}{9} |a(\frac{3}{2}) - a(\frac{1}{2})|^2,$$

gdzie $a(1/2)$ i $a(3/2)$ oznaczają amplitudy przejścia w stanie z całkowitym izospinem oddziaływujących cząstek równym odpowiednio $1/2$ i $3/2$, to z faktu, że $\sigma_{\pi^- p} \approx \sigma_{\pi^+ p}$ i $\sigma_{(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)} \rightarrow 0$ dla energii powyżej kilku GeV, można wnioskować, że $a(1/2) \approx a(3/2)$, a więc, że oddziaływanie przy wysokich energiach nie zależy od całkowitego izospinu. Przy niższych energiach < 2 GeV zależność od izo-

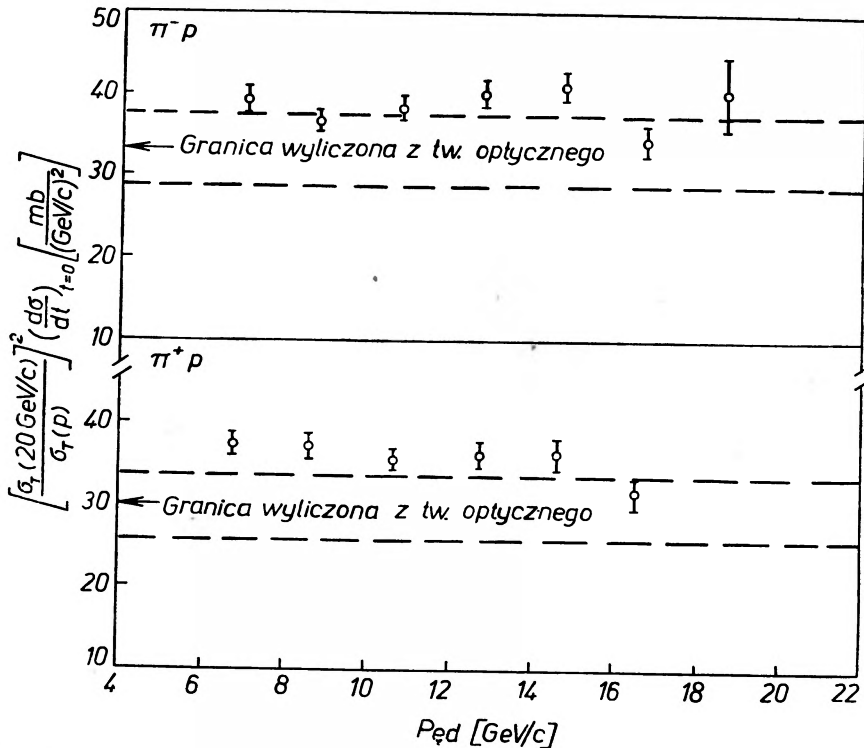
spinu jest bardzo silna. Amplitudy $a^{(1/2)}$ i $a^{(3/2)}$ jako funkcje energii mają w tym obszarze zupełnie różny przebieg.

Jeśli chodzi o zależność oddziaływania π - p od spinu, to wydaje się ona być bardzo silna w obszarze niższych energii do ok. 2 GeV, co przejawia się w występowaniu silnej produkcji izobarów o ściśle określonym spinie. Bezpośrednie informacje o spinowej zależności oddziaływania π - p można uzyskać z pomiarów polaryzacji protonów odrzutu. Pomiarów takie zostały wykonane dla kilku energii padających pionów poniżej 1 GeV i wykazały istnienie różnej od zera polaryzacji (tak np. dla pędu π 307 MeV/c polaryzacja protonów wyrzuconych pod kątem 140° w układzie środka masy wynosi $P = -0,20$).

3. Analiza procesów interakcji mezonów π z protonami

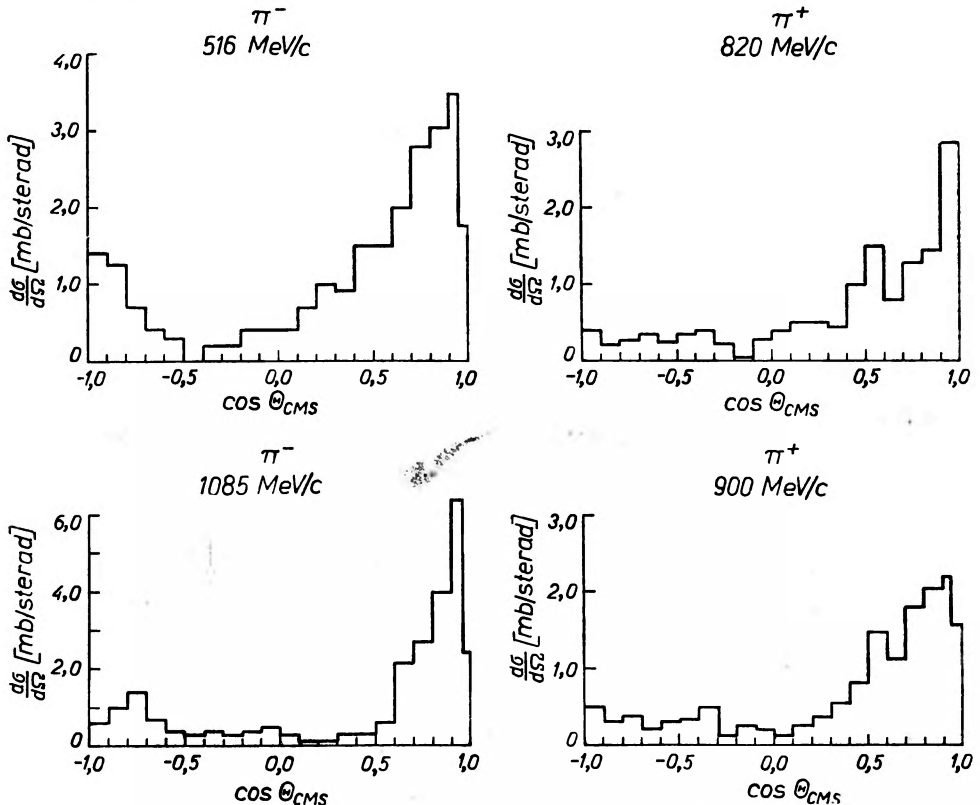
A. Rozproszenie elastyczne

Dokładna znajomość procesu elastycznego rozproszenia dwóch cząstek, a ściślej amplitudy elastycznego rozproszenia w przód, pozwala obliczyć całkowity przekrój czynny na oddziaływanie tych cząstek na podstawie twierdzenia



Rys. 4. Różniczkowy przekrój czynny na elastyczne rozproszenie w przód dla $\pi^- p$ i $\pi^+ p$ w zależności od energii. Strzałka wskazuje granicę wyliczoną z twierdzenia optycznego

optycznego. Postać twierdzenia optycznego jest następująca: $\text{Im}f_{\text{el}}(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}$, gdzie $f_{\text{el}}(0)$ oznacza amplitudę elastycznego rozproszenia w przód, k jest liczbą falową cząstki padającej. Pomiarów rozkładów katowych rozproszenia elastycznego dokonuje się zarówno metodą licznikową, jak i komór pęcherzykowych, przy czym najtrudniejsze i w jednej, i w drugiej metodzie jest otrzy-



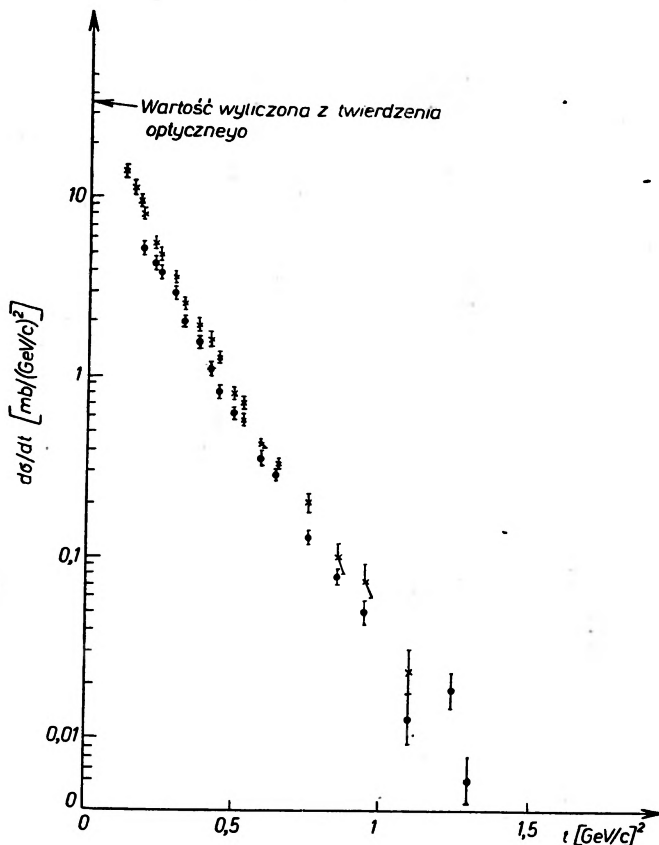
Rys. 5. Rozkłady katowe elastycznego rozproszenia π^-p i π^+p

manie rozkładu punktów bardzo bliskich kątowni rozproszenia 0° . Najczęściej wartość różniczkowego przekroju czynnego dla 0° otrzymuje się poprzez ekstrapolację ze znanej zależności tego przekroju dla kątów bliskich 0° . Jak wynika ze szczegółowej analizy, stosunek $\text{Re}f_{\text{el}}(0)$ do $\text{Im}f_{\text{el}}(0)$ wynosi w przybliżeniu 0,25 i słabo zależy od energii zderzenia (rys. 4) [6, 7]. Ze znajomości różniczkowego przekroju czynnego można zatem w dość dobrym przybliżeniu wyznaczyć amplitudę rozproszenia elastycznego w przód, a korzystając z twierdzenia optycznego wyliczyć całkowity przekrój czynny na rozproszenie elastyczne.

Całkowity przekrój czynny na rozproszenie elastyczne można zapisać w postaci sumy: $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{dyfr.}} + \sigma_{\text{pot}} + \sigma_{\text{int}}$, gdzie: $\sigma_{\text{dyfr.}}$ — rozproszenie elastyczne odpowiadające w analogii do optyki dyfrakcyjnemu rozpraszaniu światła, σ_{pot} — rozproszenie elastyczne na potencjale jądrowym. Jest to rozproszenie tego

typu, jak np. rozproszenie kulombowskie, σ_{int} — człon interferencyjny opisujący interferencję tych dwóch procesów.

Rys. 5 przedstawia rozkłady kątowe mezonów π rozproszonych elastycznie, dla dwóch pędów pierwotnych [5]. Jak widać z powyższych wykresów, występuje silne wypikowanie do przodu, które ze wzrostem energii staje się



Rys. 6. Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie elastyczne w przód dla zderzeń πp w zależności od przekazanego czteropędu t . ● $\pi-p$ 18,4 GeV/c, × $\pi-p$ 8,5 GeV/c

bardziej dominujące. Łączy się to ze wzrostem przekroju czynnego na rozproszenie dyfrakcyjne w miarę wzrostu znaczenia procesów nieelastycznych wraz z energią.

Kształt rozkładu kąтового w pobliżu 0° , a więc dla małych przekazów czteropędu t , wydaje się być lepiej opisany formułą typu $\frac{d\sigma}{dt} = A e^{bt+ct^2}$ niż formułą typu $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$. A , b , c są współczynnikami, a a — pewnym współczynnikiem niezależnym od t , proponowanym przez teorię biegunów Reggego (a jest funkcją całkowitej energii zderzenia w CMS) lub też przez model optyczny ($a = \left(\frac{R}{2}\right)^2$, gdzie R jest promieniem oddziaływania). Nie obserwuje się

także przewidywanego przez teorię biegunów Reggego zwięzienia piku rozproszenia elastycznego w przód (rys. 6). Warto wspomnieć, że efekt ten przewidywany także dla zderzeń $p-p$ został dla tych zderzeń doświadczalnie potwierdzony [7]. Jeśli chodzi o rozkłady kątowe dla kątów $\geq 0^\circ$, to dla niskich energii < 1 GeV kształt ich zmienia się znacznie z energią. Przy energiach ~ 100 MeV występuje silne maksimum do tyłu w pobliżu kąta 180° , które szybko maleje z energią i znika przy energii ~ 400 MeV. Około energii 700 MeV pojawia się inne maksimum w pobliżu kąta 140° , które znika powyżej energii padającego pionu ~ 1 GeV i rozkład kątowy jest mniej więcej izotropowy. Maksima do tyłu pojawiające się przy niższych energiach zostały wytłumaczone jako efekt interferencji kilku fal cząstkowych o różnych krętach orbitalnych. Jeśli zaś chodzi o izotropowy rozkład kątowy, obserwowany przy wyższych energiach, to próbę jego wytłumaczenia podjął ostatnio Hagedorn [8]. Według niego izotropowe rozpraszanie elastyczne do tyłu można wytłumaczyć poprzez założenie, że prócz rozpraszania typu dyfrakcyjnego i potencjałowego występuje jeszcze inny konkurencyjny proces rozpraszania elastycznego. Jest to proces typu statystycznego. Polega on na wytworzeniu się stanu złożonego nukleon-pion bardzo krótkożyciowego (w analogii do jądra złożonego), który następnie, prócz wielu innych możliwości, może rozpaść się z powrotem na nukleon i pion, pierwotnie istniejące przed reakcją. Cały proces należy przy tym traktować statystycznie. Rozkład kątowy pionów powstałych w takim procesie może być izotropowy. Warto podkreślić, że ze wzrostem energii znaczenie tego typu procesu maleje, ponieważ rośnie liczba kanałów, według których może się rozpaść system nukleon-pion, a więc maleje prawdopodobieństwo rozpadu akurat na nukleon i pion.

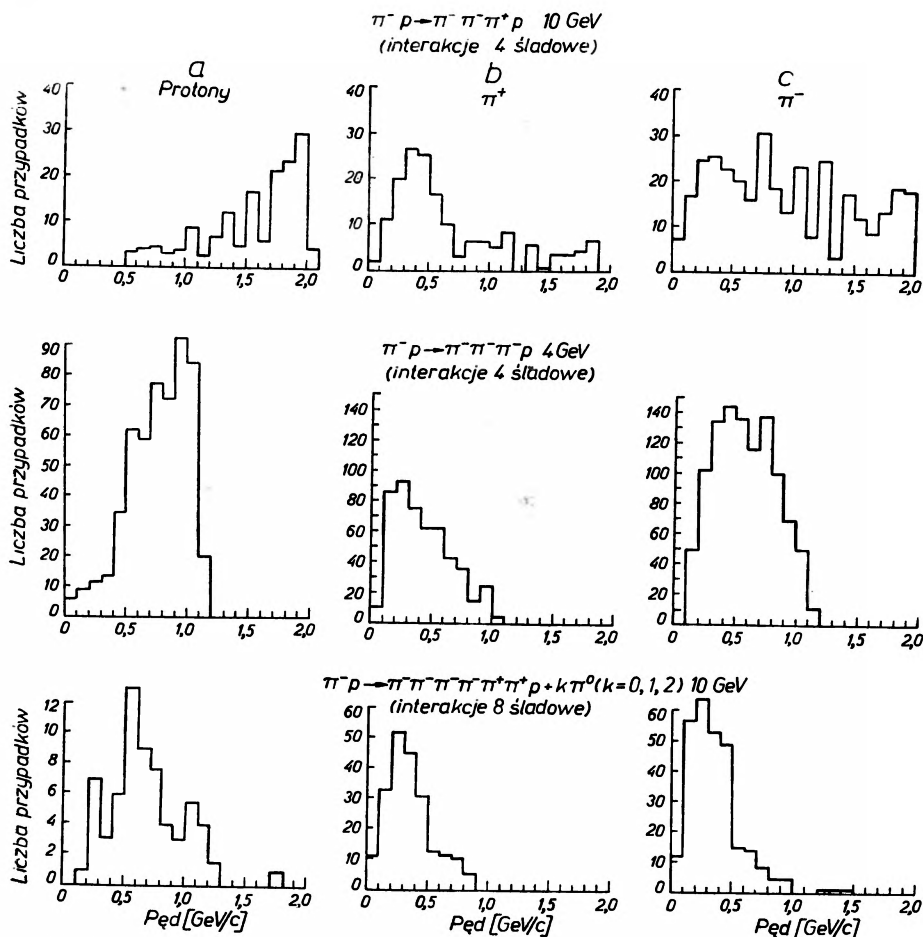
B. Produkcja cząstek wtórnych

Gdy pęd padającego mezonu π jest wystarczająco wysoki (pęd ≥ 280 MeV/c) obok procesów elastycznego rozproszenia występują procesy nieelastyczne prowadzące do produkcji nowych cząstek. Wśród wtórnych cząstek, powstających w elementarnym oddziaływaniu $\pi-p$, obserwuje się wszystkie znane dotąd, silnie oddziaływające cząstki elementarne, przy czym w największej liczbie produkowane są mezony π . Cząstki wtórne mogą być produkowane bądź to bezpośrednio, bądź też pośrednio poprzez wytworzenie się najpierw systemów złożonych z cząstek elementarnych (tak zwanych rezonansów), a następnie ich rozpad. W interakcjach $\pi-p$ dla energii akceleratorowych obserwuje się obydwie procesy produkcji.

a) Produkcja bezpośrednia cząstek wtórnych

Danymi doświadczalnymi, które najczęściej porównuje się z przewidywaniami teoretycznymi, są obok przekrojów czynnych krotności obserwowanych jetów oraz rozkłady energetyczne (pędowe) i kątowe produkowanych cząstek.

Charakter tych rozkładów zależy zarówno od liczby i rodzaju cząstek wtórnych, jak i od energii pierwotnego mezonu π . Aczkolwiek zmiany w kształcie rozkładów przy przejściu od jednej konkretnej reakcji do drugiej mogą być duże,



Rys. 7. Rozkłady pędowe a) p , b) π^+ ; c) π^- dla dwóch różnych energii i krotności z reakcji $\pi^- p \rightarrow p + k\pi$

można podać ogólne cechy tych rozkładów i charakter ich zależności od energii i krotności. Rys. 7 podaje kształt widma pędowego protonów oraz π^+ i π^- dla różnych energii (energii 4 GeV [10] i energii 10 GeV [9])², oraz zmianę widma pędowego z krotnością. Wszystkie rozkłady dotyczą reakcji typu $\pi^- p \rightarrow p + k\pi$, gdzie $k = 3, 5, 7$. Jak widać widma te stają się bardziej miękkie, w miarę gdy wzrasta liczba cząstek w stanie końcowym i maleje energia pierwotnego π^- .

Jednym z najlepiej utwierdzonych faktów doświadczalnych fizyki wysokich

² Wszystkie rozkłady dyskutowane w tej części dotyczą układu środka masy. Pochodzą one głównie z prac [9], [10], [11], [12].

energii jest fakt stałości pędu poprzecznego cząstek wtórnych, który uwi-
dacznia się w tym, że niezależnie od energii zderzenia i od rodzaju rozpatry-
wanej reakcji pęd poprzeczny dowolnej cząstki fluktuuje wokół stałej wartości
 $\sim 0,5 \text{ GeV}/c$, podczas gdy pęd podłużny przybiera najrozmaitsze wartości.

W zakresie energii akceleratorowych znaleziono jednakże słabą zależność
pomiędzy pędem poprzecznym a masą cząstki. Zależność ta jest odbiciem
zależności średniego pędu dla cząstki w układzie środka masy od masy cząstki.
Tablica IV podaje pędy poprzeczne dla różnych cząstek oraz średnie pędy
w układzie *CMS* dla zderzenia π^-p przy $10 \text{ GeV}/c$ [13, 14].

Tablica IV
Pędy poprzeczne i całkowite dla różnych cząstek
($\pi^-p-10 \text{ GeV}/c$)

Cząstka	Pęd poprzeczny [GeV/c]	Pęd całkowity [GeV/c]— <i>CMS</i>
π	$0,30 \pm 0,01$	0,456
K	$0,39 \pm 0,02$	0,682
N	$0,44 \pm 0,05$	0,955
Λ^0	$0,46 \pm 0,02$	0,975
Σ^\pm	$0,51 \pm 0,04$	1,022
Ξ^-	$0,56 \pm 0,08$	0,940

Zależność średniego pędu cząstki w *CMS* od masy może być w przybliżeniu
opisana funkcją liniową:

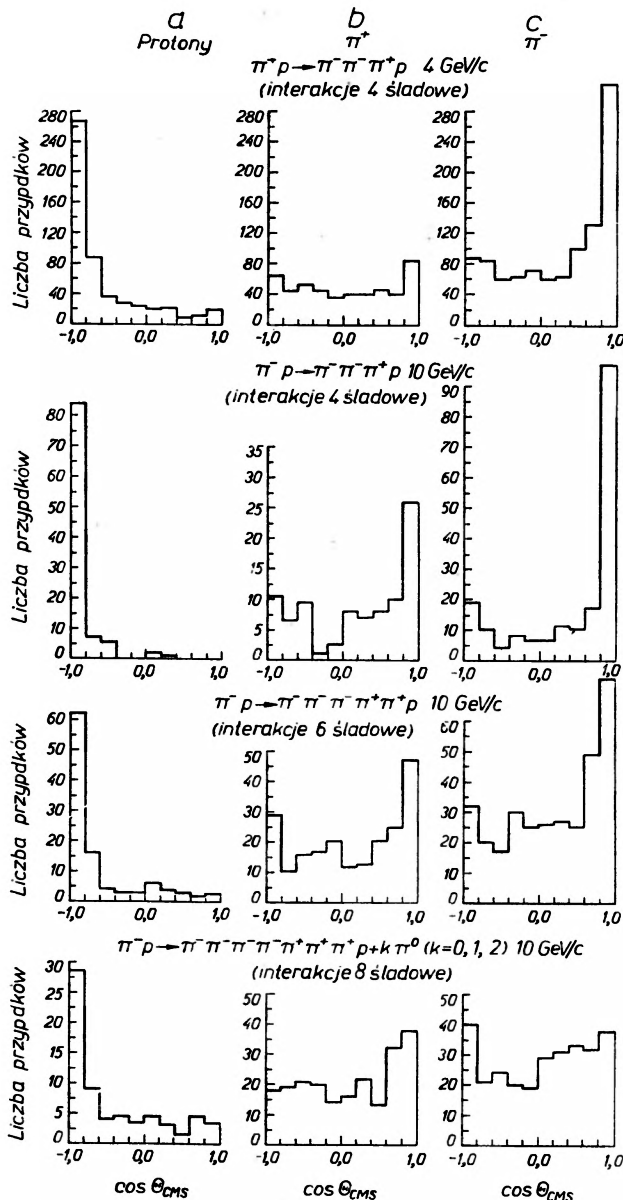
$$p = am + b,$$

gdzie a , b są stałymi współczynnikami ($a \approx 0,5$).

Rozkłady kątowe dla reakcji $\pi^-p \rightarrow \pi^+p\pi^-\pi^-$ podaje dla dwóch różnych
energii rys. 8. Widoczne jest zwiększanie się maksimum do przodu dla π^+ i π^-
ze wzrostem energii. Maksimum to maleje natomiast gdy przechodzi się do
coraz wyższych krotności przy tej samej energii. Jeśli chodzi o rozkłady dla
protonów, to istnieje wyraźne maksimum do tyłu dla wszystkich energii i krot-
ności, chociaż ze zwiększeniem się krotności (np. krotność 6 i 8) maksimum
do tyłu coraz bardziej się rozmywa, a pojawia się też emisja protonów do
przodu³.

³ Rozkłady kątowe neutronów, hyperonów Λ^0 i Σ^+ są bardzo podobne do rozkładów
kątowych dla protonów. Charakterystyczną ich cechą jest silne wypikowanie do tyłu w układzie
środka masy. Wypikowanie to jest słabsze dla hyperonów Σ^- i Ξ^- , co jednak może być wy-
tłumaczone na gruncie teorii wymiany jednocząstkowej.

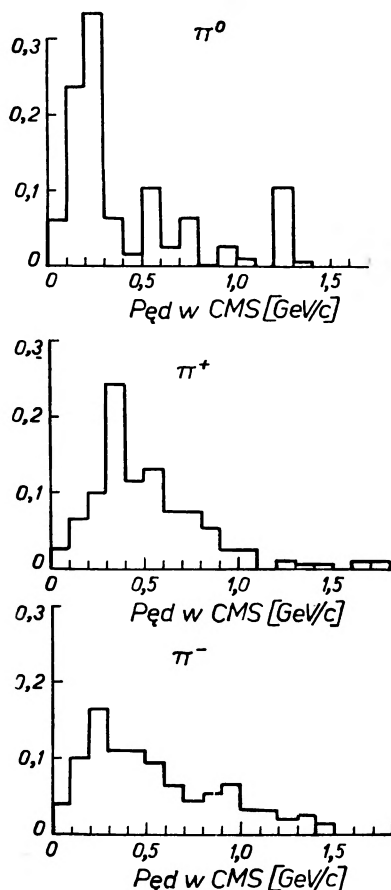
Rozkłady pędowe i kątowe dla mezonów π^0 są znacznie trudniejsze do otrzymania, ponieważ mezony te nie są bezpośrednio obserwowalne. Co więcej, rozkładów tych nie można praktycznie uzyskać z pomocą wodorowej komory



Rys. 8. Rozkłady kątowe a) p , b) π^+ , c) π^- z reakcji π^-p dla różnych energii i krotności

pęcherzykowej z uwagi na bardzo małą efektywność detekcji π^0 w tej komorze. Rys. 9 i 10 podają rozkłady pędowe i kątowe dla mezonów π^0 produkowanych w oddziaływaniu π^-N przy pędzie π^- 7 GeV/c. Praca ta została wykonana w propanowej komorze pęcherzykowej, a zderzenia z nukleonem były wy-

bierane na drodze specjalnych kryteriów [15]. Rozkłady te nie różnią się zbytnio od rozkładów dla mezonów π^+ i π^- z tych samych interakcji. Ciekawe porównanie widma pędowego całkowitego dla mezonów π^0 , π^+ i π^- zostało dokonane w pracy O. Czyżewskiego i J. Łoskiewicza [16]. Przedstawia je rys. 11.

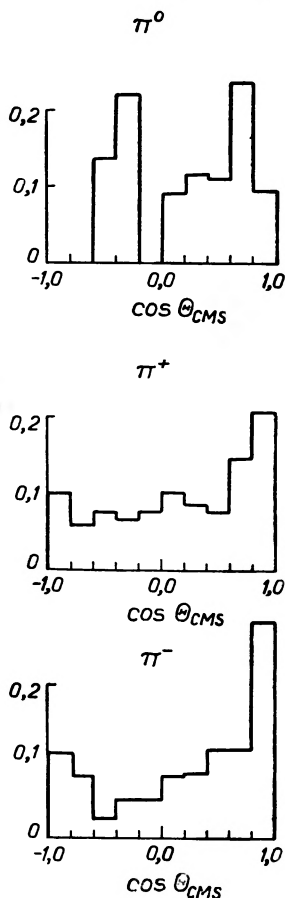


Rys. 9. Rozkład pędowy dla mezonów π^0 z reakcji π -N przy energii 7 GeV (na rysunku dla porównania podane są wykresy dla π^+ i π^- z tej samej pracy)

Wydaje się, że π^0 naśladują zachowanie się raczej π^- niż π^+ . W związku z produkcją mezonów π^0 powstaje problem czy interakcje, w których obserwuje się dużą liczbę naładowanych cząstek w stanie końcowym, przedstawiają fluktuacje rozkładu krotności w kierunku cząstek naładowanych, czy też są one interakcjami o bardzo dużej krotności, to znaczy także z dużą liczbą π^0 . Obecnie wydaje się, że interakcje wysokokrotne są w dużym stopniu wynikiem fluktuacji rozkładu krotności i liczba π^0 jest w nich mała. Tak np. dla 8-sładowych oddziaływań π - p , przy energii 10 GeV, okazało się, że średnia liczba π^0 wynosi 1,3.

Analiza przedstawionych powyżej rozkładów kątowych i pędowych wskazuje na istnienie bardzo charakterystycznej cechy, a mianowicie cząstki po zderzeniu

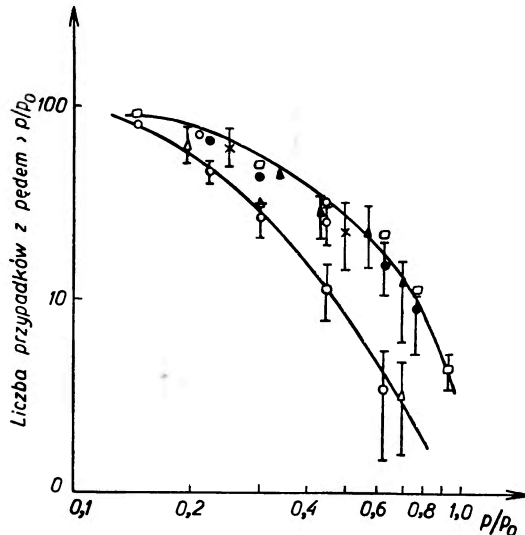
w układzie *CMS* jak gdyby zachowują w znacznym stopniu swój pierwotny kierunek lotu i swój pęd. Jest to szczególnie wyraźnie widoczne w gwiazdach niskokrotnych. Powyższe zjawisko można by w obrazowy sposób przedstawić następująco: padający mezon π , zderzając się ze spoczywającym protonem



Rys. 10. Rozkład kątowy dla mezonów π^0 z reakcji π -N przy energii 7 GeV (na rysunku dla porównania podane są wykresy dla π^+ i π^- z tej samej pracy)

(w *CMS* — lecącym do tyłu) przekazuje mu nieduży pęd i energię (to znaczy przekaz czteropędu protonowi jest mały) i w związku z tym sam kontynuuje lot tylko lekko odchylając się od pierwotnego kierunku. Oddziaływanie wykazujące powyższe cechy przyjęto nazywać peryferyjnym w analogii do klasycznego zderzenia z dużym parametrem zderzenia. Cechę peryferyczności wykazują prawie wszystkie oddziaływania $\pi^\pm p$ w zakresie energii akceleratorowych, przy czym staje się ona mniej widoczna, gdy przechodzimy do coraz wyższych krotności, a także gdy dla danej krotności schodzimy do niższych energii. Fakt ten można tłumaczyć występowaniem jeszcze innego typu oddziaływania, tak zwanych oddziaływań centralnych, które w pewnych przypadkach mogą osłabić efekt peryferyczności. Przykładem zderzeń, w których

oddziaływania centralne wydają się odgrywać ważną rolę, są interakcje z dużą liczbą cząstek w stanie końcowym. Pojęcie peryferyczności i centralności zderzenia jest w dużym stopniu intuicyjne i nie ma obecnie praktycznie możliwości dokładnego rozdzielenia doświadczalnego tych dwóch procesów. Także i co do teoretycznego znaczenia tych określeń istnieją pewne rozbieżności.



Rys. 11. Widmo pędowe całkowite dla mezonów π^0 , π^+ i π^- produkowanych w oddziaływaniach π -N, π -C, π -Xe. Dane wykorzystano przy sporządzeniu wykresu:

\triangle π^+ ze zderzeń π -N	\blacktriangle π^- ze zderzeń π -C	
\circ π^+ ze zderzeń π -C	\times π^0 ze zderzeń π -Xe	6,8 GeV/c,
\square π^- ze zderzeń π -N	\bullet π^0 ze zderzeń π -Xe	8,4 GeV/c
		9,0 GeV/c
		p_0 — pęd pierwotny π^-

Najczęściej w fizyce teoretycznej pod procesem peryferycznym rozumie się oddziaływanie, w którym zderzające się cząstki wymieniają tylko jedną cząstkę wirtualną, za procesy centralne uważa się zaś wszystkie pozostałe możliwe schematy oddziaływania. Jeżeli przyjąć, że nukleon składa się z części centralnej (tak zwanego *core*) i chmury wirtualnych mezonów otaczającej jądro nukleonu, to oddziaływanie peryferyczne można sobie wyobrazić jako zderzenie nalatującego mezonu z którymś z mezonów wirtualnych w chmurze, zaś oddziaływanie centralne jako zderzenie z jądrem nukleonu. Ocena stosunku przekrojów czynnych na oddziaływanie peryferyczne i centralne dla zderzeń π^-p ($\alpha = \frac{\sigma_{\text{centr.}}}{\sigma_{\text{peryf.}}}$) została wykonana dla energii 7 GeV i okazało się, że obydwa typy procesów są jednakowo prawdopodobne ($\alpha \approx 1$) [2], [17].

b) Produkcja rezonansów

W zakresie energii akceleratorowych znaczna część cząstek wtórnych w oddziaływaniu π -p produkowana jest drogą wytwarzania się systemów złożonych — rezonansów, a następnie ich szybki rozpad na cząstki obserwowane w stanie

końcowym. Innymi słowy, proces produkcji w tym przypadku przebiega w dwóch etapach, gdzie pierwszym etapem jest produkcja rezonansów, a drugim ich rozpad. I tak np. stosunek przekroju czynnego na produkcję cząstek, poprzez wytworzenie rezonansu do całkowitego przekroju czynnego dla gwiazd 4-śladowych, przy energii 4 GeV, wynosi $\sim 0,35$ dla zderzenia π^+p i $\sim 0,20$ dla π^-p . Z uwagi na bardzo krótki czas życia rezonansów bezpośrednia ich obserwacja jest niemożliwa i reakcja wygląda tak jak gdyby cząstki produkowane były bezpośrednio. Fakt ten utrudnia bardzo badanie produkcji i własności rezonansów. Jedną z najczęściej stosowanych metod wykrywania istnienia rezonansu jest sporządzenie rozkładu masy efektywnej cząstek, dla których spodziewany rezonans ma wystąpić. Masa efektywna określona jest wzorem:

$$M_{\text{ef}} = \left[\left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i p_i \right)^2 \right]^{1/2},$$

gdzie E_i — energia i -tej cząstki, p_i — pęd i -tej cząstki.

Maksimum w rozkładzie masy efektywnej wskazuje na istnienie stanu związanego o masie odpowiadającej położeniu maksimum i czasie życia $\tau = \frac{1}{\Gamma/2}$,

gdzie $\Gamma/2$ jest szerokością połówkową maksimum. Istnieje kilka metod wyznaczania spinu i parzystości stanu rezonansowego. Najbardziej rozpowszechnione są: metoda analizy Adaira oraz metoda wykresów Dalitza. Metoda analizy Adaira polega na badaniu rozkładów kątowych cząstek powstałych w rozpadzie. Rozkłady te zależą od spinu rozpadającego się rezonansu (gdy rezonans jest produkowany pod kątem 0° do kierunku padających mezonów w CMS — zależność ta jest szczególnie prosta i pozwala niejednokrotnie na jednoznaczne określenie spinu).

Wykresy Dalitza umożliwiają wyznaczenie liczb kwantowych rezonansu z eksperymentalnych rozkładów pędowych cząstek, powstałych w rozpadzie. Analiza metodą Dalitza jest szczególnie owocna w przypadku rozpadu na trzy ciała. Amplitudę dla reakcji rozpadu można zapisać: $A = 2\pi \frac{|M|^2}{\prod_i 2E_i \prod_f 2E_f} D(E)$,

gdzie: $|M|^2$ — element macierzowy, $D(E)$ — gęstość stanów końcowych, $\prod_i 2E_i$, $\prod_f 2E_f$ — iloczyny podwojonych energii cząstek w stanie początkowym (końcowym). Wielkość $\varrho(E) = D(E) / \prod_f 2E_f$ jest relatywistycznym niezmiennikiem i dla reakcji rozpadu na trzy ciała ma postać:

$$\varrho(E) = \frac{p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2 d\Omega_1 d\Omega_2}{8(2\pi)^6 E_1 E_2 E_3 dE},$$

gdzie $p_k(E_k)$ oznaczają pęd (energię) k -tej cząstki, $d\Omega_k$ — element kąta brylowego, E — całkowitą energię. $\varrho(E)$ można napisać w formie:

$$\varrho(E) = f(E) dE_1 dE_2.$$

Jak widać $\rho(E)$ jest zależne tylko od całkowitej energii. Na wykresie zależności E_1 od E_2 można więc obserwować równomierne rozmieszczenie stanów w całym dozwolonym zakresie zmienności E_1 i E_2 . Odstępstwa od równomiernego rozkładu na wykresach doświadczalnych zależności E_1 od E_2 dostarczają informacji o elemencie macierzowym $|M|^2$.

W przypadku rezonansów barionowych informacje o spinie i parzystości można uzyskać też z pomiarów polaryzacji barionów pochodzących z rozpadu. Spin izotopowy wyznacza się poprzez porównanie częstości występowania różnych dróg rozpadu rezonansu.

Do chwili obecnej wykryto istnienie bardzo wielu rezonansów dla różnych kombinacji cząstek elementarnych. Tablica V podaje zestawienie dobrze utwierdzonych rezonansów, o liczbie dziwności $S = 0$ i liczbie barionowej $B = 0$, wraz z progami na ich produkcję w oddziaływaniu πp oraz liczbami kwanto-

Tablica V

Rezonans	η^0	$\rho^{\pm 0}$	ω^0	$\eta 2\pi$	φ	A_1	Buddha	f^0	A_2
Masa (MeV)	548 ± 1	750 ± 10	784 ± 1	957 ± 1	1017 ± 2	1080 ± 10	1215 ± 18	1253 ± 20	1310 ± 15
Stan ⁴	$T = 0$ $P = -1$ $I = 0$ $G = +1$	$T = 1$ $P = -1$ $I = 1$ $G = +1$	$T = 0$ $P = -1$ $I = 1$ $G = -1$	$T = 0$ $P = -1$ $I = 0$ $G = +1$	$T = 0$ $P = -1$ $I = 1$ $G = -1$	$T = 1$ $P = +1$ lub -1 $I = 1$ lub 2 $G = -1$	$T = 1$ $P = ?$ $I = 1$ $G = +1$	$T = 0$ $P = +1$ $I = 2$ $G = +1$	$T = 0$ $P = +1$ $I = 2$ $G = -1$
Próg [GeV/c]	0,69	1,03	1,09	1,43	1,56	1,70	2,00	2,07	3,20
Drugi rozpadu i względne prawdopodobieństwo rozpadu	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ (20%) 2γ (38%) $\pi^+ \pi^- \gamma$ (4%) $3\pi^0$ (38%)	$\pi^+ \pi^0$ (100%) $\pi^- \pi^0$ (100%) $\pi^+ \pi^-$ (100%)	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ (84,5%) neutralne (10,5%) $\pi^+ \pi^- \gamma$ (2,6%) $\pi^+ \pi^-$ (2%) $e^+ e^-$ (0,4%)	$\eta 2\pi$ (80%) $2\pi\gamma$ (20%)	$K^0 \bar{K}^0$ (tylko $K_1^0 K_2^0$) $K^+ K^-$	$\rho\pi$ (~95%) $K\bar{K}$ (~5%)	$\omega^0 \pi$	$\pi^+ \pi^-$ także 4π	$\rho\pi$ (60%) $K\bar{K}$ (20%) $\pi\eta$ (20%)
Szerokość polowa rezonansu [MeV]	≤ 10	100 ± 10	9 ± 3	≤ 4	$3,4 \pm 1,7$	100	170	~ 100	90

⁴ T — izospin, I — spin, P — parzystość przestrzenna, G — parzystość ładunkowa.

wymi i obserwowanymi drogami rozpadu [18]. Wszystkie wymienione w tabeli rezonanse zostały zaobserwowane w oddziaływaniu πp (a niektóre także i w oddziaływaniu pp , $\tilde{p}p$ i Kp) w zakresie energii (1,0—10,0) GeV. Są one produkowane z różnymi przekrojami czynnymi, przy czym najczęściej produkowany jest rezonans ϱ i ω^0 , znacznie rzadziej η^0 , f^0 , φ . W związku z tym najwięcej materiału doświadczalnego zdołano zgromadzić o ϱ i ω^0 . Tablica VI podaje zestawienie wartości przekrojów czynnych na produkcję ϱ , η , ω i $N_{3,3}^*$ w reakcjach czterośladowych dla kilku energii oddziaływania $\pi^- p$ i $\pi^+ p$. Przy sporządzaniu tabeli zostały wykorzystane dane z prac [9], [10], [20], [11], [21]⁵.

Tablica VI

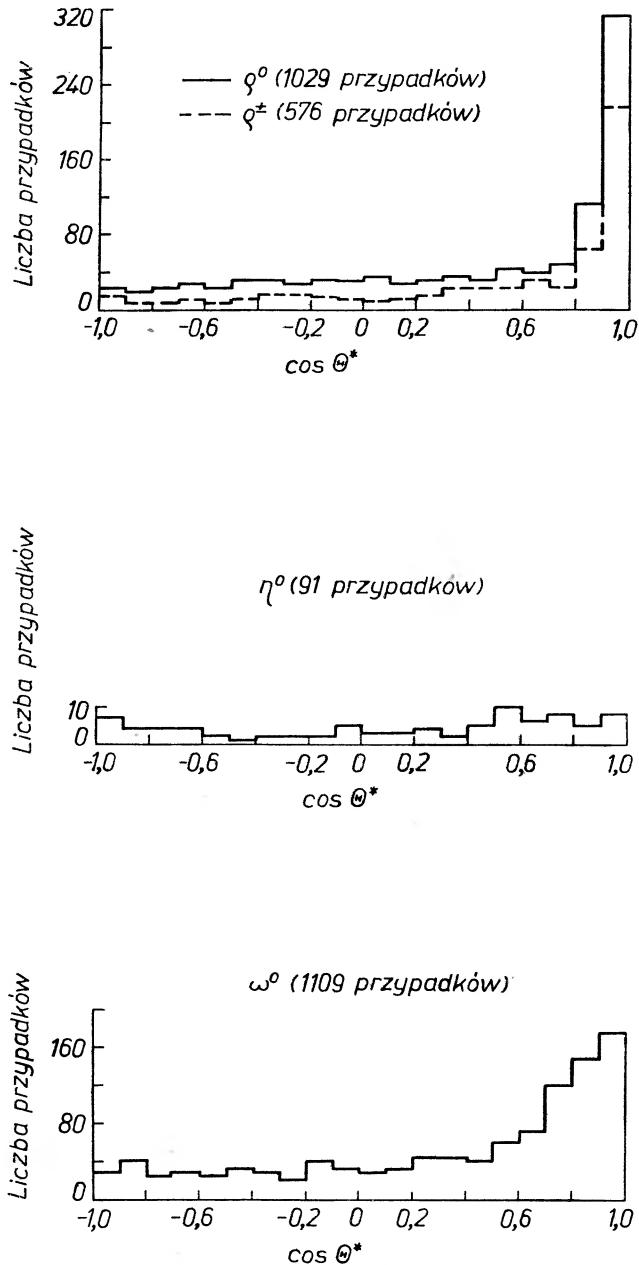
$\pi^- p$		Przekrój czynny w mb.		
Typ reakcji	Kanał	2,1 GeV/c	4,0 GeV/c	10,0 GeV/c
$\pi^+ \pi^- \pi^- p$	$N_{3,3}^{*++} \pi^- \pi^-$	$0,53 \pm 0,05$	$0,48 \pm 0,08$	$0,10 \pm 0,04$
	$\pi^- p \varrho^0$	$0,098 \pm 0,023$	$0,64 \pm 0,08$	$0,70 \pm 0,10$
	całkowity	$1,67 \pm 0,08$	$1,91 \pm 0,08$	$1,01 \pm 0,21$
$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	$N_{3,3}^{*++} \pi^- \pi^- \pi^0$	$0,057 \pm 0,022$	$0,42 \pm 0,08$	$0,36 \pm 0,08$
	$\pi^- p \omega^0$	$0,26 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,04$	$0,12 \pm 0,05$
	$\pi^- p \eta^0$	$0,13 \pm 0,05$	$\leq 0,16 \pm 0,07$	— — —
	całkowity	$1,17 \pm 0,06$	$2,11 \pm 0,09$	$1,77 \pm 0,04$

$\pi^+ p$		Przekrój czynny w mb.				
Typ reakcji	Kanał	2,08 GeV/c	2,62 GeV/c	2,90 GeV/c	3,54 GeV/c	4,00 GeV/c
$\pi^+ \pi^+ \pi^- p$	$\pi^+ p \varrho^0$	$1,50 \pm 0,20$	$1,40 \pm 0,25$	$0,95 \pm 0,20$	$1,10 \pm 0,17$	$0,90 \pm 0,20$
	całkowity	$3,64 \pm 0,20$	$3,50 \pm 0,30$	$3,10 \pm 0,20$	$3,50 \pm 0,20$	$3,00 \pm 0,20$
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^+ p \omega^0$	$1,60 \pm 0,20$	$1,60 \pm 0,20$	$1,60 \pm 0,20$	$1,06 \pm 0,10$	$0,70 \pm 0,14$
	$\pi^+ p \eta^0$	$0,60 \pm 0,20$	$0,75 \pm 0,18$	$0,80 \pm 0,15$	$0,23 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,07$
	całkowity	$2,75 \pm 0,15$	$3,60 \pm 0,30$	$4,10 \pm 0,20$	$3,60 \pm 0,20$	$3,20 \pm 0,20$

Prócz wymienionych w tablicy V rezonansów mezonowych, często w oddziaływaniu πp produkowane są izobary nukleonowe. Izobar $N_{3,3}^*$ występuje bardzo często wśród końcowych produktów reakcji w całym zakresie przebadanych energii, to znaczy aż do 10 GeV. Znacznie rzadsze są izobary $N_{1,3}^*$ i $N_{1,5}^*$, aczkolwiek i one zostały zaobserwowane w oddziaływaniu πp . Zaobserwowano także równoczesną produkcję dwóch rezonansów — rezonansu nu-

⁵ W tablicy VI podane są tylko niektóre reakcje 4-śladowe z produkcją rezonansów, dla których przekroje czynne są największe. Rezonans $N_{3,3}^{*++}$, który jest bardzo częstym produktem reakcji $\pi^+ p$, został pominięty w drugiej części tablicy odpowiadającej oddziaływaniu $\pi^+ p$.

kleonowego i rezonansu mezonowego. Najczęściej razem produkowane są $N_{3,3}^*$ i ϱ , chociaż występuje też łączna produkcja $N_{3,3}^*$ i ω^0 , a także innych rezonansów nukleonowych i ω^0 . Np. przy pędzie pierwotnych $\pi^+ - 4 \text{ GeV}/c$ przekrój czynny na reakcję $\pi^+ p \rightarrow \varrho^0 N^{*++}$ wynosi $0,5 \pm 0,1 \text{ mb}$, a na reakcję $\pi^+ p \rightarrow \omega^0 N^{*++}$ $0,30 \pm 0,06 \text{ mb}$.



Rys. 12. Rozkłady kątowe η^0 , ϱ i ω w CMS dla zderzenia przy energii ok. 2,5 GeV

Jeśli chodzi o rozkłady kątowe produkowanych najczęściej rezonansów η^0 , ϱ , ω^0 , $N_{3,3}^*$, to najbardziej wyróżnia się spośród nich rezonans η^0 . Jak widać z rys. 12, rozkład kątowy dla η^0 w *CMS* jest prawie izotropowy, podczas gdy zarówno ϱ , jak i ω^0 są wypikowane do przodu. Izobar $N_{3,3}^*$ naśladuje zachowanie się protonu w reakcjach bezpośredniej produkcji, to znaczy wykazuje silne wypikowanie ku tyłowi. Z powyższych danych można wyciągnąć wniosek, że podczas gdy ϱ , ω^0 i $N_{3,3}^*$ są produkowane raczej w oddziaływaniach typu peryferycznego (jako, że zachowują pierwotny kierunek lotu cząstek istniejących przed zderzeniem, rezonanse mezonowe — kierunek pierwotnych π , rezonanse nukleonowe — kierunek pierwotnego nukleonu), to rezonans η^0 powstaje w wyniku jakiegoś oddziaływania typu centralnego [19].

Przedstawiony powyżej w ogólnych zarysach obraz oddziaływania πp dotyczy jeszcze bardzo ograniczonego zakresu energii. Między najwyższą energią π , uzyskaną przy pomocy techniki akceleratorowej (~ 20 GeV), a energiami cząstek obserwowanych w promieniowaniu kosmicznym (10^{12} – 10^{13} eV = 10^3 – 10^3 GeV) istnieje olbrzymia różnica. Budowa nowych akceleratorów o energiach maksymalnych ~ 100 GeV jest już sprawą niedalekiej przyszłości. Pozwoli to na znaczne zbliżenie się do energii kosmicznych. Zjawiska obserwowane przy energiach akceleratorowych i przy energiach kosmicznych wykazują cały szereg cech wspólnych (np. stałość pędu poprzecznego, peryferyczny charakter rozkładów kątowych), aczkolwiek charakter oddziaływania, przy niskich energiach przy przejściu do energii kosmicznych, ulega poważnym zmianom. Tak na przykład cecha dwucentrowości, obserwowana w dużej klasie jetów kosmicznych, wskutek znacznego obniżenia energii jest bardzo trudna do zaobserwowania przy energiach akceleratorowych. Prześledzenie zaś stopniowych zmian jest na razie niemożliwe z uwagi na przedział rzędu 100 GeV, który dzieli najwyższe energie akceleratorowe od najniższych energii kosmicznych.

Literatura

- [1] E. Feinberg, D. Czernawski, Usp. Fiz. Nauk (USSR), **82**, 3 (1964).
- [2] M. Krozshmar, Annual Rev. Nucl. Sci., **11**, 1 (1961).
- [3] Van Hove, Nuovo Cimento, **28**, 798 (1963).
- [4] A. N. Diddens, E. W. Jenkins, T. F. Kycia, K. F. Riley, Phys. Rev Letters, **10**, 263 (1963).
G. Von Dardel, R. Mermod, P. A. Piroué, M. Vivargent, K. Weber, K. Winter, Proc. of the Aix-en Provence Conference on Elementary Particles, **1**, 287 (1961).
G. Von Dardel, Phys. Rev Letters, **7**, 352 (1961).
Ch. Peyrou, Proc. of the Aix-en Provence Conference on Elementary Particles, **2**, 103 (1961).
- [5] J. A. Helland, T. J. Devlin, D. E. Hagge, M. J. Longo, B. J. Moyer, C. D. Wood, Phys. Rev Letters, **10**, 27 (1963).
D. Stonehill, Phys. Rev Letters, **6**, 624 (1961).
L. Jones, Kwan W. Lai, M. L. Perl, S. Ting, V. Cook, B. Cork, W. Halley, Proc. of Conference High Energy Physic at Geneva, 591 (1962).

- D. Morrison, CERN Report, 63—1 (1963).
- F. Grard, G. R. Macleod, L. Montanet, M. Cresti, R. Barloutaud, C. Choquet, J. M. Gaillard, J. Heughebaert, A. Leveque, P. Lehmann, J. Meyer, D. Revel, *Proc. of the Aix-en Provence Conference on Elementary Particles*, **1**, 37 (1961).
- [6] *Proc. of the High Energy Conference in Dubna* (1964).
- [7] A. W. Wetherell, *Proc. of the Sienna International Conference on Elementary Particles*, **2**, 110 i 111 (1963).
- [8] G. Fast, R. Hagedorn, L. Jones, *Nuovo Cimento*, **27**, 856 (1963).
- [9] N. N. Biswas, J. Derado, N. Schmitz, W. D. Shephard, *Preprint from Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Munchen Germany*.
- [10] *Aachen—Birmingham—Bonn—Hamburg—London* (I. C)-Munchen Collaboration w druku w *Nuovo Cimento*.
- [11] *Aachen—Berlin—Birmingham—Bonn—Hamburg—London* (I. C)-Munchen Collaboration *Proc. of the Sienna International Conference on Elementary Particles*, **1**, 75 (1963).
- [12] M. Bardadin, L. Michejda, S. Otwinowski, R. Sosnowski, *Proc. of the Sienna International Conference on Elementary Particles*, **1**, 628 (1963).
- [13] S. Brandt, Ch. Peyrou, R. Sosnowski, A. Wróblewski, *Proc. of the Sienna International Conference on Elementary Particles*, **1**, 676 (1963).
- [14] S. Brandt, V. T. Cocconi, D. R. O. Morrison, A. Wróblewski, P. Fleury, G. Kayas, F. Muller, C. Pelletier, *Phys. Rev. Letters*, **10**, 413 (1963).
- [15] I. Klugow, *Report at Cracow International Conference on High Energy Physic* (1963).
- [16] O. Czyżewski, J. Łoskiewicz, *Phys. Letters*, **2**, 83 (1962).
- [17] I. M. Gramienicki, I. M. Driemin, W. M. Maksimienko, D. S. Czernawski, *Ž. Eksper. Teor. Fiz. (USSR)*, **40**, 1093 (1961).
- [18] *Proc. of the Sienna Conference on Elementary Particles* (1963).
- [19] C. Alff, D. Berley, D. Clley, N. Gelfand, U. Nauenberg, D. Miller, J. Schultz, J. Steinberger, T. H. Tan, M. Brugger, P. Kramer, R. Plano, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 322 (1962).
- [20] P. H. Satterblom, W. D. Walker, A. R. Erwin, *Report from University of Wisconsin (USA)*.
- [21] M. Abolins, R. L. Lander, W. A. W. Mehlhop, Nguyen huu Xuong, P. M. Yager, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 381 (1963).

Jerzy Janczak

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Łódzkiego
Łódź

Neutrino kosmiczne

1. Wstęp

Jedną z najbardziej tajemniczych cząstek elementarnych jest neutrino. Chociaż hipotezę o jego istnieniu wysunął Pauli już w latach trzydziestych, to jednak dopiero w 1953 roku Reines i Cowan przeprowadzili bezpośrednią detekcję antyneutrino. Bardzo mały przekrój czynny na oddziaływanie z materią, brak ładunku elektrycznego i zerowa masa spoczynkowa są przyczynami trudności w dokładnym zbadaniu neutrino.

W ostatnich latach poczyniono jednak znaczny postęp zarówno na polu teoretycznym, jak i doświadczalnym nad zbadaniem jego właściwości.

Neutrino jest cząstką interesującą nie tylko z punktu widzenia teorii słabych oddziaływań, ale również i z punktu widzenia astrofizycznego. Przypuszcza się, że odgrywa ona znaczną rolę we Wszechświecie. Neutrino kosmiczne powstają w wyniku procesów zachodzących w gwiazdach oraz podczas oddziaływania cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego z materią międzygwiazdą¹. Neutrinowe promieniowanie gwiazd na pewnym etapie ich rozwoju posiada poważny udział w ogólnym bilansie energetycznym i określa tempo ich ewolucji. Generowane neutrino rozprzestrzeniając się we Wszechświecie, tworzą potężny ocean neutrin kosmicznych. Istnieją sugestie, że gęstość energii w postaci neutrin może przewyższać średnią gęstość energii rozprzestrzenionej we Wszechświecie w postaci materii posiadającej masę spoczynkową.

Strumień neutrin i antyneutrin docierający do Ziemi stanowi bogate źródło informacji o Wszechświecie. Jednak na obecnym etapie rozwoju fizyki nie potrafimy tych wiadomości rozszyfrować. W przeciwieństwie do światła, fal radiowych czy promieniowania kosmicznego, strumień neutrin jest niezakłócony przez czynniki zewnętrzne. Neutrino emitowane ze swych źródeł dochodzą do nas bez zmiany kierunku i strat energii.

¹ Artykuł na ten temat został wydrukowany w „Postęпах Fizyki”, 15, 133 (1964).

2. Reakcje termojądrowe

W centrum Słońca panuje temperatura około $2 \cdot 10^7$ °K, a gęstość materii jest rzędu 10^2 g/cm³. W tych warunkach materia występuje w stanie plazmy. Średnia energia kinetyczna ruchu termicznego protonów, znajdujących się w plazmie słonecznej, jest rzędu 1 keV. Podczas zderzeń dwóch protonów ze sobą może zostać zapoczątkowany cykl wodorowy (protonowo-protonowy) [1, 2, 3]. Pierwsza reakcja termojądrowa tego cyklu prowadzi do syntezy deuteronu:



gdzie: p — proton, d — deuteron, e^+ — pozyton, ν — neutrino. Prawdopodobieństwo powstania deuteronu w wyniku zderzeń dwóch protonów jest w tych warunkach bardzo małe, gdyż muszą one pokonać barierę potencjału. Prawdopodobieństwo to wynosi 10^{-6} .

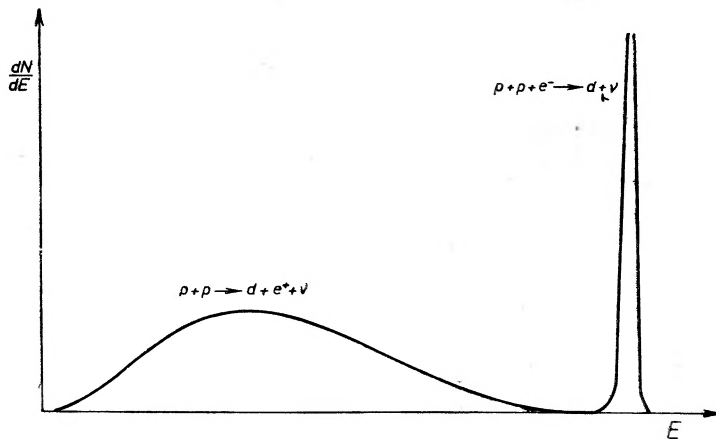
Jak widać z wzoru (1) synteza deuteronu związana jest z emisją neutrino. Maksymalna energia, jaką może unieść neutrino w tym procesie jest 0,42 MeV.

H. Reeves zwrócił uwagę, że synteza deuteru może również przebiegać według schematu:



gdzie: e^- — elektron. Jednak prawdopodobieństwo zajścia (2) jest o dwa rzędy wielkości mniejsze od prawdopodobieństwa syntezy deuteronu w reakcji (1).

Jeżeli rozpatrzmy oba kanały syntezy deuteronu z punktu widzenia widma



Rys. 1. Różniczkowe widmo energetyczne neutronów emitowanych w reakcjach: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ i $p + p + e^- \rightarrow d + \nu$ [4]

energetycznego emitowanych neutronów, to są one różne. Widma energetyczne neutronów emitowanych w termojądrowej reakcji (1) są ciągłe, gdyż mamy do czynienia z rozpadem na trzy cząstki. Natomiast w reakcji (2) następuje emisja monoenergetycznych neutronów, gdyż w końcowym efekcie zachodzi rozpad na dwie cząstki. Różniczkowe widma energetyczne neutronów dla obu przypadków

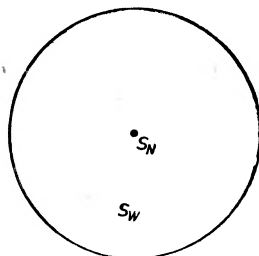
przedstawione są graficznie na rys. 1 [4]. Kształt i rozmiary linii monoenergetycznych neutrin zależą od dwóch czynników — gęstości plazmy i jej temperatury. Temperatura określa rozmycie linii monoenergetycznej, zdefiniowane przez szerokość połówkową, natomiast gęstość plazmy warunkuje wysokość linii.

Omówione wyżej procesy syntezy nie są jedynymi źródłami neutrin słonecznych. W szeregu reakcji i przemian jądrowych zachodzących na Słońcu zachodzi emisja neutrin. W tabelicy I [5] zebrane są reakcje cyklu protonowo-

Tabela I

Reakcja	Charakter widma	Energia neutrin [MeV]
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$	ciągłe	$E_{\max} \sim 0,4$
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$		
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$		
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	liniowe	$E \sim 0,9$
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow \begin{cases} {}^7\text{Li} + \nu \\ {}^7\text{Li}^* + \nu \end{cases}$		
${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$	liniowe	$E \sim 0,4$
${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	ciągłe	$E_{\max} \sim 14$
${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$		
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$		
${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$		
${}^{12}\text{C} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$	ciągłe	$E_{\max} \sim 1,2$
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$		
${}^{13}\text{C} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	ciągłe	$E_{\max} \sim 1,7$
${}^{14}\text{N} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$		
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu$		
${}^{15}\text{N} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$		

-protonowego i węglowo-azotowego [3, 6, 7], które zachodzą na Słońcu. Na podstawie tej tabelicy widać, że w sześciu przypadkach emitowane są neutrina. Energia unoszona przez nie stanowi 2-10% całkowitej energii wyzwolanej na Słońcu [4, 8, 9]. Maksymalna energia, jaką posiadają neutrina słoneczne, jest równa 14,1 MeV (tabela I).

Rys. 2. Tarcza słońca neutrinowego S_N na tle tarczy słońca widzialnego S_W [4]

Neutrina ze względu na bardzo mały przekrój czynny na oddziaływanie z materią [8], mają bardzo duże średnie drogi swobodne. W przypadku Słońca, średnia droga swobodna neutrin jest większa od jego średnicy. Tak więc

neutrino w przeciwieństwie do fotonów mogą swobodnie wydostawać się na zewnątrz i unosić ze sobą energię z części centralnej Słońca.

Neutrinowy obraz Słońca będzie więc inny niż fotonowy. Na rys. 2 przedstawiono schematycznie Słońce neutronowe jako małą plamkę na tle dużej tarczy obserwowanego Słońca fotonowego. Neutrinowe promieniowanie Słońca może więc dostarczyć nam informacji o warunkach panujących w jego części centralnej. Wartość strumienia neutrin słonecznych oceniana jest na $(10^{10}—10^{11}) \nu/\text{cm}^2 \cdot \text{sek}$ [5, 8].

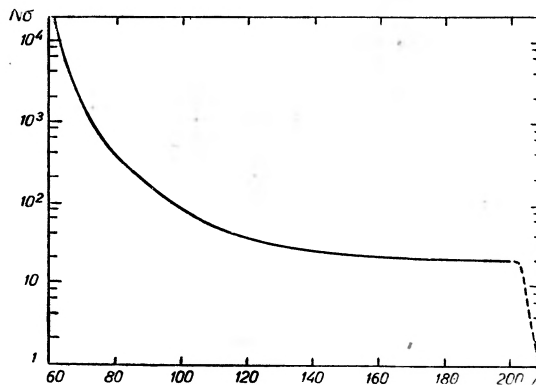
3. Procesy r i s

Rozpatrywane przez nas reakcje, podczas których emitowane są neutrino, zachodzą nie tylko na Słońcu, ale i w innych gwiazdach. Emisja neutrin związana jest w nich z zamianą protonu w neutron. W gwiazdach mogą również zachodzić procesy zamieniające neutron w proton:



czemu towarzyszy powstanie antyneutrino $\bar{\nu}$.

Wśród zachodzących we wnętrzu gwiazd procesów jądrowych występują reakcje, prowadzące do powstania dużej liczby neutronów. W głównej mierze są to reakcje jądrowe typu (α, n) . Na przykład podczas „spalania“ helu mamy do czynienia z takimi przemianami, jak: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ lub $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$ [7, 10, 11, 12, 13], które są źródłami swobodnych neutronów. W długim cyklu



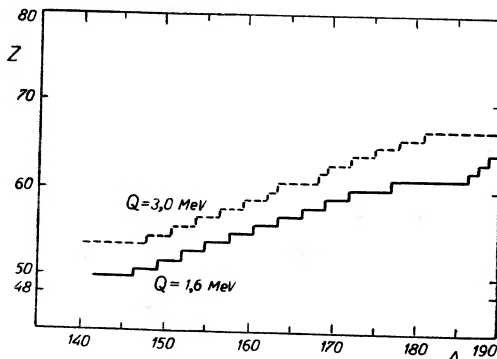
Rys. 3. Wykres zależności iloczynu przekroju czynnego σ przez względną rozpuszczeniowość N izotopów powstałych w procesie s od liczby masowej A [9]

rozwojowym gwiazdy zachodzi dużo takich procesów, podczas których emitowane są neutrony [7, 9, 12, 14]. Energia neutronów w gwiazdach wynosi od kilku do kilkuset keV. Duża liczba swobodnych neutronów w gwiazdzie stwarza dogodne warunki do ich wychwytu przez jądra niektórych izotopów, powstałych w różnych przemianach jądrowych.

Wychwyt neutronu przez dane jądro może zapoczątkować cykl przemian

jądrowych, które ze względu na ich charakter dzielimy na dwie grupy: proces s i proces r .

Proces s [7, 15, 16] składa się z kolejno następujących po sobie powolnych wychwytych neutronów przez jądro. Odstęp czasu między poszczególnymi wychwytemi jest tak długi, że nowo powstałe jądro ulega przemianom β^- zanim wychwyci następny neutron. Na rys. 3 przedstawiono iloczyn przekroju czynnego na wychwyt neutronów w procesie s i względnego rozpowszechnienia danego izotopu w funkcji liczby masowej. Proces s prowadzi do wzrostu koncentracji izotopów o dużych Z i A .



Rys. 4. Przebieg procesu r dla różnej energii krytycznej Q wiązania neutronu [9]

W procesie r [7, 17] natomiast mamy do czynienia z cyklem kolejno następujących po sobie szybkich wychwytych neutronów. Odstępy czasu między poszczególnymi wychwytemi są tak małe, że powstające jądro nie zdąży ulec przemianom β^- . W ten sposób mogą być wytworzone ciężkie pierwiastki zawierające dużą liczbę neutronów. Takie jądra są jednak nietrwałe. Stabilizacja jąder posiadających duży nadmiar neutronów odbywa się poprzez łańcuch przemian β^- . Na rys. 4 pokazany jest cykl przemian tworzących proces r dla różnych wartości krytycznej energii wiązania neutronu. W cyklach przemian tworzących zarówno proces s , jak i proces r mamy do czynienia z rozpadem β^- , któremu towarzyszy emisja antyneutrino.

4. Proces *urca*

G. Gamow i M. Schoenberg [18] po raz pierwszy zwrócili uwagę na rolę przemiany β w emisji neutrino przez gwiazdy. Przy bardzo wysokiej temperaturze materii przekraczającej wartość 10^8 °K i przy dużej gęstości $\rho > 10^5$ g/cm³, może zachodzić przemiana jąder stabilnych w jądra promieniotwórcze, które następnie ulegają rozpadowi. Podczas zderzeń szybkich elektronów ze stabilnymi jądrami ${}^A_Z\text{N}$ następuje wychwyt elektronów przez jądra. W wyniku tego powstaje promieniotwórcze jądro ${}^A_{Z-1}\text{N}$ oraz jest emitowane neutrino ν . Następnie promieniotwórcze jądro ulega rozpadowi β^- emitując elektron e^- i antyneutrino $\bar{\nu}$.

Opisana przemiana nosi nazwę procesu *urca* i można ją zapisać w postaci:



Emitowane podczas procesu *urca* neutrino i antyneutrino unoszą ze sobą około $\frac{2}{3}$ energii przemiany.

Całkowity przekrój czynny σ na wychwyt elektronu przez jądro jest równy:

$$\sigma = \frac{2\pi^2 \ln 2}{ft} \left(\frac{h}{2\pi mc} \right)^3 \cdot \left(\frac{E - Q}{v} \right)^2, \quad (5)$$

gdzie: m — masa elektronu, v — jego względna prędkość, E — energia elektronu mierzona w jednostkach mc^2 , Q — energia rozpadu mierzona w jednostkach mc^2 , c — prędkość światła, h — stała Plancka, t — czas połowicznego rozpadu, f — pewna funkcja $f(A, Z)$; iloczyn ft nosi nazwę względnego czasu życia [19].

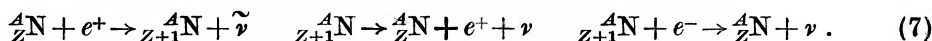
Wartość przekroju czynnego σ na wychwyt elektronu przez jądro ${}^A_Z\text{N}$ rośnie razem z temperaturą, podczas gdy czas połowicznego rozpadu promieniotwórczego jądra ${}^A_{Z-1}\text{N}$ jest stały. W rezultacie dla $kT \geq Q$ nastąpiłby wzrost koncentracji $n(Z-1)$ jąder promieniotwórczych: $n(Z-1) \rightarrow n_0(Z)$, gdzie: $n_0(Z)$ — pierwotna koncentracja jąder trwałych. Jednocześnie prowadziłoby to do zmniejszenia się koncentracji $n(Z)$ jąder trwałych: $n(Z) \rightarrow 0$ [20]. We wnętrzu gwiazdy znajdowałyby się więc tylko jądra nietrwałe.

Jednak przy wysokich temperaturach, gdy $kT \approx mc^2$ zachodzi proces powstawania par: elektron e^- — pozyton e^+ [21]. Pojawienie się pozytonu e^+ stwarza nowy kanał reakcji: wychwyt pozytonu przez jądro ${}^A_{Z-1}\text{N}$:



Prawdopodobieństwo wychwyty (6) jest znacznie większe od prawdopodobieństwa rozpadu β^- jądra ${}^A_{Z-1}\text{N}$. Koncentracja jąder trwałych i promieniotwórczych jest więc w przybliżeniu równa i wynosi $\frac{1}{2}n_0(Z)$.

Jeśli pozyton zostanie wychwycony przez trwałe jądro ${}^A_Z\text{N}$, wówczas następuje zamiana ról pozytonu i elektronu w przemianach (4) i (6). W wyniku wychwyty pozytonu przez jądro ${}^A_Z\text{N}$ powstaje promieniotwórcze jądro ${}^A_{Z+1}\text{N}$, które może ulec rozpadowi β^+ bądź wychwyci elektron. Przebieg procesu *urca* w tym przypadku będzie wyglądał następująco:



Powstawanie jąder promieniotwórczych jest najbardziej efektywne dla ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{23}\text{Na}$.

Energia q , unoszona przez neutrino i antyneutrino emitowane w procesie *urca* z 1 grama materii w czasie 1 sekundy, jest równa:

$$q = mc^2 \int_Q^\infty n_e(E) n(Z+1) \sigma v E^{1/2} (E - Q) dE, \quad (8)$$

gdzie: $n^{1/2}(E)E^{1/2} \cdot dE$ — znormalizowana funkcja rozkładu energetycznego elektronów. W szczególnym przypadku dla $\rho = 10^6$ g/cm³:

$$q = \frac{5,1 \cdot 10^{15}}{f \cdot t} a^3 \frac{e^{-Qa}}{\mu_e} \quad (9)$$

gdzie: $a = \frac{mc}{kT}$,

$$\mu_e^{-1} = \sum_i C_i Z_i / A_i,$$

k — stała Boltzmana, T — temperatura, C_i — koncentracja jąder o liczbie porządkowej Z_i i liczbie masowej A_i .

H. Y. Chiu [22] wykonał obliczenia gęstości mocy q_u promieniowania neutrinowego generowanego w procesie *urca* dla różnych pierwiastków, zakładając 100% ich koncentracji. Wyniki obliczeń dla pierwiastków spełniających warunki: $Q < 5$ MeV, $t < 10^4$ lat, $A < 60$ zebrane są w tablicy II. Dla gwiazd o temperaturze ok. 10^9 °K i gęstości materii (10^5 - 10^6) g/cm³, gęstość mocy neutrinowego promieniowania wynosi (10^4 - 10^6) ergów/g·sek.

Tablica II

Energia unoszona z 1 g materii w czasie 1 sek przez neutrina i antyneutrina emitowane w procesie *urca*

${}_{Z-1}^A N$	${}_Z^A N$	q_u [erg/g·sek]			
		6·10 ⁸ °K	1,2·10 ⁹ °K	2,4·10 ⁹ °K	6·10 ⁹ °K
${}^1_1\text{H}$	${}^1_0\text{n}$	1,2·10 ⁴	1,7·10 ⁸	6,9·10 ¹⁰	1,2·10 ¹²
${}^7_3\text{Li}$	${}^4_2\text{He}$			1,1·10 ⁵	5,1·10 ¹⁰
${}^{31}_{15}\text{P}$	${}^{31}_{14}\text{Si}$		4,6·10 ²	5,6·10 ⁶	6,7·10 ⁹
${}^{37}_{17}\text{Cl}$	${}^{37}_{16}\text{S}$			1,8·10	2,9·10 ⁶
${}^{39}_{19}\text{K}$	${}^{39}_{18}\text{A}$	0,14	2,8·10 ²	3·10 ⁴	3·10 ⁶
${}^{48}_{20}\text{Ca}$	${}^{48}_{19}\text{K}$		1,1·10 ²	8,3·10 ⁶	2,6·10 ¹⁰
${}^{49}_{22}\text{Ti}$	${}^{49}_{21}\text{Sc}$		2,5	3,2·10 ⁵	1,9·10 ⁹
${}^{57}_{26}\text{Fe}$	${}^{57}_{25}\text{Mn}$			6·10 ⁴	3,9·10 ⁹
${}^{59}_{27}\text{Co}$	${}^{59}_{26}\text{Fe}$		1,4·10 ²	2,2·10 ⁶	3,4·10 ⁹
${}^{60}_{28}\text{Ni}$	${}^{60}_{27}\text{Co}$			9,1·10	6·10 ¹⁰
${}^{65}_{29}\text{Cu}$	${}^{65}_{28}\text{Ni}$		9,7	2,1·10 ⁶	1,7·10 ¹⁰

Z względu na próg energetyczny procesu *urca*, natężenie promieniowania neutrinowego zależy od składu izotopowego materii i koncentracji poszczególnych rodzajów jąder.

5. Emisja par $\nu\bar{\nu}$

Pod koniec lat pięćdziesiątych nastąpił znaczny rozwój teorii słabych oddziaływań. Z pracy R. P. Feynmana i M. Gell-Manna [23] wynika, że istnieje słabe wzajemne oddziaływanie elektronu z neutrinem. H. Y. Chiu i P. Morrison [24] opierając się na tym wskazali, że możliwe jest powstawanie

neutrin i antyneutrin podczas anihilacji elektronu e^- i pozytonu e^+ . Prawdopodobieństwo emisji neutrina i antyneutrina podczas anihilacji e^-e^+ jest oczywiście znacznie mniejsze od prawdopodobieństwa emisji fotonu.

Istnienie słabego oddziaływania elektronu z neutrinem stwarza nowy kanał produkcji par $\nu\tilde{\nu}$ w niektórych procesach elektromagnetycznych. W tych przemianach, w których emitowany jest foton, może powstać wirtualna para elektron—pozyton, która następnie anihiluje, dając neutrina i antyneutrina. Można więc mówić o powstawaniu par $\nu\tilde{\nu}$ w wyniku następujących procesów:

1) anihilacji

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \tilde{\nu}, \quad (10)$$

2) neutrinowego promieniowania hamowania [25, 26]

$$e + Z \rightarrow e' + Z' + \nu + \tilde{\nu}, \quad (11)$$

3) fotoprodukcji na elektronie [24, 27] i jądrze [28, 29]

$$\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \tilde{\nu} \quad (12)$$

$$\gamma + Z \rightarrow Z' + \nu + \tilde{\nu}, \quad (13)$$

4) oddziaływania $\gamma\gamma$ [24, 28, 30]

$$\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \tilde{\nu}, \quad (14)$$

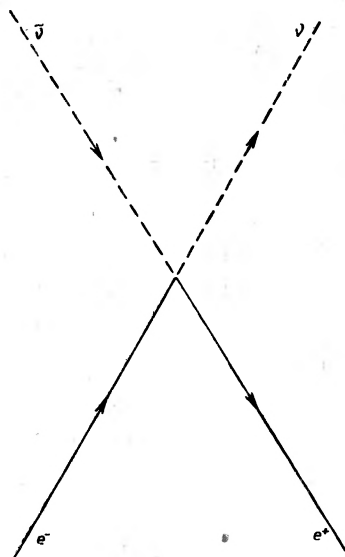
$$\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \tilde{\nu}, \quad (15)$$

5) rekombinacji [20]

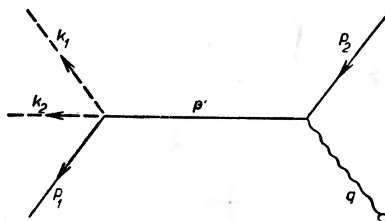
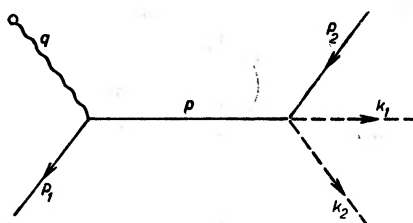
$$e_{sw} \rightarrow e_{zw} + \nu + \tilde{\nu}. \quad (16)$$

Na rys. 5 przedstawione są diagramy Feynmana dla tych procesów. Doświadczalne stwierdzenie, czy procesy (10)...(16) zachodzą jest na razie niemożliwe. Składają się na to dwie przyczyny: po pierwsze — bardzo mały przekrój czynny na emisję pary $\nu\tilde{\nu}$, po drugie — trudności z detekcją samych neutrin. W tablicy III zebrane są wzory określające przekroje czynne na produkcję par $\nu\tilde{\nu}$ w procesach (10)...(16). Emisja par $\nu\tilde{\nu}$ może jednak odgrywać bardzo istotną rolę w mechanizmie wydzielania energii przez gwiazdy. We wnętrzu gwiazd, gdzie materia osiąga gęstość 10^6 g/cm^3 i temperaturę $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$, procesy neutrinowe mają poważny udział w bilansie energetycznym gwiazdy. Całkowita energia unoszona z gwiazdy przez neutrina i antyneutrina emitowane w czasie 1 sek, czyli tzw. jasność neutrinowa gwiazdy L_ν , jest w tych warunkach znacznie większa od jasności fotonowej gwiazdy L_γ . Na rys. 6 przedstawiono stosunek jasności neutrinowej gwiazdy do fotonowej dla neutrinowego promieniowania hamowania [26]. Natomiast na rys. 7 przedstawiono graficznie wartości ρ i T , dla których $L_\nu/L_\gamma = 1$ zarówno w przypadku zdegenerowanego, jak i niezdegenerowanego gazu elektronowego [31].

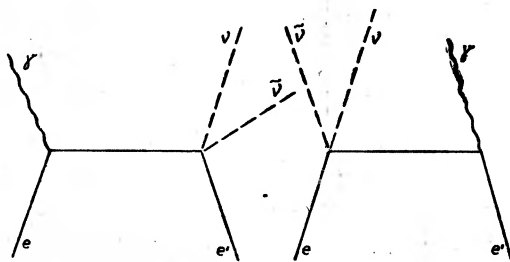
Co prawda prawdopodobieństwo emisji fotonów jest znacznie większe od prawdopodobieństwa powstania par $\nu\tilde{\nu}$, ale przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią jest bardzo mały w porównaniu z przekrojem czynnym na



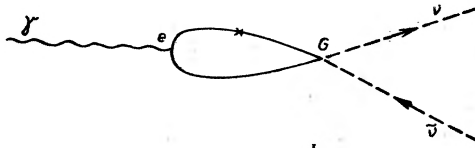
Rys. 5 a



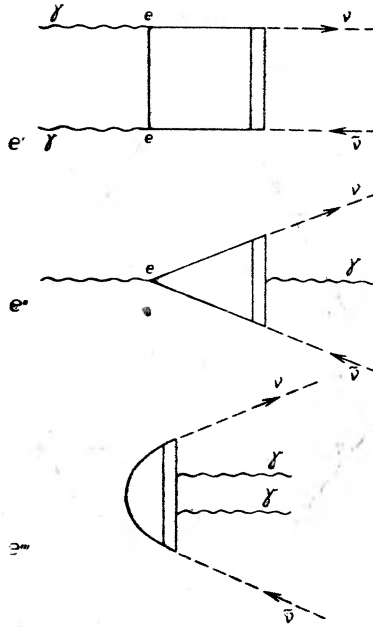
Rys. 5 b



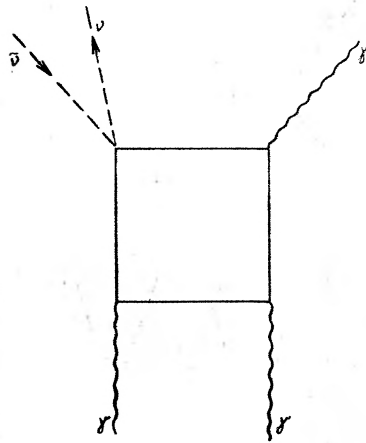
Rys. 5 c



Rys. 5 d



Rys. 5 e



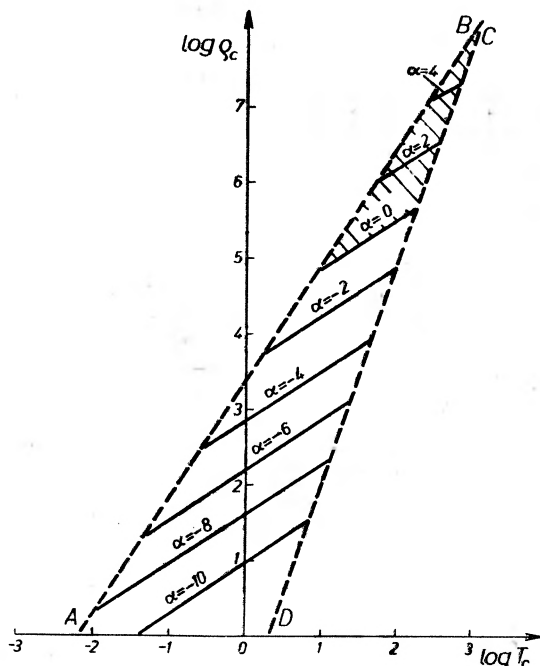
Rys. 5 f

Rys.5. Diagramy Feynmana dla: a) procesu anihilacji [27], b) neutronowego promieniowania hamowania [26], c) fotoprodukcji na elektronie [24], d) fotoprodukcji na jądrze [28], e) oddziaływania $\gamma\gamma$ typu (14) [28], f) oddziaływania $\gamma\gamma$ typu (15) [24]

Tablica III
Przekroje czynne na emisję par $\nu\bar{\nu}$

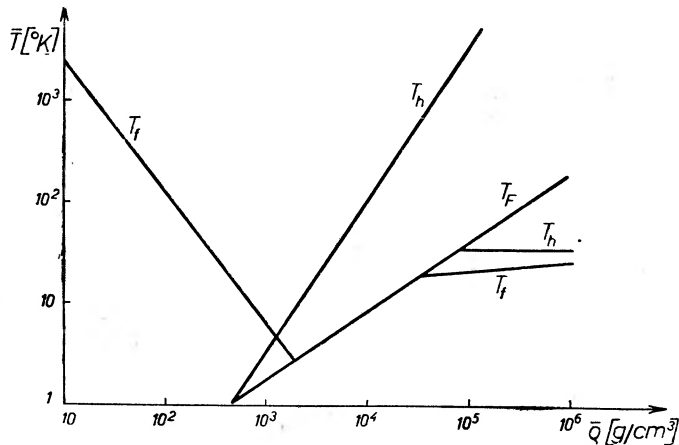
Lp.	Proces	Całkowity przekrój czynny σ
1.	$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$	$1,5 \cdot 10^{-45} (E^2 - 1) \frac{c}{ v }$
2.	$e + Z \rightarrow e' + Z' + \nu + \bar{\nu}$	$3,52 \cdot 10^{-52} Z^2 \cdot E_1$
3.	$\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \bar{\nu}$	$1,13 \cdot 10^{-48} \left(\frac{\omega}{mc^2}\right)^4$
4.	$\gamma + Z \rightarrow Z' + \nu + \bar{\nu}$	$1,25 \cdot 10^{-49} \left(\frac{e^2}{4\pi}\right)^3 Z^2 \left(\frac{\omega}{m}\right)^6$
5.	$\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$	$\frac{\alpha^2 G^2}{2\pi^5} \omega_1 \omega_2$
6.	$\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$	$\omega \ll m, \frac{2G^2 \alpha^3 \omega^{10}}{(45)^2 \pi^2 m^8} \left(202 + \frac{1}{7}\right)$ $\omega \gg m, \frac{AG^2 \alpha^3 \omega^3}{\pi^4}$
7.	$e_{\text{sw}} \rightarrow e_{\text{zw}} + \nu + \bar{\nu}$	$0,76 \cdot 10^{-56} Z^5 \frac{c}{v_e} (E_e + I)$

Objasnienia: E — całkowita energia elektronu i pozytonu w układzie CM (środku masy), v — względna prędkość elektronu i pozytonu w układzie CM (środku masy), Z — ładunek jądra, E_1 — energia pierwotna elektronu, ω — energia fotonu w układzie CM, m — masa elektronu, $\alpha = 1/137$, $G = 10^{-5}/m_p$, (m_p — masa protonu) E_e — energia kinetyczna elektronu, I — energia jonizacji, v_e — prędkość elektronu, e_{sw} — elektron swobodny, e_{zw} — elektron związany.



Rys. 6. Wartości gęstości ρ_e i temperatury T , w centrum gwiazdy, dla których stosunek jasności neutronowej gwiazdy (dla neutronowego promieniowania hamowania) do jasności fotonowej jest równy $L_\nu/L_\gamma = 10^a$, gdzie: $a = 2, 4, \dots, 10$. Prosta AB oddziela obszar, w którym gaz elektronowy jest zdegenerowany od obszaru, w którym jest niezdegenerowany. Prosta OD stanowi granicę, dla której ciśnienie światła jest równe ciśnieniu materii [26]

oddziaływanie fotonów. Neutrino i antyneutrino wydostają się swobodnie z wnętrza gwiazdy, podczas gdy fotony są intensywnie absorbowane. Energia q emitowana przez 1 gram materii w czasie 1 sekundy w postaci neutrinowego promieniowania zależy od temperatury materii i jej gęstości.



Rys. 7. Wartości \bar{q} i \bar{T} , dla których jasność neutrinowa gwiazdy jest równa jasności fotonowej. T_h — dla neutrinowego promieniowania hamowania, T_f — dla procesu fotoprodukcji neutrin na elektronie, T_F — prosta oddzielająca obszar gazu zdegenerowanego od niezdegenerowanego [31]

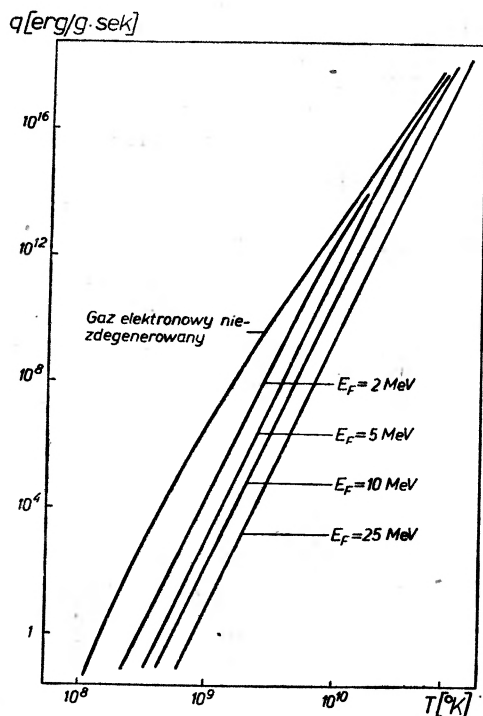
Wzory określające q dla procesów (10)...(16) zebrane są w tabelicy IV [30]. Jak widać z obliczeń wykonanych dla $T = 100$ keV i $\rho = 10^5$ g/cm³ podstawowe znaczenie mają procesy anihilacji e^-e^+ i fotoprodukcji.

Tabela IV

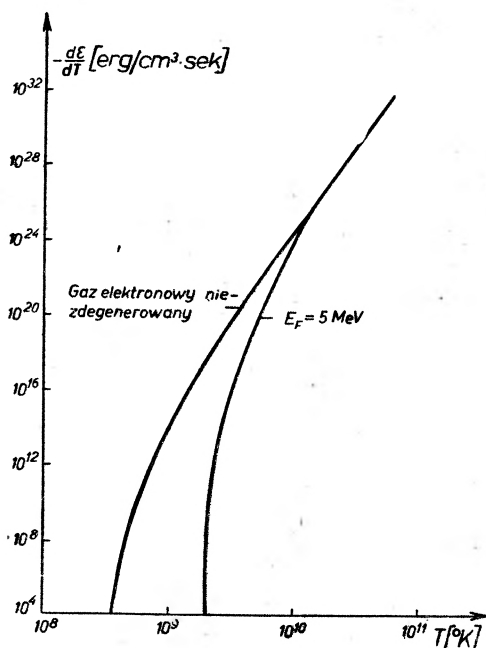
Proces	q	Wartość q [erg/g·sek] dla $T = 100$ keV i $\rho = 10^5$ g/cm ³
${}^A_Z N + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} N + \nu$		
${}^A_{Z-1} N \rightarrow {}^A_Z N + e^- + \bar{\nu}$		$10^4 - 10^6$
$e + Z \rightarrow e' + Z' + \nu + \bar{\nu}$	$2,75 \cdot 10^{-10} \rho \eta^{-1} \mu_e^{-1} T^{4,5}$	$8,0 \cdot 10^4$
$\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \bar{\nu}$	$3,32 \cdot 10^{-8} \mu_e^{-1} T^8$	$1,66 \cdot 10^8$
$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$	$7,45 \cdot 10^{12} \rho^{-1} T^3 \exp(-2m/T)$	$2,8 \cdot 10^9$
$\gamma + Z \rightarrow Z' + \nu + \bar{\nu}$	$3,6 \cdot 10^{-11} \eta^{-1} T^6$	$2,1 \cdot 10^2$
$\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$	$1,8 \cdot 10^{-8} \rho^{-1} T^9$	$1,8 \cdot 10^5$
$\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$	$1,7 \cdot 10^{-28} \rho^{-1} T^{17}$	$1,7 \cdot 10$

Objaśnienia: $\mu_e^{-1} = \sum_i C_i Z_i / A_i$, $\eta^{-1} = \sum_i C_i Z_i^2 / A_i$, gdzie A_i — liczba masowa i -tego jądra, Z_i — ładunek i -tego jądra, C_i — koncentracja i -tego jądra.

Na rys. 8 i 9 przedstawiono graficznie zależność emitowanej energii w postaci neutrin anihilacyjnych (10) i fotoneutrin (12) od temperatury materii [27, 32].



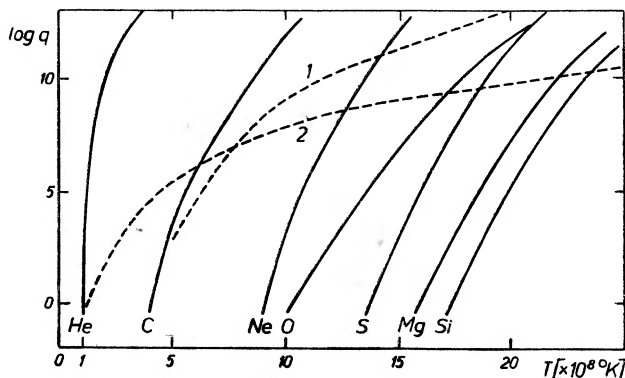
Rys. 8. Straty energetyczne wywołane emisją par $\nu\bar{\nu}$ powstających w wyniku procesu anihilacji (10) [27]



Rys. 9. Straty energetyczne spowodowane emisją par $\nu\bar{\nu}$ generowanych w procesie fotoprodukcji na elektronie (12). E_F — poziom Fermiego dla zdegenerowanego gazu elektronowego [27].

Dla plazmy relatywistycznej o gęstości $\rho > 10^5 \text{ g/cm}^3$ i temperaturze $T > 10^7 \text{ °K}$ możliwy jest jeszcze jeden proces emisji par $\nu\bar{\nu}$ w wyniku rozpadu „plazmonów“ [9]. Na podstawie tego krótkiego przeglądu widać wyraźnie, że neutrino kosmiczne odgrywają ważną rolę w unoszeniu energii z gwiazd. Dla większości gwiazd ubytek energii spowodowany emisją neutrino jest równoważony przez zamianę energii jądrowej i grawitacyjnej na ciepło.

Na rys. 10 pokazano graficznie zależność energii wyzwalanej w różnych przemianach termojądrowych i neutrinowych strat energii od temperatury gwiazdy.



Rys. 10. Energia (w erg/g·sek) wyzwalana w czasie spalania He, C, Ne, O, S, Mg i Si jako funkcja temperatury. Koncentrację jąder przyjęto za 100%. Przyjęto, że gęstość materii wynosi 10^4 g/cm^3 dla spalania He i 10^6 g/cm^3 dla spalania pozostałych pierwiastków. Krzywa 1 — straty energetyczne wywołane emisją neutrino powstających w procesie anihilacji, krzywa 2 — straty energetyczne wywołane emisją neutrino powstających podczas fotoprodukcji na elektronie [3]

„Okno neutrino“ przyspiesza jedynie tempo ewolucji gwiazd, natomiast sam mechanizm osiągania wysokiej temperatury nie ulega zmianie. Jednak w miarę wzrostu temperatury jasność neutrino gwiazd szybko rośnie. Od pewnej chwili straty energii cieplnej spowodowane emisją neutrino i antyneutrino są większe, niż przyrost tej energii wywołany kurczeniem się gwiazdy. Następuje naruszenie równowagi, co pociąga za sobą katastrofę obserwowaną w postaci wybuchu gwiazdy supernowej. Sam wybuch supernowej poprzedzony jest gwałtownym wzrostem promieniowania neutrino.

Innym ważnym problemem jest tworzenie się okazałego oceanu kosmicznego neutrino emitowanych przez gwiazdy i generowanych przez promienie kosmiczne. Powstaje pytanie, jak wielka jest gęstość materii występującej we Wszechświecie w postaci neutrino. Pytanie to ma istotne znaczenie dla kosmologii. Wysuwane są sugestie, że gęstość materii w postaci neutrino może przewyższać średnią gęstość materii o masie spoczynkowej [33, 34]. Dokładny pomiar strumienia neutrino kosmicznych oraz zbadanie ich widma energetycznego może dać odpowiedź na to pytanie.

Literatura

- [1] E. E. Salpeter, *Phys. Rev.*, **88**, 547 (1952).
- [2] E. A. Frieman, L. Motz, *Phys. Rev.*, **89**, 648 (1953).
- [3] C. Hayashi, R. Hoshi, D. Sugimoto, *Suppl. Progr. Theor. Phys.*, **22**, 1 (1962).
- [4] P. Morrison, *Sci. American*, **207**, 90 (1962).
- [5] B. Pontecorvo, *Usp. Fiz. Nauk*, **74**, 3 (1963).
- [6] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **55**, 434 (1939).
- [7] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547 (1957).
- [8] F. Reines, *Ann., Rev. Nuc. Sci.*, **10**, 1 (1961).
- [9] G. R. Burbidge, *Ann., Rev. Nuc. Sci.*, **12**, 507 (1962).
- [10] W. A. Fowler, G. R. Burbidge, E. M. Burbidge, *Astrophys. J.*, **122**, 27 (1955).
- [11] A. G. W. Cameron, *Astrophys. J.*, **121**, 144 (1955).
- [12] A. G. W. Cameron, *Astrophys. J.*, **130**, 429 (1959).
- [13] N. W. Tanner, *Phys. Rev.*, **114**, 1060 (1959).
- [14] H. Reeves, E. E. Salpeter, *Phys. Rev.*, **116**, 1505 (1959).
- [15] D. D. Clayton, W. A. Fowler, T. E. Hull, B. A. Zimmerman, *Ann. Phys.*, **12**, 331 (1961).
- [16] D. S. Clayton, W. A. Fowler, *Ann. Phys.*, **16**, 51 (1961).
- [17] R. D. Becker, W. A. Fowler, *Phys. Rev.*, **115**, 1410 (1959).
- [18] G. Gamow, M. Schoenberg, *Phys. Rev.*, **59**, 539 (1941).
- [19] D. Halliday, *Wstęp do fizyki jądrowej*, PWN, Warszawa 1957.
- [20] V. S. Pinayev, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **45**, 548 (1963).
- [21] L. Landau, E. M. Lifszic, *Statistyczna fizyka*, Gos. Tech. Izd. Moskwa 1951.
- [22] H. Y. Chiu, *Ann. Phys.*, **15**, 1 (1961).
- [23] R. Feynman, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **109**, 193 (1958).
- [24] H. Y. Chiu, P. Morrison, *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 573 (1960).
- [25] B. Pontecorvo, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **36**, 1615 (1959).
- [26] G. M. Gandelman, V. S. Pinayev, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **37**, 1072 (1959).
- [27] H. Y. Chiu, R. Stabler, *Phys. Rev.*, **122**, 1317 (1961).
- [28] S. G. Matinjan, N. N. Cilosani, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 1681 (1961).
- [29] L. Rosenberg, *Phys. Rev.*, **129**, 2786 (1963).
- [30] H. V. Hieu, E. P. Szabalin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **44**, 1003 (1963).
- [31] V. I. Ritus, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 1285 (1961).
- [32] H. Y. Chiu, *Phys. Rev.*, **123**, 1040 (1961).
- [33] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **128**, 1457 (1962).
- [34] J. B. Zeldowicz, J. Smorodinskij, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 907 (1961).

Łappa Ryszard

Zakład Ferromagnetyków Instytutu Fizyki PAN
Warszawa

”Zamrażanie” momentów orbitalnych jonów I grupy przejściowej pod wpływem pola krystalicznego

Wstęp

Przy pomiarach podatności magnetycznej substancji paramagnetycznych już dawno zwrócono uwagę na fakt, że wyniki pomiarów pozostają w zgodności z ich interpretacją teoretyczną tylko wówczas, jeżeli przyjmie się, że moment magnetyczny przypadający na jony magnetyczne tej substancji wynika jedynie z momentu spinowego tych atomów, tj.

$$\mu_s = g \sqrt{S(S+1)} \beta, \tag{1}$$

gdzie $\beta = \frac{e\hbar}{2mc}$ jest magnetonem Bohra, a $g = 2$.

Dla zilustrowania powyższego w tablicy I zestawiono: wartość L , S i J (wynikające z reguły Hunda), wartości momentu magnetycznego jonów pierwszej grupy przejściowej obliczone w oparciu o J i S oraz wartości momentu

Tablica I

	Ti ³⁺	V ³⁺	V ²⁺ , Cr ³⁺	Cr ²⁺ , Mn ³⁺	Mn ²⁺ , Fe ³⁺	Fe ²⁺	Co ²⁺	Ni ²⁺	Cu ²⁺
	² D _{3/2}	³ F ₂	⁴ F _{3/2}	⁵ D ₀	⁶ S _{5/2}	⁵ D ₄	⁴ F _{9/2}	³ F ₄	² D _{5/2}
S	1/2	1	3/2	2	5/2	2	3/2	1	1/2
L	2	3	3	3	0	2	3	3	2
J	3/2	2	3/2	0	5/2	4	9/2	4	5/2
μ_J	1,55	1,63	0,77	00,0	5,92	6,7	6,63	5,59	3,55
μ_S	1,73	2,83	3,87	4,90	5,92	4,90	3,87	2,83	1,73
μ_{eksp}	1,8	2,8	3,8	4,9	5,9	5,4	4,8	3,2	1,9
	3d ¹	3d ²	3d ³	3d ⁴	3d ⁵	3d ⁶	3d ⁷	3d ⁸	3d ⁹

określone eksperymentalnie i stan zapełnienia orbity $3d^n$. Z porównania wartości μ_J , μ_S i μ_{eksp} wynika w sposób oczywisty, że μ_{eksp} pozostaje bliski wartościom μ_S , podczas gdy dla wszystkich pierwiastków pierwszej grupy przejściowej różni się on znacznie od momentu obliczonego w oparciu o J^1 .

Powstaje zatem zagadnienie: dlaczego omawiane atomy, mimo że w stanie podstawowym scharakteryzowane są przez całkowity moment pędu J , w kryształach paramagnetycznym zachowują się tak, jak gdyby posiadały tylko moment spinowy (jest to słuszne przynajmniej dla pierwszych pięciu pierwiastków z omawianej grupy)? Jakie są przyczyny, że moment orbitalny L nie daje wkładu do momentu magnetycznego atomów substancji paramagnetycznych, mimo że w stanie podstawowym tych atomów musi być wzięty pod uwagę?

W roku 1929 Kramers [1] i Van Vleck [2] wysunęli przypuszczenie, że przyczyną takiego stanu rzeczy jest działanie wewnętrznego pola elektrostatycznego wytworzonego w kryształach paramagnetyka przez sąsiadujące z atomem magnetycznym atomy niemagnetyczne. Pole to, zwane polem krystalicznym, powoduje odpowiednie rozszereżenie poziomów energetycznych w atomach magnetycznych i wywołuje w efekcie „zamrażanie“ orbitalnego momentu pędu atomu, a co za tym idzie „zamrożenie“ momentu magnetycznego wynikającego z L .

Celem niniejszej publikacji jest zreferowanie mechanizmu powstawania owego zamrożenia, w oparciu o kwantowo-mechaniczny opis atomu w tzw. jednoelektronowym przybliżeniu Heitlera-Londona.

Dla uproszczenia zagadnienia pominięte zostaną efekty oddziaływania wzajemnego (praktycznie można to uzyskać przez dostatecznie silne rozcieńczenie atomów magnetycznych w substancji niemagnetycznej) i wpływ jądrowego momentu magnetycznego na poziomy energetyczne atomu.

Pole krystaliczne

Atomy, między którymi powstaje wiązanie jonowe — jak to ma miejsce np. w solach krystalicznych — przybierają zwykle konfigurację elektronową gazów szlachetnych, tj. posiadają całkowicie zapełnione określone powłoki elektronowe. Dzieje się to albo wskutek zapełnienia niepełnej powłoki elektronowej (jony elektroujemne), albo wskutek straty elektronów walencyjnych (jony metaliczne). Takie jony z zapełnionymi powłokami elektronowymi znajdują się zatem w stanie S , przejawiają własności diamagnetyczne i z punktu widzenia niniejszej publikacji nie są przedmiotem zainteresowania.

Jednakże metale grup przejściowych i grupy ziem rzadkich są wyjątkami od powyższej reguły. Mają one zazwyczaj niezapełnione wewnętrzne powłoki elektronowe $3d$, $4d$, $4f$, $5f$ i, pomimo wiązań jonowych, wykazują zawsze pewien

¹ Moment magnetyczny wyrażony przez J ma postać:

$$\mu_J = g\sqrt{J(J+1)}\beta, \quad \text{gdzie} \quad g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

moment magnetyczny, związany z obecnością na niezapełnionej powłoce elektronów o nieskompensowanych spinach.

W krystalicznym związku jonowym jony te otoczone są przez sąsiadujące z nimi jony rozmieszczone z zachowaniem określonej symetrii krystalograficznej. W tej sytuacji jon magnetyczny może być rozpatrywany w otoczeniu bardziej lub mniej ciągłego rozkładu ładunków jonów sąsiednich. Te rozkłady ładunków nakładają się w pewnej rozciągłości na gęstości elektronowych rozkładów jonu paramagnetycznego. Obliczenie wypadkowego rozkładu ładunków, wywołanych tym zmian w orbitach elektronowych jonu i wpływu tych zmian na poziomy energetyczne swobodnego jonu, jest ogromnie żmudne i nie daje pozytywnych wyników [3].

W takiej sytuacji powstała koncepcja upraszczająca zagadnienie, która umożliwia zrozumienie wielu własności substancji paramagnetycznych. Kramers [1], a później bardziej szczegółowo Van Vleck [4] oraz Penney i Schlapp [5] wysunęli przypuszczenie — związane z wyjaśnieniem własności magnetycznych — że otaczające jony można traktować jako ładunki punktowe rozmieszczone w węzłach sieci krystalicznej. Obecność tych ładunków powoduje powstanie statycznego pola elektrycznego, które oddziałuje z paramagnetycznym jonem. Zagadnienie w takim przypadku sprowadza się do znalezienia poziomów energetycznych w polu elektrycznym o natężeniu i symetrii określonych przez statyczny ładunek. Do obliczenia wpływu tego elektrostatycznego potencjału na poziomy energetyczne swobodnego jonu często stosuje się rachunek zaburzeń. Należy również znać rząd wielkości występujących potencjałów. Ponieważ nie mogą być one obliczone, najwygodniej jest ustalić ich wielkość na drodze eksperymentalnej, badając starkowskie rozszczepienie widma optycznego kryształów. Badanie danych eksperymentalnych wykazało, że natężenie różnych pól krystalicznych należy podzielić na trzy grupy [6].

1. *Słabe pole.* W tym przypadku zakłada się, że niezapełniona powłoka elektronowa, odpowiedzialna za istnienie paramagnetyzmu, jest ekranowana przez zapełnioną powłokę elektronową bardziej oddaloną od jądra. Wówczas energia potencjalna pola krystalicznego \mathcal{H}_{kr} jest znacznie mniejsza od pozostałych wyrazów energetycznych występujących w hamiltonianie dla swobodnego jonu i może być uważana za małe zaburzenie. Poziomy energetyczne jonu w takim kryształcie będą zbliżone w skali energii do poziomów swobodnego jonu. Sytuacja taka ma miejsce dla jonów grupy ziem rzadkich.

2. *Średnie pole.* Średnie pola występują dla jonów pierwszej grupy przejściowej ($3d^n$) gdy $\mathcal{H}_{kr} > \mathcal{H}_{LS}$. Wówczas traktuje się \mathcal{H}_{kr} jako zaburzenie dla swobodnego jonu, a następnie \mathcal{H}_{LS} jako zaburzenie działające na poziomy energetyczne otrzymane w wyniku działania pola krystalicznego: Dla tego przypadku stwierdzono, że pole krystaliczne „zamraża” orbitalny moment pędu w stanie podstawowym, co doprowadza w efekcie do zmniejszenia wartości skutecznej orbitalnego momentu pędu.

3. *Silne pole.* Przypadek ten ma miejsce wówczas, gdy pole krystaliczne jest rzędu energii wzajemnego oddziaływania pomiędzy elektronami, tj. 10^4 cm^{-1} .

Tak silne pole rozpręga oddziaływania spinowo orbitalne i spinowo-spinowe, istniejące w swobodnym jonie, i w efekcie momenty spinowe i orbitalne oddziałują głównie z polem krystalicznym, a nie między sobą. W takim przypadku mogą być zamrożone momenty zarówno spinowe, jak i orbitalne. Sytuacja taka może zaistnieć dla jonów o warstwach niezapełnionych $4d$ i $5d$ i w pewnych kryształach dla jonów o niezapełnionej warstwie $3d$.

W artykule niniejszym omówiony będzie jedynie przypadek średnich pól krystalicznych, ze względu na to, że dotyczą one głównie jonów pierwszej grupy przejściowej $3d^n$.

Potencjał pola krystalicznego

Matematyczne zagadnienie przedstawienia potencjału pola krystalicznego nie jest specjalnie skomplikowane. Należy obliczyć potencjały wynikające ze wszystkich innych jonów w miejscu położenia jonu paramagnetycznego. Najczęściej upraszcza się sprawę przez rozpatrywanie tylko najbliższych sąsiadów, którzy odgrywają jedynie bierną rolę ładunków punktowych, nie nakładając się swymi chmurami elektronów na chmurę elektronową jonu paramagnetycznego.

Zakładając więc, że w miejscu, w którym znajduje się rozpatrywany jon, gęstość ładunków otaczających go jonów jest równa zeru, można określić poszukiwany potencjał przez rozwiązanie równania Laplace'a

$$\nabla^2 \varphi_{\text{kr}} = 0. \quad (2)$$

Potencjał krystaliczny φ_{kr} działa na każdy elektron jonu. Całkowita energia potencjalna elektronów będzie więc miała postać:

$$\mathcal{H}_{\text{kr}} = - \sum_{i=1}^n e \varphi_{\text{kr}}(r_i, \theta_i, \phi_i), \quad (3)$$

gdzie n jest liczbą elektronów należących do danego jonu, a (r_i, θ_i, ϕ_i) są sferycznymi współrzędnymi elektronu z początkiem układu w jądrze. Ogólne rozwiązanie równania Laplace'a może być wyrażone za pomocą stowarzyszonych wielomianów Legendre'a w postaci:

$$\varphi_{\text{kr}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{m=+n} A_n r^n Y_n^m(\theta, \phi), \quad (4)$$

gdzie $Y_n^m(\theta, \phi)$ jest znormalizowana do jedności i zdefiniowana jako

$$Y_n^m(\theta, \phi) = (-1)^n \left\{ \frac{(2n+1)(n-|m|)!}{4\pi(n+|m|)!} \right\}^{1/2} P_n^{|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (4')$$

a

$$P_n^m(x) = \frac{1}{2^n n!} (1-x^2)^{|m|/2} \frac{d^{n+|m|}}{dx^{n+|m|}} (x^2-1)^n. \quad (4'')$$

Na potencjał elektrostatyczny należy nałożyć następujące warunki:

1. Potencjał musi być rzeczywisty, aby mógł przedstawiać fizycznie obserwowane zjawisko.

2. Symetria potencjału φ_{kr} musi być zgodna z elementami symetrii zawartymi w konfiguracji krystalograficznej rozmieszczenia wytwarzających go jonów.

Wymienione warunki symetrii są powodem, dla którego liczba wyrazów w rozwinięciu potencjału na szereg (4) jest ograniczona. Można to pokazać następująco:

Funkcje falowe elektronów d , w jonach z niezapełnioną powłoką $3d$, są zwykle przedstawione w postaci funkcji harmonicznych $\psi_i^i \sim R(r_i) Y_l^i(\theta, \phi)$, gdzie $R(r_i)$ jest radialną częścią funkcji falowej. Przy obliczaniu elementów macierzy zaburzenia wywołanego przez φ_{kr} korzystamy z wyrażen o postaci $\psi_i^i \varphi_n^m \psi_l^i$, które są równe zeru dla $n > 2l$, tj. $n > 4$ [7, 8]. Można to pokazać również za pomocą teorii grup. Funkcja falowa dla elektronu d transformuje się podobnie do grupy obrotów D_2 [12]. Prosty iloczyn dwóch funkcji falowych d nie daje reprezentacji rzędu wyższego od czterech.

Po drugie należy także odrzucić wyrazy szeregu (4) z nieparzystymi n ; macierzowe elementy funkcji kulistych nieparzystego rzędu równe są zeru wskutek niezmienniczości elektronowych funkcji falowych względem transformacji inwersji, podczas gdy potencjał przy takim przekształceniu zmienia znak (zakłada się przy tym, że badane kryształy taki środek inwersji posiadają).

Nieistotną stałą addytywną, którą można przyjąć za równą zeru, daje wyraz z $n = 0$. Wreszcie z warunku 1) na rzeczywisty charakter potencjału wpływa, że $A_n^m = \overline{A_n^{-m}}$.

Dla dokonania dalszych uproszczeń należy wziąć pod uwagę konkretny przypadek symetrii pola krystalicznego.

Niech analizowany jon magnetyczny otoczony będzie przez sześciu najbliższych sąsiadów umieszczonych w pozycjach: $(\pm a, 0, 0)$, $(0, \pm a, 0)$, $(0, 0, \pm(a + \delta))$. W ten sposób wokoło jonu utworzy się nieco zdeformowany (dystorsja wzdłuż osi Z) oktaedr. Za oś biegunową musi być w takiej sytuacji wybrany kierunek OZ . Ponieważ utworzony oktaedr posiada oś czterokrotną w kierunku OZ , przeto potencjał w punkcie (r, θ, ϕ) będzie taki sam jak w punkcie $(r, \theta, \phi + \frac{\pi}{2})$. Ponieważ $Y_n^m(\theta, \phi)$ zależy od ϕ w postaci funkcyjnej $\exp(im\phi)$, przeto wynika, że jedynymi nie znikającymi współczynnikami A_n^m będą te, dla których $m = 0$ i $m = \pm 4$ ($|m| \leq n \leq 4$). Wskutek tego φ_{kr} przybierze postać:

$$\varphi_{kr} = A_2^0 r^2 Y_2^0(\theta, \phi) + A_4^0 r^4 Y_4^0(\theta, \phi) + A_4^4 r^4 Y_4^4(\theta, \phi) + A_4^{-4} r^4 Y_4^{-4}(\theta, \phi). \quad (5)$$

Jeżeli oktaedr jest całkowicie regularny (bez dystorsji), to wysoka symetria powoduje, że $A_2^0 = 0$, a A_4^0 i A_4^4 są od siebie zależne i wówczas [8]:

$$\varphi_{kr} = A_4^0 r^4 \left[Y_4^0(\theta, \phi) + \left(\frac{5}{14} \right)^{1/2} \{ Y_4^4(\theta, \phi) + Y_4^{-4}(\theta, \phi) \} \right]. \quad (6)$$

² Funkcja φ_n^m symbolizuje tutaj część kątową potencjału (4).

Powyższy przykład pozwala na pewne uogólnienie dotyczące zapisu. Jeżeli dowolna powierzchniowa funkcja kulista $Y_n^m(\theta, \phi)$, dla której $m = 0$, nie wykazuje zależności od ϕ , wówczas mówi się, że ma ona symetrię osiową. Jeżeli $m = \pm 4$, wtedy, jak to wynika z przeprowadzonej powyżej analizy, symetria funkcji ma charakter tetragonalny, dla $m = \pm 3$ trygonalny, a dla $m = \pm 2$ rombowy i wreszcie dla $m = \pm 6$ symetrię heksagonalną.

Dla każdej z wymienionych rodzajów symetrii można wypisać wobec tego postać potencjału *explicite* za pomocą liniowej kombinacji $Y_n^m(\theta, \phi)$ i $Y_n^{-m}(\theta, \phi)$. Poniżej zestawione są postaci potencjałów dla pól krystalicznych o różnej symetrii krystalograficznej:

$$\begin{aligned}\varphi_{\text{tetragon.}} &= \varphi_2^0 + \varphi_4^0 + \varphi_4^4 + \varphi_6^0 + \varphi_6^4 + \dots \\ \varphi_{\text{trygonaln.}} &= \varphi_2^0 + \varphi_4^0 + \varphi_4^3 + \varphi_6^0 + \varphi_6^3 + \varphi_6^6 + \dots \\ \varphi_{\text{heksagon.}} &= \varphi_2^0 + \varphi_4^0 + \varphi_6^0 + \varphi_6^6 + \dots \\ \varphi_{\text{romb.}} &= \varphi_2^0 + \varphi_2^2 + \varphi_4^0 + \varphi_4^2 + \varphi_4^4 + \varphi_6^0 + \varphi_6^2 + \varphi_6^4 + \varphi_6^6 + \dots,\end{aligned}\tag{7}$$

gdzie

$$\varphi_n^0 = A_n^0 r^n Y_n^0(\theta, \phi)\tag{8}$$

i

$$\varphi_n^{|m|} = [A_n^m r^n Y_n^m(\theta, \phi) + A_n^{-m} r^n Y_n^{-m}(\theta, \phi)]\tag{9}$$

są momentami multipolowymi potencjału φ_{kr} pola krystalicznego [9].

We współrzędnych kartezjańskich φ_n^m przybierają postać (z pominięciem stałych współczynników):

$$\begin{aligned}\varphi_2^0 &= 3z^2 - r^2; & \varphi_2^1 &= xz; & \varphi_2^2 &= x^2 - y^2; \\ \varphi_4^0 &= 35z^4 - 30r^2z^2 + 3r^4; & \varphi_4^1 &= (7z^2 - 3r^2)xz; \\ \varphi_4^2 &= (7z^2 - r^2)(x^2 - y^2); & \varphi_4^3 &= (x^2 - 3y^2)xz; \\ \varphi_4^4 &= x^4 - 6x^2y^2 + y^4; & \varphi_6^0 &= 231z^6 - 315r^2z^4 + 105r^4z^2 - 5r^6.\end{aligned}\tag{10}$$

Potencjały o symetrii sześciennej nie mogą być wyrażone w sposób powyższy. Znacznie wygodniej jest wyprowadzać potencjał o symetrii sześciennej z szeregu [10]

$$\varphi_{\text{sześc.}} = \sum_{i,j,k} a_{ijk} [x^i y^j z^k + f(r^{i+j+k})],\tag{11}$$

gdzie $f(r^{i+j+k})$ jest funkcją współrzędnej radialnej tak dobranej, aby $(i+j+k)$ -ty moment multipolowy potencjału φ_{kr} spełniał równanie Laplace'a.

Postać potencjału określona jest wówczas poprawnie, gdy jest ona niezmiennicza, zgodnie z warunkami symetrii dla danej klasy krystalograficznej.

Łatwo pokazać, że dla potencjału sześciennego warunek taki spełnia wyrażenie

$$\varphi_{\text{sześc.}} = C_4 \left(x^4 + y^4 + z^4 - \frac{3}{5} r^4 \right) + \dots,\tag{12}$$

gdzie

$$C_4 = \frac{15}{4\sqrt{\pi}} A_0^4. \quad (12')$$

Potencjał o symetrii tetragonalnej będzie miał postać

$$\varphi_{\text{tetr.}} = B_2^0(3z^2 - r^2) + B_4^0(35z^4 - 30r^2z^2 + 3r^4) + B_4^4(x^4 - 6x^2y^2 + y^4) \dots \quad (13)$$

Wyrażenie to jest odpowiednikiem wyrażenia (5), po przekształceniu go na współrzędne kartezjańskie, podobnie jak (12) jest odpowiednikiem wyrażenia (6).

Nowe współczynniki B_n^m wyrażają się przez współczynniki A_n^m następująco [9]:

$$B_2^0 = \frac{1}{4} \left(\frac{5}{\pi}\right)^{1/2} A_2^0; \quad B_4^0 = \frac{3}{16\sqrt{\pi}} A_4^0; \quad B_4^4 = \frac{3}{8} \left(\frac{35}{2\pi}\right)^{1/2} |A_4^4|. \quad (14)$$

Dotychczas omawiane były potencjały o symetrii regularnej. W rzeczywistości potencjały pola krystalicznego o jednej ściśle określonej symetrii nie występują. Zazwyczaj na potencjał krystaliczny o symetrii np. sześciennej nałożony jest pewien dodatkowy potencjał o niższej symetrii, np. tetragonalnej, trygonalnej itp.

Przyczyn powstawania pól o niższej symetrii jest kilka.

Jedną z przyczyn może być bezpośrednio działanie na jon magnetyczny pola elektrycznego pochodzącego od dalszych sąsiadów, tj. sąsiadów znajdujących się poza układem krystalograficznym wyznaczonym przez sąsiadów najbliższych.

Ci dalsi sąsiedzi mogą wytwarzać pole krystaliczne o symetrii np. rombowej i wówczas na jon magnetyczny działa łączny potencjał całkowity

$$\varphi_{\text{całk}} = \varphi_{\text{sześc.}} + \varphi_{\text{romb.}} \quad (15)$$

Potencjały te różnią się znacznie co do wielkości $\varphi_{\text{sześc.}} \gg \varphi_{\text{romb.}}$. Wobec tego przyjęto — zgodnie ze stosowaną w takich wypadkach metodą — rozpatrywać najpierw zaburzenie stanu podstawowego jonu przez silniejszy potencjał sześcienny, a następnie do otrzymanych w ten sposób nowych poziomów energetycznych stosować ponownie zaburzenie wprowadzone przez słabszy potencjał rombowy.

Inną bardzo istotną przyczyną obniżenia symetrii pola krystalicznego jest deformacja sieci krystalicznej wywołana przez tzw. efekt Jahna-Tellera³ [11]. Ogólny sens twierdzenia Jahna-Tellera jest następujący. Jeżeli stan elektronowy molekuly jest zdegenerowany, to przesunięcie w geometrycznej konfiguracji jąder może tę degenerację częściowo obniżyć. Wyjątkiem od powyższej reguły są następujące dwa przypadki: a) molekula ma budowę liniową i b) molekula zawiera nieparzystą liczbę elektronów, a zdegenerowanie jej stanu elektronowego jest dwukrotnym zdegenerowaniem Kramersa⁴, tj. takim zde-

³ Pierwotne twierdzenie Jahna-Tellera było dowiedzione dla molekul [11], później zostało ono rozszerzone na kryształy [14].

⁴ Według twierdzenia Kramersa poziomy energetyczne jonów posiadających nieparzystą liczbę elektronów są co najmniej dwukrotnie zdegenerowane. Wynika to z faktu, że operator

generowaniem, które nie może być obniżone pod wpływem pól elektrostatycznych.

Fizyczny sens twierdzenia Jahna-Tellera jest prosty. Załóżmy, że istnieje zaburzenie, które może obniżyć stopień zdegenerowania i rozszcześcić poziomy energetyczne. Środek energetyczny poziomów będzie pozostawał taki sam jak przed zaburzeniem. Oznacza to, że jeden z tych poziomów musi mieć niższą energię aniżeli przed rozszczepieniem.

Ponieważ molekula stara się znaleźć w stanie o najniższej energii, przeto będzie istniał wpływ otoczenia takiej natury, by zniekształcić molekułę i obniżyć przez to degenerację.

Prawdopodobnie to samo odnosi się do kryształów i wskutek tego symetryczne struktury są nietrwale.

Dla stanów, które posiadają trójrotną degenerację orbitalną, stwierdzono istnienie tendencji do powstawania stałego zniekształcenia (dystorsji) albo o tetragonalnej symetrii wokół kierunku [100], albo o trygonalnej symetrii wokół kierunku [111].

Nieobecność obserwowalnej dystorsji wskazuje na to, że istnieje fluktuacyjna dystorsja, która uśredniona w czasie nie zakłóca statycznej symetrii, albo że sprzężenie spinowo orbitalne stabilizuje układ.

Rozszczepienie poziomów energetycznych w polu krystalicznym

Dla zilustrowania faktu, że pole krystaliczne rzeczywiście rozszczepia poziomy energetyczne zdegenerowane w stanie swobodnym jonu, rozpatrzymy jon w stanie D , umieszczony w elektrostatycznym polu krystalicznym kryształu o symetrii sześcienniej.

Wiadomo, że funkcja falowa dla swobodnego jonu ma w przybliżeniu nie relatywistycznym postać iloczynu funkcji zależnej jedynie od współrzędnych przestrzennych i funkcji zależnej tylko od współrzędnych spinowych. Ponieważ nie ma danych, że pole elektryczne oddziałuje bezpośrednio ze spinem elektronowym, przeto potencjał krystaliczny może wpływać tylko na degenerację

K^2 — „operator podwójnej inwersji czasu“ — działający na niezdegenerowaną funkcję falową — ma wartość własną równą $(-1)^n$, gdzie n jest liczbą cząstek. Dla parzystej ilości cząstek, tj. dla parzystych n , prowadzi to do

$$K^2\psi = \psi \quad \text{lub} \quad K\psi = C\psi \quad \text{gdzie } |C^2| = 1.$$

Dla nieparzystego n niezdegenerowana funkcja falowa będzie zawsze znikać, gdyż

$$\psi = K^2\psi = -\psi.$$

Jeżeli jednakże istnieje co najmniej dwukrotna degeneracja, wówczas możemy mieć

$$K\psi_1 = C\psi_2; \quad K\psi_2 = -C\psi_1,$$

przy $|C^2| = 1$ i argument, że funkcja falowa jest równa zeru przestaje być słuszny. Zatem funkcja falowa musi być co najmniej dwukrotnie zdegenerowana dla nieparzystej liczby cząstek.

części elektronowej funkcji falowej zależnej jedynie od współrzędnych przestrzennych.

Funkcje falowe opisujące stany energetyczne elektronu na danej orbicie mają postać

$$\psi_{nlm_l} = R_{nl}(r) Y_l^{m_l}(\theta, \phi). \quad (16)$$

Ponieważ rozpatrywany jon znajduje się w stanie D , tj. o momencie orbitalnym $l = 2$ i zgodnie z rozwiązaniem równania Schrödingera m_l może przyjmować $(2l+1)$ wartości, więc m_l przyjmuje wartości $\pm 2, \pm 1, 0$. Oznacza to, że funkcja falowa dla stanu D jest pięciokrotnie zdegenerowana.

Funkcje falowe opisujące stan D wyrażone *explicitie* mają postać:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{n2\pm 2} &= \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} \sin^2 \theta e^{\pm 2i\varphi} \\ \psi_{n2\pm 1} &= \pm \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{\pm i\varphi} \\ \psi_{n20} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{aligned} \right\} \times R_{n2}(r) \quad (17)$$

Biorąc liniowe kombinacje powyższych funkcji z jednakowymi wartościami $|m_l|$ o postaci [10]

$$\begin{aligned} \gamma_{nlm_l} &= \frac{1}{2} [\psi_{nlm_l} + (-1)^{m_l} \psi_{nl-m_l}] \left\{ \frac{r^2}{R_{n2}(r)} \right\}, \\ \bar{\gamma}_{nlm_l} &= \frac{1}{2i} [\psi_{nlm_l} - (-1)^{m_l+1} \psi_{nl-m_l}] \left\{ \frac{r^2}{R_{n2}(r)} \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

które też odpowiadają tym samym wartościom własnym energii jonu, otrzymamy (wyrażone we współrzędnych kartezjańskich) nowe funkcje:

$$\begin{aligned} \gamma_{n22} &= \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} (x^2 - y^2); & \bar{\gamma}_{n22} &= \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} xy; & \gamma_{n21} &= \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} zy; \\ \bar{\gamma}_{n21} &= \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} zx; & \gamma_{n20} &= Y_2^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} (2z^2 - x^2 - y^2). \end{aligned} \quad (19)$$

Jednakowo prawdopodobny rozkład gęstości ładunków dla stanów $l_z = +m_l$ i $l_z = -m_l$ jest niezmienniczy względem inwersji czasu. Podobnie funkcje γ_{nlm_l} są również niezmiennicze względem transformacji inwersji czasu. Zatem również funkcje $|\gamma_{nlm_l}|^2$ wyrażają dla niezakłóconego stanu D swobodnego jonu pięć jednakowo prawdopodobnych rozkładów ładunków.

Dla pełnego zrozumienia sensu dokonywanych tutaj przekształceń, należy sobie dokładnie uzmysłowić własności stanu zdegenerowanego. Mówimy, że stan jest n -krotnie zdegenerowany, jeśli istnieje n ortogonalnych funkcji falowych, które wszystkie odpowiadają tej samej wartości własnej energii układu. Taki poziom energetyczny może być konsekwentnie opisany za pomocą dowolnej liniowej kombinacji tych n ortogonalnych funkcji. Stwierdzenie to

implikuje zatem, że przy transformacji, która charakteryzuje symetrię stanu D , poszczególne funkcje falowe γ_{n2m_l} , $\bar{\gamma}_{n2m_l}$, a także ψ_{n2m_l} muszą przekształcać się w liniowe kombinacje wszystkich pięciu zdegenerowanych funkcji falowych. (Wynika to z niezmienniczości równania falowego Schrodingera, dla swobodnego atomu, przy dowolnych obrotach układu współrzędnych.)

Niech obecnie rozpatrywany jon, który był pierwotnie w stanie D , zostanie umieszczony w środku symetrii elektrostatycznego pola krystalicznego o symetrii sześciennej.

Pole potencjalne ma teraz obniżoną symetrię w stosunku do symetrii swobodnego jonu, nierozróżnialne są tylko osie x , y i z .

Ponieważ symetria sześcienna jest niższego stopnia aniżeli symetria swobodnego jonu, przeto należy oczekiwać, że 5-krotna degeneracja stanu scharakteryzowanego za pomocą momentu orbitalnego $l = 2$ zostanie obniżona.

Stopień obniżenia degeneracji może być określony przez rozważenie zagadnienia, w jaki sposób funkcja falowa γ_{nlm_l} dla zdegenerowanego stanu D jonu przyporządkowuje się transformacji symetrii charakterystycznej dla grupy krystalograficznej O_h . W niniejszym teoretycznym raczej przypadku można dla uproszczenia założyć, że symetria pola należy do grupy $8C_3$ (tj. zawiera obroty o $\pm 2\pi/3$ wokół czterech przekątnych przestrzennych sześcianu, które transformują współrzędne jak następuje: $x \rightarrow y$, $y \rightarrow z$, $z \rightarrow x$).

Rozpatrując funkcje γ_{nlm_l} łatwo zauważyć, że przy powyższej transformacji funkcje te przekształcają się jedna w drugą jak następuje:

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}_{n22} &\rightarrow \bar{\gamma}_{n21}; & \gamma_{n20} &\rightarrow -\frac{1}{2}\gamma_{n20} - \sqrt{\frac{3}{2}}\gamma_{n22}; \\ \gamma_{n21} &\rightarrow \bar{\gamma}_{n22}; & & \\ \bar{\gamma}_{n21} &\rightarrow \gamma_{n21}; & \gamma_{n22} &\rightarrow -\frac{1}{2}\gamma_{n22} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\gamma_{n20}. \end{aligned} \quad (20)$$

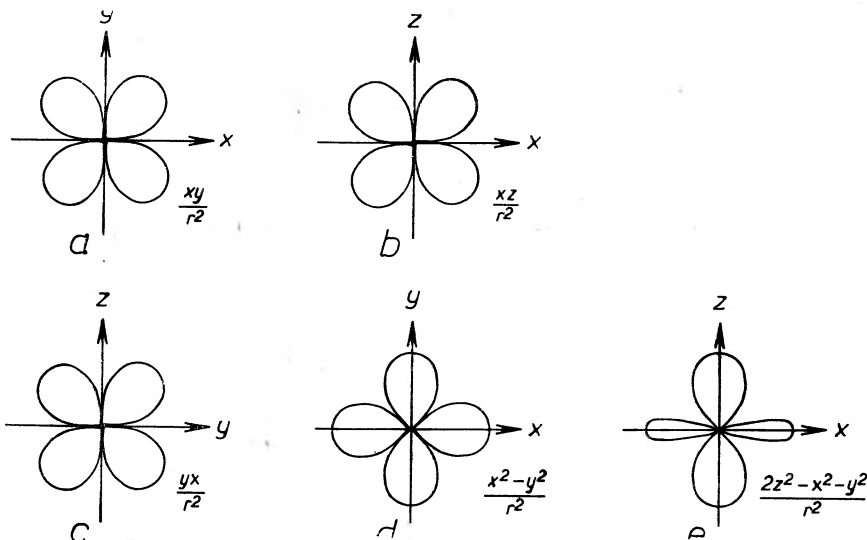
Zatem przy transformacji sześciennej funkcje falowe nie mogą wszystkie transformować się jedna w drugą i występują wyraźnie dwie grupy transformacji: 1) trzech funkcji przechodzących nawzajem w siebie przy zmianie współrzędnych oraz 2) dwóch funkcji występujących w liniowych kombinacjach. Podstawowy zdegenerowany stan energetyczny jonu został więc rozszczepiony na dwa poziomy o różnych stopniach degeneracji.

Celem stworzenia jeszcze pełniejszego i bardziej pogładowego obrazu powstałej sytuacji, można także przedstawić graficznie części rzeczywiste i urojone liniowych kombinacji funkcji $Y_l^m(\theta, \phi)$ i $Y_l^{-m}(\theta, \phi)$, wyrażone we współrzędnych kartezjańskich (rys. 1).

Z przytoczonych wykresów widać, że warunki transformacji grupy sześciennej spełniają funkcje a), b) i c), przechodząc jedna w drugą. Oczywiście jest rzeczą, że będą one odpowiadały tym samym wartościom własnym energii jonu umieszczonego w polu krystalicznym o symetrii sześciennej. Powstał więc skutek działania pola krystalicznego nowy stan o trójkratnej degeneracji.

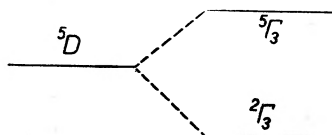
Analogicznie zachowują się przy omawianej transformacji kombinacje liniowe dwóch pozostałych funkcji, dając stan zdegenerowany podwójnie.

Obydwa stany — zdegenerowany trójrotnie i dwukrotnie — nie mogą mieć teraz jednakowej energii, gdyż opisywane są przez nieprzekształcające się wzajemnie grupy funkcji. Jedyny wypływający stąd wniosek, to stwierdzenie, że podstawowy stan energetyczny jonu 5D , zdegenerowany w stanie swobodnym,



Rys. 1. Wykresy części rzeczywistych i urojonych kątowych funkcji falowych γ_{n2m} , elektronu d [7]

uległ w polu krystalicznym o symetrii sześcienniej rozszczepieniu na dwa poziomy: jeden zdegenerowany trójrotnie, drugi zdegenerowany dwukrotnie. Schematycznie można to przedstawić w sposób następujący (rys. 2):



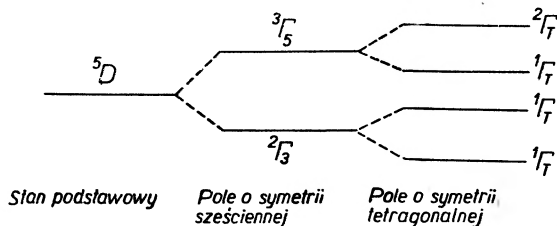
Rys. 2. Wykres obrazujący rozszczepienie poziomów energetycznych swobodnego jonu w stanie 5D pod wpływem pola krystalicznego o symetrii sześcienniej (5I_5 , 2I_3 są oznaczeniami wprowadzonymi przez Bethego — są to tzw. krystaliczne liczby kwantowe [6])

Obraz powyższy należy jeszcze uzupełnić przez uwzględnienie działania na rozpatrywany jon dodatkowego potencjału, zazwyczaj o niższej symetrii, występującego albo wskutek działania dalszych sąsiadów, albo efektu Jahn-Tellera.

Niech rozpatrywane pole sześciennie będzie nieco zdeformowane w kierunku osi z , tak że wypadkowe pole elektrostatyczne w miejscu rozważanego jonu można rozpatrywać jako $\varphi_{kr} = \varphi_{sześc.} + \varphi_{nieszesc.}$.

Dodatkowa składowa niesześcienna może mieć symetrię np. tetragonalną, scharakteryzowaną przez grupę D_{4h} . To nowe pole ma niższą symetrię aniżeli pierwotne pole sześciennie, ponieważ istnieje teraz tylko jedna wyróżniona oś

symetrii. Należy zatem oczekiwać, że może pojawić się dalsze rozszczepienie poziomów energetycznych. Ma to rzeczywiście miejsce. Obecnie w nowym polu tylko osie x i y są ekwiwalentne i z analizy funkcji γ_{nlm} wynika, że tylko γ_{n21} może transformować się w γ_{n21} przy transformacji $x \rightarrow y, y \rightarrow x, z \rightarrow z$, podczas gdy pozostałe trzy funkcje falowe transformują się tylko tożsamościowo.



Rys. 3. Schematyczny wykres poziomów energetycznych jonu w stanie 5D poddanego łącznemu działaniu dwóch pól: a) o symetrii sześcienniej i b) o symetrii tetragonalnej.

Wynika stąd, że pole o tetragonalnej symetrii powoduje dalsze rozszczepienie poziomów energetycznych pola sześciennego, rozszczepiając podwójny poziom 2T_3 i rozszczepiając triplet 3T_5 na singulet i dublet. Uzyskane wyniki przedstawione zostały schematycznie na rys. 3. Położenie poziomów energetycznych uwarunkowane jest stopniem zapełnienia orbity $3d^n$ jonu magnetycznego oraz ilością i symetrią rozmieszczenia otaczających go jonów. Opisywany przypadek ma miejsce przy sześciokrotnej koordynacji jonów $d^4 \ ^5D$ lub $d^9 \ ^2D$, przy czym funkcja własna dolnego poziomu w dublecie 2T_3 ma postać:

$$\gamma_{n22} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} (x^2 - y^2). \quad [13]$$

Powyższy bardziej opisowy przykład podany został dla celów ilustracyjnych. Zakładano przy tym, że pole krystaliczne pozbawia liczbę kwantową l_z znaczenia stałej ruchu i zastępuje ją przez krystaliczne liczby kwantowe $^3T_5, ^2T_3$, nie wpływając na liczbę kwantową całkowitego momentu orbitalnego.

Przypuszczenie to jest słuszne tylko wówczas, gdy odstęp między poziomami energetycznymi różnych stanów orbitalnego momentu pędu swobodnego jonu są znacznie większe od energii oddziaływania pomiędzy jonem a polem krystalicznym. W wypadku przeciwnym, obecność pola krystalicznego może rzeczywiście „przemieszać” różne stany orbitalnego momentu pędu i wówczas l przestaje być stałą ruchu.

Moment magnetyczny

Obecnie, kiedy znane jest rozszczepienie poziomów energetycznych jonu magnetycznego oraz funkcje własne opisujące poszczególne poziomy, można przystąpić do rozpatrzenia centralnego problemu niniejszego artykułu, tj. do oceny momentu magnetycznego tego jonu.

Oznaczmy stany własne w rozpatrywanym polu krystalicznym za pomocą dwóch liczb kwantowych n i M . Liczba n numeruje stany orbitalne poczynając

od najniższego, dla którego jest ona równa zero, a M jest spinową liczbą kwantową (w oznaczeniach Diraca $|nM\rangle$).

Można pokazać, że oznaczenia macierzowych elementów niektórych operatorów mogą być uproszczone. Na przykład w wypadku operatora $L_x S_x$ operator L_x oddziałuje tylko na zmienne orbitalne, a S_x tylko na zmienne spinowe. Wskutek tego

$$\begin{aligned} \langle nM|L_x S_x|n'M'\rangle &= \langle nM'|L_x|n'M''\rangle \langle n''M|S_x|n'M'\rangle = \\ &= \langle n|L_x|n'\rangle \langle M|S_x|M'\rangle, \end{aligned} \quad (21)$$

gdzie w ostatnim wierszu opuszczone zostały liczby kwantowe n'' i M'' , ponieważ macierzowe elementy od nich nie zależą [12].

Poniżej ograniczono się do rozpatrzenia najniższego singuletoowego poziomu orbitalnego, zdegenerowanego dwukrotnie ze względu na spinowe wartości własne $1/2$ i $-1/2$ (w oznaczeniach Diraca $|0, 1/2\rangle$ i $|0, -1/2\rangle$).

Konieczne jest również uwzględnienie — o czym wspomniano powyżej — dodatkowego zdegenerowania, takiego singuletoowego poziomu które wynika z transformacji inwersji względem czasu. Wiadomo, że taka transformacja przekształca funkcję falową w funkcję zespoloną, sprzężoną z funkcją pierwotną. Dla uniknięcia takiego zdegenerowania tworzy się zwykle kombinacje liniowe funkcji falowych w taki sposób, by były one niezmiennicze względem omawianej transformacji (patrz str. 303). Prowadzi to jednak wówczas do sytuacji, że funkcje opisujące tego rodzaju stan niezmienniczy względem inwersji czasu są funkcjami rzeczywistymi. Następstwem tego jest — jak łatwo zauważyć — równość zera wartości oczekiwanej momentu pędu L , ponieważ

$$\langle 0|L_z|0\rangle = i\hbar \int \varphi \left(-x \frac{\partial}{\partial y} + y \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi d\tau = ia \quad (a — stała) \quad (22)$$

przybiera ona wartość czysto urojoną [13].

Z drugiej strony dla obserwabli ta wartość oczekiwana musi być wartością rzeczywistą, gdyż

$$\langle 0|L_x|0\rangle^* = \left[\int \varphi^* L_x \varphi d\tau \right]^* = \left[\int (L_x \varphi)^* \varphi d\tau \right]^* = \int \varphi^* (L_x \varphi) d\tau = \langle 0|L_x|0\rangle, \quad (23)$$

czyli istotnie $\langle 0|L_z|0\rangle$ jest rzeczywiste.

Porównując ten wynik z (22) dochodzimy do wniosku, że

$$\langle 0|L_i|0\rangle = 0, \quad i = x, y, z. \quad (24)$$

Obecnie można przystąpić do rozpatrzenia wpływu sprzężenia spinowo-orbitalnego $\lambda \hat{L} \cdot \hat{S}$ na poziomy energetyczny interesujący nas jonu. Jak podkreślano wyżej, energia sprzężenia spinowo-orbitalnego jest mniejsza od energii potencjalnej pola krystalicznego i, postępując według przyjętej w takim wypadku reguły, „włączamy“ to sprzężenie jako następne kolejne zaburzenie.

Wielkość dodatkowej energii zaburzenia wnoszonej przez sprzężenie $\lambda \hat{L} \cdot \hat{S}$

wyrazi się w pierwszym przybliżeniu macierzą przekątną, którą wskutek (21) można rozpisać na składowe \hat{L} i \hat{S}

$$H_{kk} = \langle 0 \frac{1}{2} | \lambda \hat{L} \cdot \hat{S} | 0 \frac{1}{2} \rangle = \lambda \langle 0 | L | 0 \rangle \langle \frac{1}{2} | S | \frac{1}{2} \rangle. \quad (25)$$

Ponieważ powyżej wykazano, że $\langle 0 | L_i | 0 \rangle = 0$, przeto w pierwszym przybliżeniu sprzężenie spinowo-orbitalne nie zmienia energii niezdegenerowanych stanów orbitalnych. Jednakże funkcja falowa ulega już i przy pierwszym przybliżeniu zmianie, przybierając postać

$$|a\rangle = |0 \frac{1}{2}\rangle - \sum' \frac{|n\rangle \langle n | \lambda \hat{L} \hat{S} | 0 \frac{1}{2} \rangle}{E_n - E_0} \quad (26)$$

oraz $|b\rangle$ analogicznie do $|a\rangle$, przy zamianie $1/2$ na $-1/2$.

Sumowania dokonuje się po wszystkich n poziomach energetycznych za wyjątkiem podstawowego stanu 0.

Poprawkowy człon w wyrażeniu (26) na funkcję falową rzędu $\lambda/E_n - E_0$ jest wprawdzie mały, ale nie na tyle mały, by mógł być zaniedbany.

Zaburzenie następnego bardziej wysokiego rzędu wywołane przez pole magnetyczne (zewnętrzne) ma postać

$$\beta \vec{H} (\hat{L} + 2\hat{S}). \quad (27)$$

Pole \vec{H} zdejmując całkowicie zdegenerowanie spinowe. Dla obliczenia energii zaburzenia konieczne jest znalezienie takich liniowych kombinacji $|a\rangle$ i $|b\rangle$, które można wykorzystać jako funkcje falowe zerowego przybliżenia.

Okazuje się, że jeżeli pole magnetyczne skierowane jest wzdłuż osi OZ (która jest osią tetragonalnej symetrii jonu), to funkcje $|a\rangle$ i $|b\rangle$ są dokładnie stanami własnymi, i że tylko przekątna część macierzy hamiltonianu różni się od zera [13].

W taki sposób przekątniowe elementy macierzowe dają energię zaburzenia w pierwszym przybliżeniu, np. rozpatrzmy wyrażenie

$$\langle a | \beta \vec{H} (L_z + 2S_z) | a \rangle = \beta \vec{H} \langle a | L_z | a \rangle + 2\beta \vec{H} \langle a | S_z | a \rangle. \quad (28)$$

Pierwszy wyraz z prawej strony tego wyrażenia, rozpisany szczegółowo z uwzględnieniem jawnej postaci funkcyjnej $|a\rangle$ podanej we wzorze (26), przybierze kształt

$$\beta \vec{H} \left[\langle 0 \frac{1}{2} | L_z | 0 \frac{1}{2} \rangle - \sum'_n \left\{ \frac{\langle 0 \frac{1}{2} | L_z | n \rangle \langle n | \lambda \hat{L} \cdot \hat{S} | 0 \frac{1}{2} \rangle}{E_n - E_0} \right\} \right] + \begin{array}{l} \text{wyraz zespolony} \\ \text{sprzężony} \end{array}. \quad (29)$$

Pierwszy człon tego wyrażenia równa się zeru z przyczyn podanych powyżej. Oznacza to, że pomimo przyłożenia zewnętrznego pola magnetycznego, moment magnetyczny rozpatrywanego jonu, wynikający z orbitalnego momentu pędu, równa się zeru. Zjawisko takie nosi nazwę „zamrażania“ orbitalnego momentu magnetycznego. Zewnętrzne przejawy efektu zamrażania omówione były we wstępie niniejszej publikacji. Prowadzą one, jak wiadomo, do tego, że

wartość podatności magnetycznej substancji paramagnetycznej wyjaśnić można zgodnie z doświadczeniem, przypisując magnetycznym jonom tej substancji jedynie moment magnetyczny pochodzenia spinowego. Z tablicy I widać, że zamrażanie momentu orbitalnego jest ogólnym zjawiskiem dla jonów pierwszej grupy przejściowej. Sens fizyczny procesu „zamrażania“ można ująć następująco.

W jonie swobodnym stany z różnymi magnetycznymi liczbami kwantowymi m_1 mają jednakową energię, a w polu magnetycznym magnetyczne momenty atomów starają się orientować zgodnie z kierunkiem pola i przyjmować stany z minimalną energią (minimalne m_1).

Jednakże w kryształach nie jest to możliwe, ponieważ stany z różnymi m_1 mają całkowicie różniące się energie. Rozmieszczenia ładunków są różne i pośród nich istnieje jeden najniższy stan orbitalny, w którym rozmieszczenie ładunków odchyli się — na ile jest to możliwe — możliwie daleko od elektronów najbliższych sąsiednich atomów. W taki sposób ustala się najmniejsze Coulombowskie odpychanie pomiędzy dwoma systemami elektronów. Zatem jon nie może zajmować położenia z minimalnym m_1 i w pierwszym przybliżeniu moment orbitalny nie daje wkładu w moment magnetyczny jonu.

Z tablicy I wynika również, że dla niektórych jonów pierwszej grupy przejściowej moment magnetyczny stwierdzony eksperymentalnie jest nieco większy od momentu magnetycznego wyliczonego w oparciu o moment spinowy S . Źródłem takiej rozbieżności jest, jak to pokażemy poniżej, niepełne zamrożenie momentu orbitalnego wynikające z działania sprzężenia spinowo-orbitalnego.

W wyrażeniu (29) należy wziąć jednak pod uwagę również wyrazy stojące pod znakiem sumy.

Będziemy mieli

$$L_z|0\rangle = i\left(y\frac{\partial}{\partial x} - x\frac{\partial}{\partial y}\right)\frac{3}{4}\sqrt{\frac{5}{6\pi}}(x^2 - y^2) = 2i\frac{3}{2}\sqrt{\frac{5}{6\pi}}xy = 2i|2\rangle, \quad (30)$$

gdzie

$$|0\rangle = \gamma_{n22} \quad \text{a} \quad |2\rangle = \bar{\gamma}_{n22}.$$

Łatwo pokazać, że

$$\langle 2|L_z|0\rangle = 2i; \quad \langle 2|L_x|0\rangle = 0; \quad \langle 2|L_y|0\rangle = 0 \quad (31)$$

oraz

$$S_z|0\frac{1}{2}\rangle = \frac{1}{2}|0\frac{1}{2}\rangle. \quad (32)$$

Wówczas

$$\beta\vec{H}\langle a|L_z|a\rangle = -\frac{4\lambda\beta\vec{H}}{E_2 - E_0}. \quad (33)$$

Wyrażenie to jest dodatnie, gdyż $\lambda < 0$.

W taki sposób pod wpływem sprzężenia spinowo-orbitalnego orbitalna część momentu magnetycznego okazuje się nie całkowicie zamrożona, chociaż nie daje wkładu w energię.

Drugi człon w (28) prowadzi do wyrażenia

$$2\beta\vec{H}\langle a|S_z|a\rangle = 2\beta\vec{H}\langle 0\frac{1}{2}|S_z|0\frac{1}{2}\rangle = \beta\vec{H}. \quad (34)$$

Przesunięcie energetyczne ΔE_a jest zatem równe

$$\Delta E_a = \beta \vec{H} \left(1 - \frac{4\lambda}{E_2 - E_0} \right); \quad (35)$$

a ΔE_b , analogicznie obliczane, jest równe

$$\Delta E_b = -\beta \vec{H} \left(1 - \frac{4\lambda}{E_2 - E_0} \right). \quad (36)$$

Jeśli zapisać rozszczepienie energetyczne w postaci $g' \beta \vec{H}$, to g' będzie równe

$$g' = 2 \left(1 - \frac{4\lambda}{E_2 - E_0} \right). \quad (37)$$

Oznacza się obliczone tak g' przez g_{\parallel} , dla podkreślenia, że pole magnetyczne \vec{H} w rozpatrywanym wypadku jest równoległe do osi tetragonalnej jonu. Wielkość g_{\parallel} nosi nazwę współczynnika rozszczepienia spektroskopowego i odgrywa — podobnie jak g_{\perp} — ważną rolę w teorii rezonansu paramagnetycznego.

Efektywny moment magnetyczny obliczyć można również w drugim przybliżeniu teorii zaburzeń. Obliczenie wyrazów rzędu λ^2 i H^2 , jak też λH , nie sprawia trudności. Wynik może być zapisany w postaci spinowego hamiltonianu dla dowolnej wartości S [13], [15]

$$\mathcal{H} = E_0 + 2\beta(\delta_{ij} - \lambda A_{ij}) S_i H_j - \lambda^2 A_{ij} S_i S_j - \beta^2 A_{ij} H_i H_j + \text{energia indukowanego momentu diamagnet.} \quad (38)$$

Tensor

$$A_{ij} = \sum_n' \frac{\langle 0 | L_i | n \rangle \langle n | L_j | 0 \rangle}{E_n - E_0} \quad (39)$$

ma wartość rzeczywistą, jest symetryczny i dodatnio określony. Magnetyczny moment jest równy

$$\mu_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial H_i} = 2\beta(\delta_{ij} - \lambda A_{ij}) S_j + 2\beta^2 A_{ij} H_j + \text{indukowany moment diamagnetyczny.} \quad (40)$$

Pierwszy wyraz jest stałym momentem istniejącym nawet w nieobecności pola zewnętrznego. Drugi człon jest indukowanym momentem paramagnetycznym. Wyrażenie $-2\beta\lambda A_{ij} S_j$ odpowiada momentowi orbitalnemu związanemu ze spinem.

W nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego moment magnetyczny jest równy stałemu momentowi

$$\mu_i = \beta g_{ij} S_j, \quad (41)$$

gdzie tensor g_{ii} jest równy

$$g_{ij} = 2(\delta_{ij} - \lambda A_{ij}). \quad (42)$$

Jeżeli osie współrzędnych są zgodne z osiami tensora A_{ij} , to główne wartości g_{ij} będą równe g_{xx} , g_{yy} , g_{zz} , a g_{xy} itp. będą równe zeru.

Jeżeli powłoka 3- d wypełniona jest do połowy, wówczas λ jest dodatnie

i główne wartości g są mniejsze od 2; jeżeli zapelnienie jest większe, to λ jest ujemne i wartości g są większe od dwóch.

Odchylenia wartości g od dwóch oznaczają, że do momentu spinowego elektronów dodaje się niewielka część momentu związanego z ruchem orbitalnym.

Odpowiednio do tego wartość momentu magnetycznego obliczana według (40) może być z dużą dokładnością zbliżona do ustalonej na drodze doświadczalnej wartości momentu magnetycznego jonów magnetycznych.

Wnioski końcowe

Z powyższych rozważań wynika zatem, że pole krystaliczne jest zasadniczą przyczyną powodującą — poprzez rozszczepienie poziomów energetycznych jonu w stanie podstawowym — w efekcie końcowym zamrożenie momentu orbitalnego. Należy się więc spodziewać, że symetria rozmieszczenia najbliższych sąsiadów będzie powodowała anizotropię własności rozpatrywanego jonu magnetycznego.

Anizotropia taka występuje w wartościach współczynnika spektroskopowego rozszczepienia ($g_{\parallel} \neq g_{\perp}$). Przejawia się ona także w substancjach ferrimagnetycznych w postaci anizotropii magnetokrystalicznej, której źródła również należy dopatrywać się w wewnętrznym polu krystalicznym i efektach zamrażania momentów orbitalnych, a nawet niekiedy i spinowych przy wiązaniach kowalentnych między atomami w kryształach. Zagadnienie to wykracza poza ramy niniejszego artykułu i będzie przedmiotem osobnego opracowania.

W zakończeniu autor pragnie wyrazić Profesorowi dr Sz. Szczeniowskiemu serdeczne podziękowanie za życzliwą pomoc i cenne wskazówki udzielane przy opracowywaniu niniejszej publikacji.

Literatura

- [1] H. A. Kramers, Proc. Amsterdam Acad., **32**, 1176 (1929).
- [2] J. H. Van Vleck, Phys. Rev., **33**, 467 (1929).
- [3] W. H. Kleiner, J. Chem. Phys., **20**, 1784 (1952).
- [4] J. H. Van Vleck, Phys. Rev., **41**, 208 (1932).
- [5] W. G. Penney, R. Schlapp, Phys. Rev., **41**, 194 (1932).
- [6] H. A. Bethe, Ann. Physik, **3**, 133 (1929).
- [7] W. Low, Solid State Physics, Suppl. 2 (1959).
- [8] B. Bleaney, W. H. Stevens, Repts. Progr. in Phys., **16**, 108 (1953).
- [9] S. A. Altszuler, B. M. Kozyriew, *Elektronnyj Paramagnitnyj Rezonans*, Moskwa, 1961.
- [10] M. Sachs, *Solid State Theory*, N. Y., 1963.
- [11] H. A. Jahn, E. Teller, Proc. Roy. Soc., London A **161**, 220 (1937).
- [12] V. Heine, *Group Theory in Quantum Mechanics*, przekł. ros., Moskwa, 1963.
- [13] M. H. L. Pryce, Nuovo Cimento, Suppl. **6**, 817 (1957).
- [14] J. H. Van Vleck, J. Chem. Phys., **7**, 72 (1939).
- [15] A. Abragam, M. H. L. Pryce, Proc. Roy. Soc., London, A **205**, 220 (1951).

Z. Pająk, J. Stankowski

Instytut Fizyki PAN, Zakład Dielektryków
Poznań

Proces starzenia się ferroelektryków

Materiały stosowane w elektronice zmieniają w czasie swoje parametry elektryczne i mechaniczne — zjawisko to nazywamy starzeniem się. Dotychczas w badaniach naukowych problemowi temu poświęcano niewiele uwagi mimo jego dużego znaczenia dla praktyki. Zjawisko starzenia się odgrywa szczególnie dużą rolę w materiałach dielektrycznych o dużej przenikalności elektrycznej. Takimi materiałami są ferroelektryki lub układy zawierające ferroelektryki. Materiały tego typu są stosowane jako kondensatory, elementy nieliniowe, przetworniki elektromechaniczne, powielacze częstości itd.

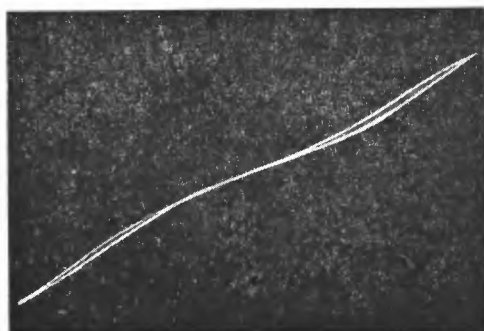
Spontaniczny proces starzenia się ferroelektryków przebiega w sposób bardziej skomplikowany, gdy jest zakłócony obecnością czynników zewnętrznych, takich jak przemiennie lub stałe pole elektryczne, ciśnienie zewnętrzne itd.

Niektóre obserwacje czasowych zmian parametrów charakteryzujących ferroelektryki, takich jak przenikalność elektryczna ϵ , tangens kąta strat δ , polaryzacja całkowita P_c , polaryzacja spontaniczna P_s , straty na histerezę dielektryczną A oraz moduł piezoelektryczny d_{ik} rozpoczęto niemal bezpośrednio po odkryciu przez Wuła i Goldman [1] własności ferroelektrycznych tytanianu baru. Autorzy ci zaobserwowali bowiem, że bezpośrednio po przyłożeniu przemiennego pola elektrycznego do próbki BaTiO₃, jej pętla histerezy jest przewężona i asymetryczna, a staje się normalna po pewnym czasie działania pola [2]. Zjawisko to tłumaczono koniecznością „przyzwyczajania się do pola“. Dalsze badania czasowych zmian kształtu pętli histerezy BaTiO₃ przeprowadził Rżanow [3], wykrywając „pamięć silnego przemiennego pola elektrycznego“. Histerezę temperaturową polaryzacji spontanicznej oraz przenikalności elektrycznej zaobserwował Merz [4] w kryształach BaTiO₃ w obu dolnych przejściach fazowych, tj. w temperaturze +5°C i -80°C. W punkcie Curie (120°C) zjawisko histerezy temperaturowej w polikrystalicznym tytanianie baru zaobserwowali Roj [5] oraz Piekara i Pająk [6], którzy nazwali je „pamięcią wyższej temperatury“. Mierzac przenikalność elektryczną w silnym polu przemiennym Wuł i Goldman [1] zaobserwowali, że punkt Curie tytanianu baru przesuwają się ze wzrostem pola w stronę niższych temperatur.

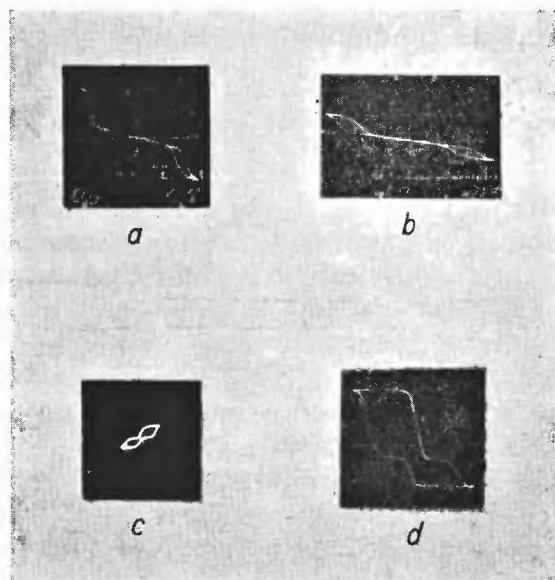
Przeprowadzone pomiary zmniejszania się z czasem przenikalności elektrycznej ε (Marks [7]), tangensa kąta strat δ (Kazarnowski [8]) i modułu piezoelektrycznego d_{ik} (Mason [9]) zapoczątkowały właściwe badania procesu starzenia się ferroelektryków. Marks nazwał zależność przenikalności elektrycznej od logarytmu czasu krzywą starzenia się. Plessner [10] uwzględnił wpływ temperatury na przebieg starzenia się ferroelektryka podając wzór:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - ST \ln t, \quad (1)$$

gdzie ε_0 oznacza przenikalność początkową próbki, S — stałą, T — temperaturę, a t — czas.



Rys. 1. Podwójna pętla histerezy uzyskana dla ceramiki 95% BaTiO₃ · 5% MgSnO₃



Rys. 2. Podwójne pętelle histerezy dielektrycznej uzyskane dla soli ferroelektrycznych: a) sól Seignette'a z domieszką Cu [15], b) sól Seignette'a naświetlona promieniowaniem γ [16], c) siarczan trójglicyny z domieszką Cu [17], d) siarczan trójglicyny naświetlony promieniowaniem γ [19]

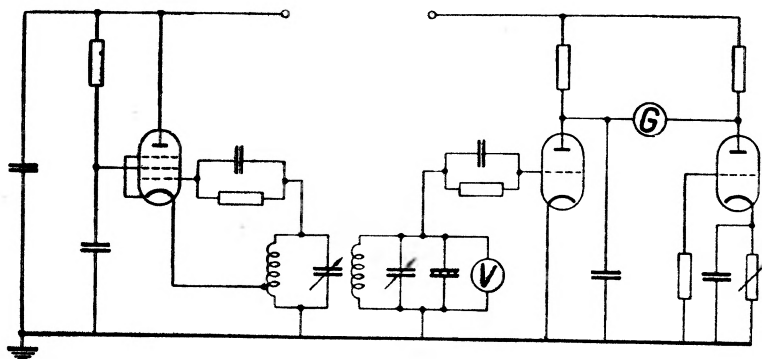
Wśród ogłoszonych dotychczas publikacji dotyczących starzenia się ferroelektryków trzy zasługują na szczególne podkreślenie: praca Bogorodickiego i Werbickiej [11] oraz dwie prace McQuarriego [12]. Bogorodicki i Werbickaja uważają, że zmniejszanie się przenikalności elektrycznej z czasem jest związane z reorientacją domen zmierzającą do takiego stanu, by wypadkowa polaryzacja próbki miała możliwie najmniejszą wartość. McQuarrie związał zmiany kształtu pętli histerezy dielektrycznej z procesem starzenia się. Stwierdził on, że zawsze po ogrzaniu próbki powyżej punktu Curie materiał ferroelektryczny posiada normalną pętlę histerezy; taką próbkę McQuarrie nazywa „nową“. Następnie próbka starzeje się, a jej polaryzacja maleje. Po kilku tygodniach pojawia się przewężona pętla histerezy, którą autor nazywa „śmigłowa“. Przewężenie pętli histerezy jest objawem częściowego starzenia się próbki. Badania ferroelektrycznych roztworów stałych [13, 14] pozwoliły uzyskać podwójne pętle histerezy, które są wynikiem dalszego starzenia się próbki (rys. 1). Podobne pętle (rys. 2) obserwowano dla kryształów soli Seignette'a [15, 16] i siarczanu trójglicyny [17] zawierających domieszki, a także dla tych kryształów poddanych radioaktywnemu napromieniowaniu [18, 19].

Wymienione wyżej zjawiska, a także „zjawiska opóźnione“ [20, 21, 22, 23] mogą być w prosty sposób objaśnione przy użyciu jednolitego domenowego mechanizmu starzenia się ferroelektryków.

Badania doświadczalne procesu starzenia się ferroelektryków

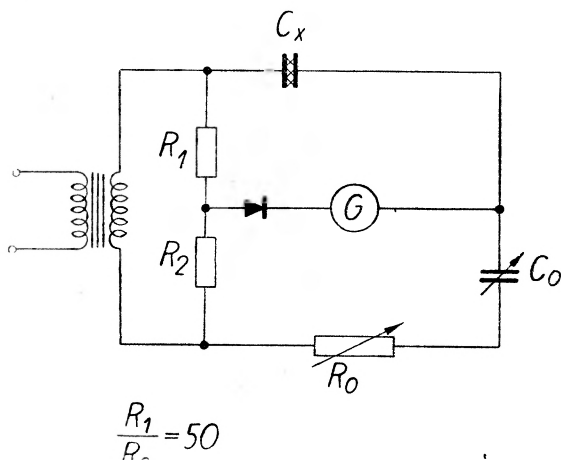
a) Aparatura pomiarowa

W celu badania procesu starzenia się wykonano pomiary przenikalności elektrycznej oraz obserwowano pętle histerezy dielektrycznej dla młodych i starych próbek ferroelektrycznych w zależności od czasu, temperatury, ciśnienia i stałego lub przemiennego pola elektrycznego.



Rys. 3. Schemat aparatury rezonansowej do badań dielektrycznych

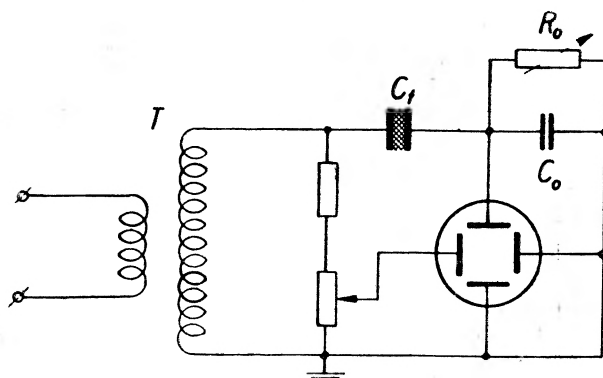
Przenikalność elektryczną ferroelektrycznych próbek ceramicznych mierzono w słabym polu przemiennym za pomocą aparatury rezonansowej [14] przedstawionej na rys. 3. Częstość pola przemiennego wynosiła 1 MHz, amplituda około 1 V/cm, dokładność pomiarów 0,1 pF, przy pojemnościach rzędu 1000 pF. Pomiary w zależności od polaryzacji próbki wykonywano przykładając stałe pole elektryczne do odpowiedniego kondensatora blokującego.



Rys. 4. Schemat mostka Scheringa

Przenikalność elektryczną próbek w zależności od amplitudy pola o częstotliwości 50 Hz mierzono za pomocą mostka Scheringa (rys. 4).

Pętle histerezy dielektrycznej obserwowano na ekranie oscylografu, stosując znany układ Sawyera-Towera [27], przedstawiony na rys. 5. Z pętli histerezy

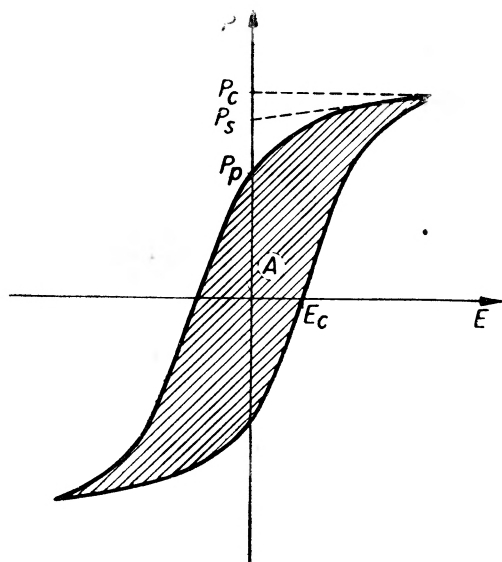


Rys. 5. Schemat układu Sawyera-Towera

wyznaczano [26] polaryzację całkowitą P_c , polaryzację spontaniczną P_s , polaryzację pozostałą P_p , pole koercji E_c oraz straty na histerezę A (rys. 6).

Zależności temperaturowe przenikalności elektrycznej badano używając termostatu Hoeplera oraz termostatu próżniowego [14]. Krzywe starzenia się

badano dla próbek umieszczonych w specjalnym termostacie [26] utrzymującym temperaturę 25°C w ciągu wielu miesięcy. Temperaturę badanej próbki mierono z dokładnością $0,1^{\circ}\text{C}$.



Rys. 6. Pętla histerezy dielektrycznej

b) Materiały ferroelektryczne

Syntezę polikrystalicznych próbek ferroelektryków typu BaTiO_3 wykonano zgodnie ze znaną procedurą [28] stosując do tego celu chemicznie czyste materiały wyjściowe. Czysty tytanian baru uzyskiwano spiekając trzykrotnie mieszaninę TiO_2 i BaCO_3 w stosunku stechiometrycznym. Temperatury i czasy spiekania wynosiły:

Pierwsze spiekanie: temperatura 1300°C , czas 3 godz.

Drugie spiekanie: temperatura 1200°C , czas 2 godz.

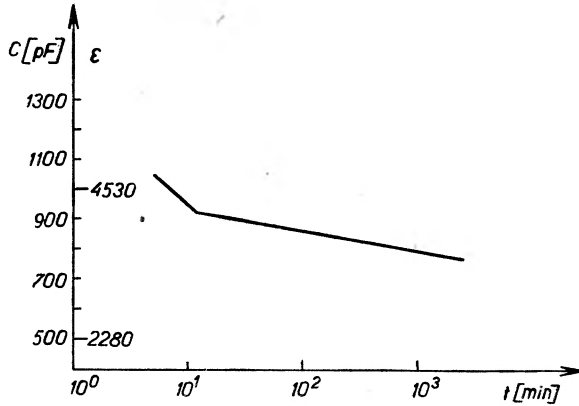
Trzecie spiekanie: temperatura 1350°C , czas 3 godz.

Między kolejnymi spiekaniem materiał mielono i prasowano pod ciśnieniem dochodzącym do 23 t/cm^2 . Uzyskiwano ceramikę o gęstości około $5,6 \text{ g/cm}^3$ i napięciu przebicia 25 kV/cm .

c) Krzywa starzenia się

Próbka ferroelektryczna bezpośrednio po spreparowaniu jej w wysokiej temperaturze posiada dużą wartość przenikalności elektrycznej ϵ . Taką próbkę nazywamy młodą. Wartość ϵ maleje z czasem, zgodnie z logarytmicznym prawem Plessnera [10], określającym krzywą starzenia się. Przeprowadzone pomiary [26] wykazały, że w licznych przypadkach wartość stałej S (wzór 1) ulega

zmianie podczas starzenia się próbki (rys. 7). Wskazuje to na istnienie dwóch lub więcej czasów relaksacji. Próbkę nazywamy starą wówczas, gdy wartość jej przenikalności elektrycznej nie ulega dostrzegalnym zmianom.

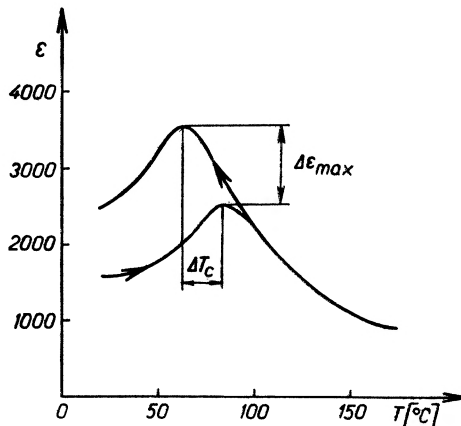


Rys. 7. Krzywa starzenia się ceramiki 95% BaTiO₃ · 5% MgSnO₃

Starzenie się ferroelektryków jest procesem odwracalnym, a czynnikami przywracającymi stan wyjściowy próbki są: 1) energia cieplna (ogrzewanie powyżej punktu Curie), 2) energia mechaniczna (przykładanie i usuwanie ciśnienia), 3) energia elektryczna (przykładanie pola przemiennego). Działanie tych czynników odmładza próbkę ferroelektryczną.

d) Histereza temperaturowa

Pomiary wykonane dla starych próbek ferroelektryków [6, 14, 17, 24, 25] wykazały, że wartości przenikalności elektrycznej ϵ otrzymywane podczas ogrzewania próbki są inne niż przy chłodzeniu. Krzywa $\epsilon(T)$ uzyskana przy



Rys. 8. Histereza temperaturowa ceramiki 95% BaTiO₃ · 5% MgSnO₃

chłodzeniu posiada maksimum w niższej temperaturze, niż to miało miejsce dla krzywej $\varepsilon(T)$ uzyskanej podczas ogrzewania. Maksymalna wartość przenikalności elektrycznej osiągnięta przy chłodzeniu jest zawsze większa od wartości maksymalnej uzyskanej podczas ogrzewania. Opisane zjawisko nazywamy histerezą temperaturową, a jej typowy przebieg pokazuje rys. 8. Krzywa $\varepsilon(T)$ otrzymana podczas ogrzewania odpowiada próbce starej, którą charakteryzuje temperatura Curie T_C^s oraz maksymalna wartość przenikalności elektrycznej ε_{\max}^s . Krzywa $\varepsilon(T)$ otrzymana przy chłodzeniu odpowiada próbce odmłodzonej pod wpływem energii cieplnej. Odpowiednie wielkości dla próbki odmłodzonej oznaczamy przez T_C^m i ε_{\max}^m i one charakteryzują właściwie dany ferroelektryk.

Miara histerezy temperaturowej są wielkości: $\Delta T_C = T_C^s - T_C^m$ oraz $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\max}^m - \varepsilon_{\max}^s$ i obie one charakteryzują aktualny stan zestarzenia się próbki ferroelektrycznej. Jak widać zjawisko histerezy temperaturowej jest ściśle związane z procesem starzenia się ferroelektryka, co pokazano w pracy [24]

e) Histereza dielektryczna

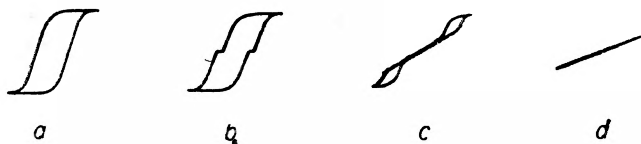
Obserwacje kształtu pętli histerezy dielektrycznej ferroelektryków typu BaTiO₃ pozwoliły stwierdzić istnienie następujących faz starzenia się:

1) Próbka młoda: pętla histerezy normalna, maksymalna wartość P_c , P_s , P_p , E_c i A (rys. 9a).

2) Próbka nieco zestarzała: pętla histerezy przewężona, wartości P_c , P_p , P_s i A nieco zmniejszone, E_c traci dotychczasowe znaczenie (rys. 9b).

3) Próbka silnie zestarzała: pętla histerezy podwójna, wartości P_c i A silnie zmniejszone, P_s traci dotychczasowe znaczenie, $P_p = 0$ i $E_c = 0$, nowy parametr — pole krytyczne E_{kr} charakteryzuje stan zestarzenia się próbki (rys. 9c).

4) Próbka stara: pętla histerezy znika, minimalna wartość P_c , $P_p = 0$, $E_c = 0$, P_s i A znikają. P_c zależy liniowo od natężenia pola E (rys. 9d).

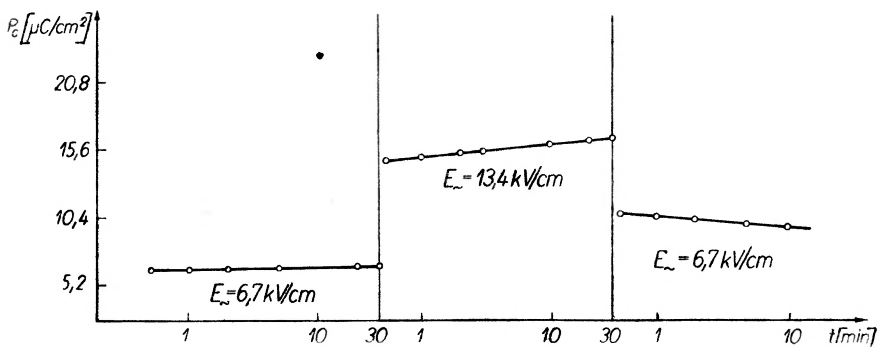


Rys. 9. Fazy starzenia się ferroelektryka

f) Starzenie się w przemiennym polu elektrycznym

Kształt pętli histerezy zależy od czasu działania przemiennego pola elektrycznego. Dlatego wykonano pomiary polaryzacji całkowitej w zależności od czasu działania przemiennego pola elektrycznego (rys. 10). Pomiary te

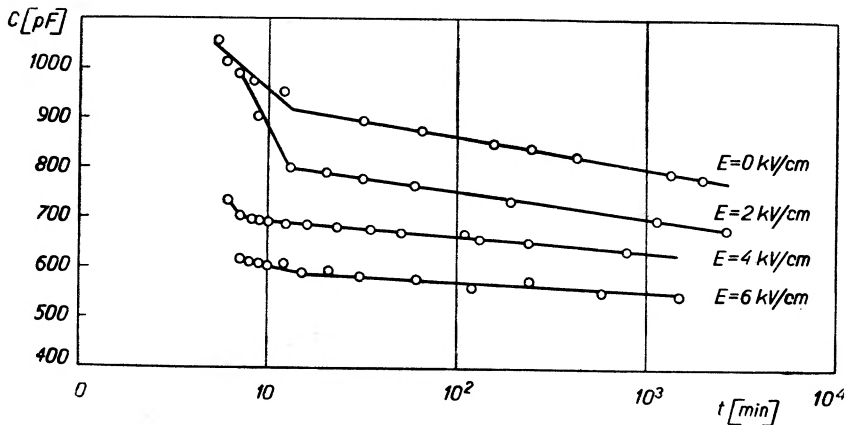
wykonano w działających kolejno polach o natężeniach: 6,7 kV/cm, 13,4 kV/cm i 6,7 kV/cm. Całkowity czas działania każdego z tych pól wynosił 30 minut. Stwierdzono, że zależność P_c od logarytmu czasu jest funkcją liniową.



Rys. 10. Starzenie się ceramiki BaTiO_3 w przemiennym polu elektrycznym

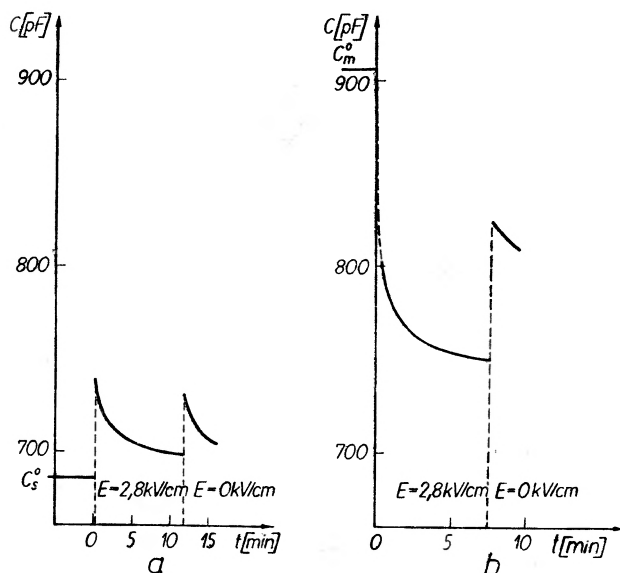
g) Starzenie się w stałym polu elektrycznym

Badano krzywe starzenia się próbek ceramicznych w zależności od natężenia stałego pola elektrycznego (rys. 11). Ze wzrostem natężenia pola wartość przenikalności elektrycznej maleje.



Rys. 11. Starzenie się ceramiki 95% $\text{BaTiO}_3 \cdot 5\% \text{MgSnO}_3$ w stałym polu elektrycznym

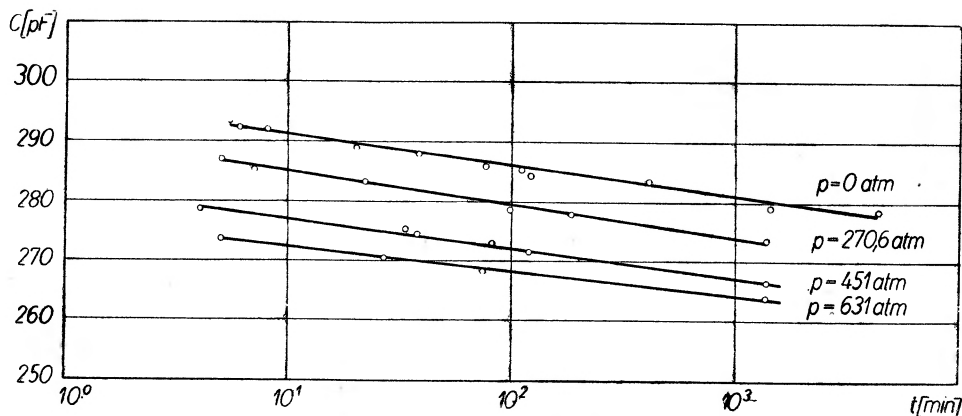
Ponadto wykonano pomiary zjawisk opóźnionych w zależności od stanu zestarzenia się próbki (rys. 12). Dla próbki starej po przyłożeniu pola obserwuje się najpierw wzrost przenikalności ϵ , a potem dopiero zmniejszanie się jej, natomiast dla próbki młodej nie ma początkowego wzrostu ϵ , wartość ϵ od razu zaczyna się zmniejszać.



Rys. 12. Zjawiska opóźnione w polu elektrycznym: a) próbka „stara“, b) próbka „młoda“

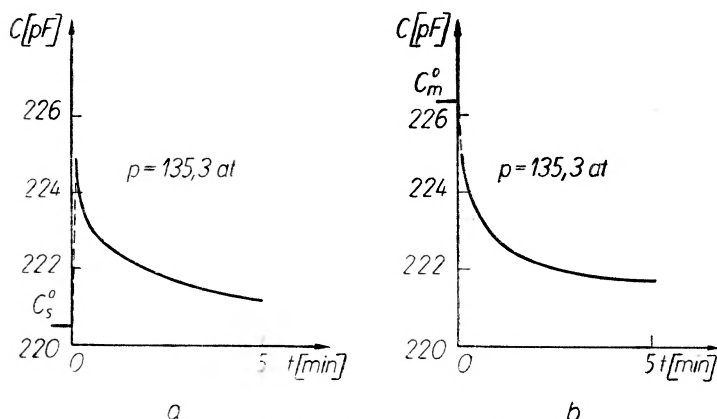
h) Starzenie się pod ciśnieniem

Na rys. 13 pokazano krzywe starzenia się polikrystalicznej próbki tytanianu baru w zależności od ciśnienia jednowymiarowego. Ze wzrostem ciśnienia wartość przenikalności elektrycznej maleje.



Rys. 13. Starzenie się ceramiki BaTiO_3 pod ciśnieniem jednowymiarowym

Zbadano zjawiska opóźnione po przyłożeniu ciśnienia jednowymiarowego w zależności od stanu zestarzenia się próbki (rys. 14). Przebieg $\varepsilon(t)$ po przyłożeniu ciśnienia jednowymiarowego jest podobny do przebiegu uzyskanego dla pola stałego.



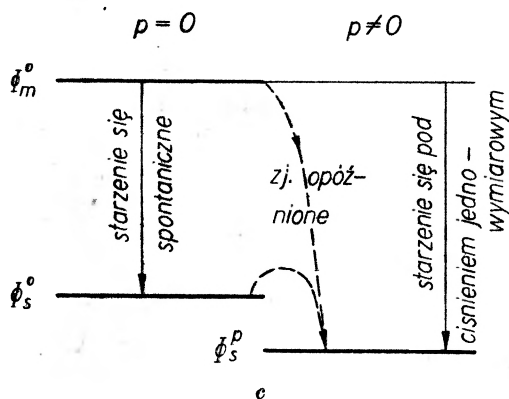
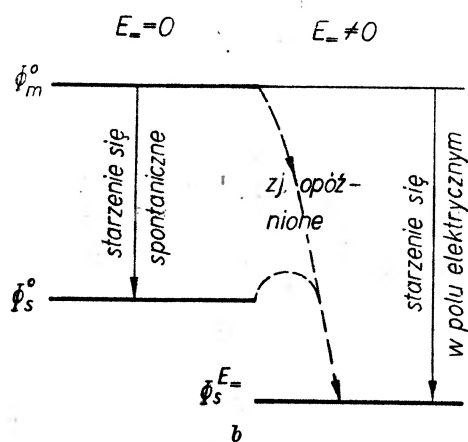
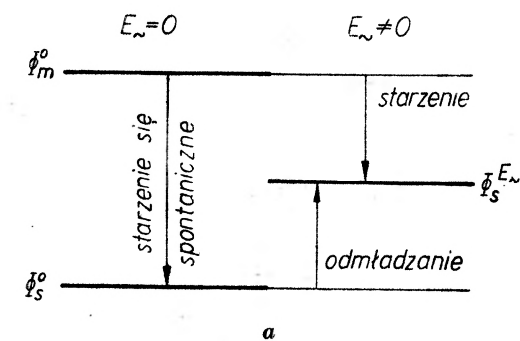
Rys. 14. Zjawiska opóźnione ceramiki BaTiO₃ pod ciśnieniem jednowymiarowym: a) próbka „stara“, b) próbka „młoda“

Dyskusja

Stan równowagi termodynamicznej ferroelektryka określa minimum jego energii swobodnej Φ_s^0 . Energia swobodna ferroelektryka, ograniczonego do temperatury powyżej temperatury Curie, posiada wyższą wartość Φ_m^0 na skutek istniejących naprężeń mechanicznych. Są one związane z obecnością defektów sieci krystalicznej i powstaniem w punkcie Curie polaryzacji spontanicznej. Zdążanie Φ_m^0 do Φ_s^0 jest przyczyną procesu starzenia się ferroelektryków.

Wielkość histerezy temperaturowej, pola krytycznego E_{kr} , efekty wywołane przyłożeniem pola elektrycznego i ciśnienia jednowymiarowego, są proporcjonalne do wartości $\Phi_m^0 - \Phi_s^0$, charakteryzującej dany stan zestarzenia się próbki. Schematy przedstawione na rys. 15 objaśniają starzenie się spontaniczne, starzenie się w polu elektrycznym i pod ciśnieniem jednowymiarowym oraz zjawiska opóźnione, występujące po przyłożeniu pola elektrycznego lub ciśnienia jednowymiarowego.

Przedstawionemu obrazowi termodynamicznemu procesowi starzenia się ferroelektryka można przyporządkować mechanizm domenowy, w którym decydującą rolę grają: 1) reorientacja domen, 2) przemieszczanie się defektów sieci krystalicznej. Reorientacja domen prowadzi do powstania zespołów domen, których wypadkowa polaryzacja jest równa zero. Maksymalna kompensacja polaryzacji wystąpi przy antyrównoległym układzie domen. Taki stan ferroelektryka nazywamy *antyferroelektrykiem domenowym*. Przemieszczanie się defektów sieci krystalicznej prowadzi do utrwalenia istniejącego w próbce stanu polaryzacji. Jednym ze sposobów utrwalenia danego stanu polaryzacji jest zamocowanie lokalne ścian międzypdomenowych, spowodowane wzrostem koncentracji defektów w ich sąsiedztwie. Tym mechanizmem można wyjaśnić krzywą starzenia się ferroelektryka [26]. Przeprowadzone badania soli Seignette'a i siarczanu trójglicyny [29] potwierdzają domenowy mechanizm starzenia się ferroelektryków.



Rys. 15. Schematyczne przedstawienie starzenia się i zjawisk opóźnionych w ferroelektrykach: a) w przemiennym polu elektrycznym, b) w stałym polu elektrycznym, c) pod jednowymiarowym ciśnieniem

Wnioski

1. Starzenie się ferroelektryków spowodowane jest procesem reorientacji domen. Decydującą rolę gra tutaj ruch defektów sieci krystalicznej, który prowadzi do utrwalenia stanu antyferroelektryka domenowego.

2. „Pamięć wyższej temperatury“, „pamięć silnego pola elektrycznego“ i „pamięć ciśnienia“ są objawami starzenia się ferroelektryka.

3. Starzenie się ferroelektryka prowadzi do zerowania się wartości: P_s , P_p , E_c i A oraz do liniowej zależności P_c od pola.

4. Zjawiska opóźnione w polu elektrycznym i pod ciśnieniem jednowymiarowym związane są z zaburzeniem aktualnego stanu zestarzenia się ferroelektryka.

Autorzy dziękują Panu Profesorowi doktorowi A. Piekarze za cenne rady udzielane przy opracowaniu tego artykułu.

Literatura

- [1] B. M. Wuł, I. M. Goldman, C. R. Acad. Sci. (USSR), **49**, 177 (1945).
- [2] B. M. Wuł, I. M. Goldman, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **51**, 21 (1946).
- [3] A. W. Rżanow, Usp. Fiz. Nauk, **38**, 461 (1949); Zh. Eksper. Teor. Fiz., **19**, 335 (1949).
- [4] W. J. Merz, Phys. Rev., **75**, 687 (1949).
- [5] H. A. Roj, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **81**, 545 (1951).
- [6] A. Piekara, Z. Pająk, Acta Phys. Polon., **11**, 256 (1953).
- [7] B. H. Marks, Elektronika, **21**, 1161 (1948).
- [8] D. M. Kazarnowski, Zh. Tekh. Fiz., **22**, 553 (1952).
- [9] W. P. Mason, Acoust. Soc. Am., **27**, 73 (1955).
- [10] K. W. Plessner, Proc. Phys. Soc., **698**, 1261 (1956).
- [11] N. P. Bogorodickij, T. N. Werbickaja, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **89**, 447 (1953); Zh. Tekh. Fiz., **22**, 1920 (1952).
- [12] M. McQuarrie, J. Appl. Phys., **24**, 1334 (1953); Am. Ceram. Soc. Bull., **34**, 402 (1955).
- [13] Z. Pająk, J. Stankowski, Proc. Phys. Soc., **72**, 1144 (1958).
- [14] Z. Pająk, Acta Phys. Polon., **19**, 473 (1959).
- [15] V. A. Jurin, I. S. Zhełudiev, Kristallografiya, **4**, 253 (1959).
- [16] I. Y. Eisner, Izv. Akad. Nauk SSSR, **21**, 234 (1957).
- [17] J. Stankowska, J. Stankowski, Acta Phys. Polon., **19**, 217 (1960).
- [18] W. A. Jurin, Izv. Akad. Nauk SSSR, **21**, 329 (1957).
- [19] A. G. Chynoweth, Phys. Rev., **113**, 159 (1959).
- [20] J. R. Partington, G. V. Planer, I. I. Boswell, Phil. Mag. **40**, 157 (1949).
- [21] A. Piekara, Z. Pająk, Acta Phys. Polon., **12**, 170 (1953).
- [22] M. S. Lurie, Izv. Akad. Nauk SSSR, **21**, 439 (1957).
- [23] J. Klimowski, J. Pietrzak, Acta Phys. Polon., **19**, 369 (1960).
- [24] Z. Pająk, *Arbeitsstagung „Festkörperphysik und Physik der Leuchtstoffe“*, Erfurt 1957, str. 198.
- [25] B. Hilczer, Bull. Acad. Polon. Sci., **9**, 229 (1961); **10**, 353 (1962).
- [26] J. Stankowski, Bull. Soc. Amis. Sci. Poznań, Ser. B **16**, 27 (1961).
- [27] C. B. Sawyer, C. H. Tower, Phys. Rev., **35**, 269 (1930).
- [28] Z. Pająk, Postępy Fizyki, **5**, 212 (1954).
- [29] J. Stankowska, J. Stankowski, Zeszyty Uniwersyteckie UAM, **5**, 81 (1962).

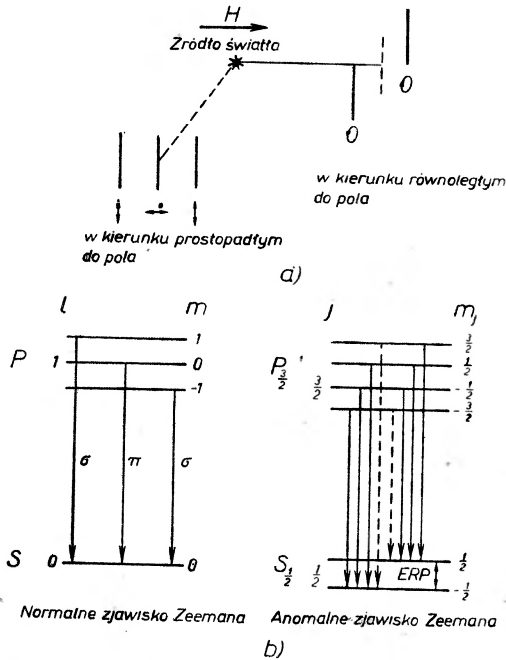
J. Stankowski

Instytut Fizyki PAN, Zakład Dielektryków
Poznań

Elektronowy rezonans paramagnetyczny — ERP

Wstęp

Zeeman stwierdził, że linie widmowe atomów emitujących światło w stałym polu magnetycznym ulegają rozszczepieniu [1]. Wielkość rozszczepienia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola magnetycznego. Liczba linii powstałych w polu magnetycznym zależy od kierunku obserwacji emitowanego światła w stosunku do kierunku pola magnetycznego. Zamiast jednej linii odpowiadającej przejściu od stanu P do stanu S , w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego, obserwujemy trzy linie, natomiast w kierunku równo-



Rys. 1. (a) Schemat doświadczenia Zeemana; (b) Układ poziomów energetycznych w normalnym i anomalnym zjawisku Zeemana

ległym tylko dwie linie (rys. 1a). W spektroskopii taką trójkę i dwójkę nazywamy tripletem i dubletem. W nieprzesuniętej linii tripletu wektor elektryczny drga równoległe do kierunku pola magnetycznego (składowa π). Drganie wektora elektrycznego w dwóch przesuniętych liniach zachodzą w kierunku prostopadłym do pola (składowe σ). Światło obu składowych dubletu jest spolaryzowane kołowo. Wy tłumaczenie tego efektu podał Lorentz na gruncie elektrodynamiki klasycznej. Z teorii Lorentza wynika, że przesunięcie linii w zjawisku Zeemana jest proporcjonalne do natężenia pola magnetycznego:

$$\Delta\nu = -\frac{e}{4\pi mc} H_0,$$

gdzie e oznacza ładunek elektronu, m — masę elektronu, c — prędkość światła, H_0 — natężenie pola magnetycznego. Przesunięcie to, związane z orbitalnym momentem magnetycznym elektronu w atomie, nazywa się *normalnym zjawiskiem Zeemana*. Oprócz orbitalnego momentu magnetycznego, elektron posiada także spinowy moment magnetyczny. Powoduje to zwiększenie liczby linii; z tripletu powstaje sekstet, z dubletu kwadruplet. Takie rozszczepienie nazywamy *anomalnym zjawiskiem Zeemana*. Mechanika kwantowa w prosty sposób tłumaczy tak normalny jak i anomalny efekt Zeemana. Jeśli przez j , l oraz m_j oznaczymy liczby kwantowe określające całkowity moment pędu elektronu, jego orbitalny moment pędu oraz rzut całkowitego momentu pędu elektronu na kierunek pola magnetycznego, to reguły wyboru dla przejść między poziomami przedstawionymi na rys. 1b mają postać:

$$\Delta m_j = \pm 1; \quad \Delta j = 0, \pm 1; \quad \Delta l = \pm 1.$$

W dalszym ciągu będziemy zajmowali się przejściami związanymi ze zmianą orientacji spinu elektronu znajdującego się na najniższym poziomie orbitalnym i dlatego zamiast wyżej podanych reguł wyboru możemy napisać prostszą ich postać:

$$\Delta m_j = \Delta m_s = \pm 1.$$

Ponieważ odległości między poziomami, różniącymi się jedynie spinową liczbą magnetyczną m_s , są niewielkie nawet przy polach rzędu tysiąca erstedów, przejścia między tymi poziomami zachodzą dla częstości radiowych. Absorpcję lub emisję kwantów towarzyszącą przejściom między zeemanowskimi poziomami energetycznymi, tj. poziomami różniącymi się spinową liczbą magnetyczną, nazywamy *elektronowym rezonansem paramagnetycznym* i oznaczamy skrótem *ERP*.

Odkrycia elektronowego rezonansu paramagnetycznego dokonał Zawojcki [2], który po raz pierwszy zaobserwował absorpcję rezonansową w solach paramagnetycznych, a pierwszą teorię zjawiska podał Frenkel [21]. Badanie *ERP* wchodzi w zakres radiospektroskopii, tj. spektroskopii częstości radiowych. Elektronowy rezonans paramagnetyczny stanowi rozbudowaną dziedzinę badań i są mu poświęcone liczne monografie [3, 4, 7, 19] oraz artykuły o charakterze monograficznym [5, 6].

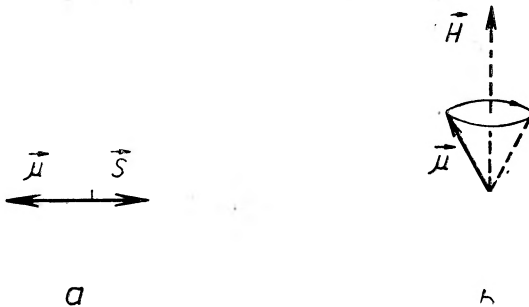
Zjawisko elektronowego rezonansu paramagnetycznego

ERP występuje wtedy, gdy zmienia się spinowa magnetyczna liczba kwantowa, tj. gdy ulega zmianie orientacja wypadkowego spinu atomu. Aby wyjaśnić zjawisko elektronowego rezonansu paramagnetycznego posłużmy się przykładem atomu z jednym nieskompensowanym elektronem. Atom ten ma spin połówkowy i magnetyczna liczba kwantowa może mieć tylko dwie wartości: $m = +1/2$ oraz $m = -1/2$. Ze spinem s związany jest moment magnetyczny atomu

$$\vec{\mu} = -2,00229 \vec{s}.$$

Obydwa wektory momentu magnetycznego $\vec{\mu}$ i spinu \vec{s} są względem siebie antyrównoległe (rys. 2a) i w polu magnetycznym stan $m_s = +1/2$ ma wyższą energię od stanu $m_s = -1/2$. Moment magnetyczny w stałym polu magnetycznym wykonuje ruch precesyjny (rys. 2b), bowiem spin każdego elektronu tworzy kąt Θ_{m_s} z kierunkiem stałego pola magnetycznego, którego wartość określa związek

$$\cos \Theta_{m_s} = \frac{m_s}{\sqrt{S(S+1)}}.$$



Rys. 2. Spin S oraz moment magnetyczny $\vec{\mu}$ elektronu; (a) wzajemna orientacja \vec{S} i $\vec{\mu}$, (b) precesja momentu $\vec{\mu}$ w stałym polu magnetycznym

Dla elektronu $s = 1/2$, $m_s = +1/2$ lub $m_s = -1/2$, kąt przyjmuje więc dwie różne wartości: $\Theta_{+1/2} = 55^\circ$ lub $\Theta_{-1/2} = 125^\circ$. Częstota ω_0 określa związek Larmora

$$\omega_0 = \gamma H_0, \quad (1)$$

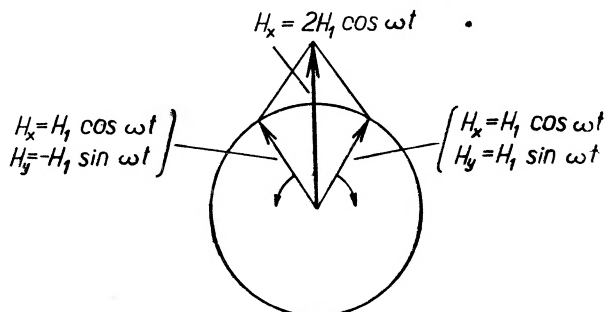
gdzie γ jest współczynnikiem magnetogyrycznym, wyznaczonym przez stosunek momentu magnetycznego do spinu elektronu. Równanie ruchu momentu magnetycznego $\vec{\mu}$ w stałym polu magnetycznym H_0 ma następującą postać:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma(\vec{\mu} \times \vec{H}_0). \quad (2)$$

Prostopadle do kierunku stałego pola magnetycznego przykładamy szybkozmienne pole magnetyczne. Pole to zapisujemy w postaci $H_x = 2H_1 \cos \omega t$

i dalej będziemy je traktowali jako wynik nałożenia się dwóch pól kołowych (rys. 3):

$$\begin{cases} H_x = H_1 \cos \omega t \\ H_y = H_1 \sin \omega t \end{cases} \quad \text{i} \quad \begin{cases} H_x = H_1 \cos \omega t \\ H_y = -H_1 \sin \omega t \end{cases}$$



Rys. 3. Składanie dwóch drgań kołowo spolaryzowanych

W zjawisku rezonansu bierze udział składowa obracająca się w kierunku precesji momentu magnetycznego $\vec{\mu}$, gdyż tylko ta składowa obracając się z częstością Larmora oddziałuje z obracającym się momentem magnetycznym. Dla częstości różnych od częstości Larmora składowa ta oraz składowa poruszająca się w przeciwnym kierunku słabo oddziałują z momentem $\vec{\mu}$ i oddziaływanie to możemy zaniedbać. Równanie (2) jest słuszne w nieruchomym układzie współrzędnych. Opis zjawiska rezonansu staje się szczególnie prosty, gdy rozważać je będziemy w obracającym się układzie współrzędnych, związanym ze składową pola wysokiej częstości wirującą w kierunku precesji momentu $\vec{\mu}$ w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku stałego pola magnetycznego. Związek transformacyjny

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \left(\frac{d\vec{\mu}}{dt} \right)_{\text{wir}} + \vec{\omega} \times \vec{\mu}$$

pozwala przeprowadzić równanie (2) od nieruchomego układu współrzędnych do wirującego układu współrzędnych. W ruchomym układzie współrzędnych równanie ruchu momentu $\vec{\mu}$ ma następującą postać:

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt} \right)_{\text{wir}} = \gamma \vec{\mu} \times \left(\vec{H}_0 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma} \right). \quad (3)$$

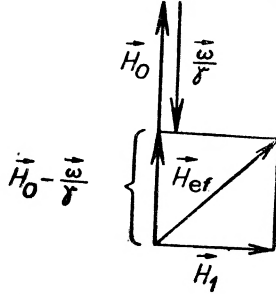
Pole magnetyczne

$$\vec{H}_{\text{ef}} = \vec{H}_0 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}$$

nazywamy polem efektywnym działającym na moment magnetyczny w ruchomym układzie współrzędnych. W obszarze rezonansu musimy uwzględnić pole wysokiej częstości H_1 i wtedy wartość pola efektywnego możemy zapisać w postaci:

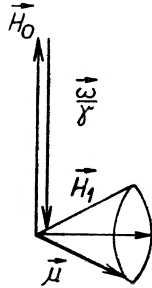
$$H_{\text{ef}} = \sqrt{\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + H_1^2}. \quad (4)$$

Rys. 4 ilustruje jak zmienia się pole efektywne, gdy częstość obrotów ruchomego układu, a zatem i częstość pola przemiennego, zbliża się do częstości Larmora. Kiedy $H_0 - \frac{\omega}{\gamma} = 0$, pole efektywne jest równe \vec{H}_1 i precesja momentu magnetycznego μ odbywa się dookoła H_1 (rys. 5). Jest to przypadek rezonansu



Rys. 4. Efektywne pole magnetyczne w pobliżu rezonansu

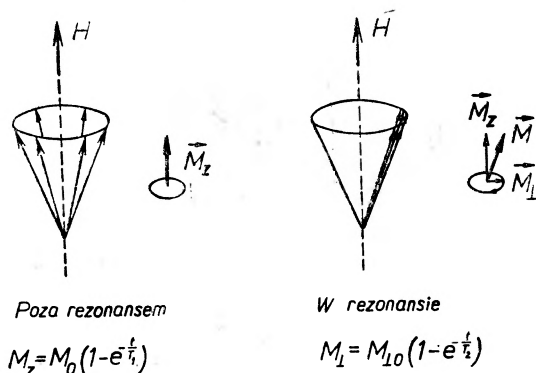
Zmienia się wówczas orientacja momentu $\vec{\mu}$ w stosunku do stałego pola magnetycznego \vec{H}_0 . Częstość precesji $\vec{\mu}$ dookoła pola \vec{H}_1 jest tyle razy mniejsza od ω_0 , ile razy H_1 jest mniejsze od H_0 .



Rys. 5. Efektywne pole magnetyczne w chwili rezonansu

Dotąd rozważaliśmy jeden izolowany spin \vec{s} i związany z nim moment magnetyczny $\vec{\mu}$. Zjawisko rezonansu w układzie spinów jest bardziej skomplikowane, gdyż zmiana orientacji układu spinów nie następuje natychmiast, lecz po pewnym czasie — ulega relaksacji. Charakterystykę relaksacji w układzie spinów podają dwa czasy wprowadzone przez Blocha [20]: czas relaksacji podłużnej T_1 oraz czas relaksacji poprzecznej T_2 . Wiemy, że po przyłożeniu stałego pola magnetycznego \vec{H}_0 uzyskujemy pewien moment magnetyczny próbki \vec{M}_z z kierunku tego pola. Ustalenie się \vec{M}_z po przyłożeniu pola \vec{H}_0 oraz znikanie \vec{M}_z po usunięciu pola \vec{H}_0 charakteryzuje czas relaksacji podłużnej T_1 . Składowa momentu magnetycznego \vec{M}_1 w kierunku prostopadłym do pola \vec{H}_0 jest równa zero. Dzieje się tak, ponieważ momenty magnetyczne poszczególnych atomów wykonują nieskoordynowany ruch precesyjny; faza precesji każdego

momentu $\vec{\mu}$ jest przypadkowa i próbka posiada tylko składową polaryzacji równoległą do \vec{H}_0 (rys. 6). W rezonansie wszystkie momenty magnetyczne wykonują ruch precesyjny o takiej samej fazie. Pojawia się prostopadła składowa momentu magnetycznego \vec{M}_\perp , ponieważ wektor wypadkowego momentu \vec{M} próbki wykonuje precesję z częstotliwością Larmora. Uzgodnienie fazy poszczególnych momentów magnetycznych nie następuje natychmiast po osiągnięciu



Rys. 6. Grupowanie fazowe precesujących momentów magnetycznych

rezonansu, lecz z czasem relaksacji T_2 (rys. 6). Czas relaksacji podłużnej T_1 informuje nas, jak silne jest oddziaływanie momentów magnetycznych z otoczeniem i dlatego nazywa się go niekiedy czasem relaksacji spin-siatka. Czas relaksacji poprzecznej T_2 zależy od wzajemnego oddziaływania momentów magnetycznych i dlatego nazywa się go niekiedy czasem relaksacji spin-spin.

Po uwzględnieniu relaksacji równanie ruchu momentu magnetycznego całej próbki paramagnetycznej przyjmuje następującą postać:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \vec{i} \frac{M_x}{T_2} - \vec{j} \frac{M_y}{T_2} - \vec{k} \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (5)$$

Jest to słynne *równanie Blocha*. M_0 jest ustaloną wartością momentu próbki w kierunku stałego pola magnetycznego \vec{H}_0 . Kładąc $\vec{H} = \vec{k}H_0 + \vec{i}2H_1 \cos \omega t$ i rozwiązując równanie (5) otrzymujemy rzeczywistą oraz urojoną część podatności magnetycznej χ :

$$\chi' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 \frac{(\omega_0 - \omega) T_2^2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 T_1 T_2 H_1^2} \quad (6)$$

$$\chi'' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 \frac{T_2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 T_1 T_2 H_1^2}. \quad (6a)$$

Pierwsze równanie opisuje dyspersję, drugie absorpcję. Podczas badania elektronowego rezonansu paramagnetycznego możemy obserwować sygnał w postaci dyspersji lub absorpcji, w zależności od tego, czy urządzenie rejestrujące sygnał jest czułe na fazę, czy na amplitudę. Gdy stosujemy podwójną modulację pola

magnetycznego otrzymujemy sygnał w postaci pochodnej krzywej absorpcji. Do zagadnień związanych z podwójną modulacją powrócimy jeszcze później.

Energia momentu magnetycznego w stałym polu magnetycznym \vec{H}_0 jest równa:

$$W = g\beta H_0 m_s. \quad (7)$$

gdzie β jest magnetonem Bohra, g — współczynnikiem Landego, który dla swobodnego elektronu wynosi 2,0023. Reguła wyboru zezwala na przejście, gdy $\Delta m_s = \pm 1$ i stąd zmianę energii podczas ERP określa wyrażenie:

$$\Delta W = \pm g\beta H_0. \quad (8)$$

Znak „+“ odpowiada absorpcji, znak „-“ emisji kwantu $h\nu_0$. Gdy częstość drgań pola przemiennego wyrazimy w megahercach, a natężenie pola magnetycznego w erstedach, warunek ERP dla swobodnego elektronu ma postać:

$$\nu_0[\text{MHz}] = 2,8 H_0[\text{Oe}]. \quad (9)$$

Widmo elektronowego rezonansu paramagnetycznego

W badaniach metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego wyznaczamy cztery parametry charakteryzujące widmo ERP:

- współczynnik g ,
- wielkość subtelnego rozszczepienia,
- wielkość nadsubtelnego rozszczepienia,
- szerokość linii rezonansowej.

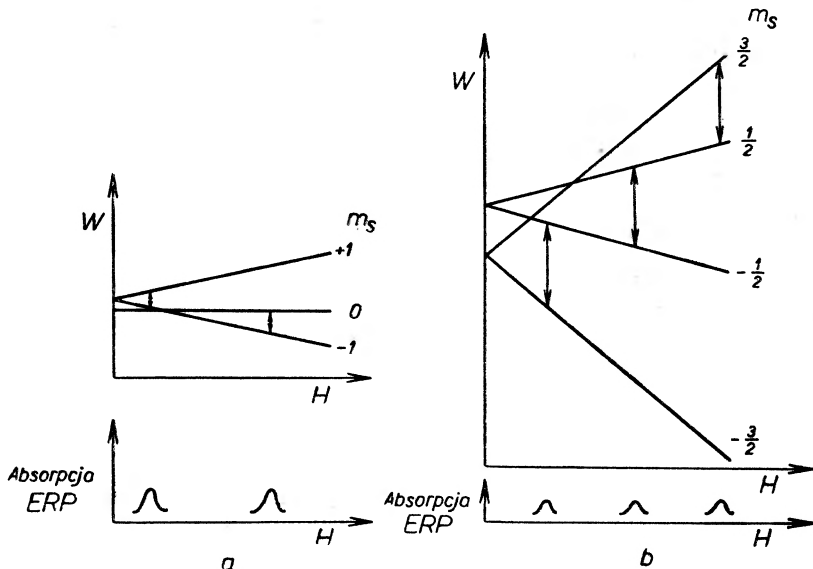
Informują one o oddziaływaniu nieskompensowanego elektronu z otoczeniem.

a) Współczynnik g , którego wartość dla swobodnego elektronu jest bliska 2, w różnych kryształach paramagnetycznych zmienia się od 1 do 6. Współczynnik ten informuje o oddziaływaniu orbitalnego i spinowego momentu pędu elektronu. Współczynnik g jest tym bliższy 2, im większe jest rozszczepienie orbitalnych poziomów energetycznych. We wzorze wyrażającym g :

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (10)$$

przy dużej odległości między poziomami orbitalnymi, możemy przyjąć $L = 0$ i $J = S = 1/2$. Przypadek ten odpowiada „zamrożonemu“ momentowi orbitalnemu; w silnym polu krystalicznym następuje rozerwanie sprzężenia $S-L$ i kwantowanie przestrzenne dotyczy oddzielnie S i L bez udziału J . Tę właściwość mają elektrony wolnych rodników. Obecność kowalentnych wiązań w wolnych rodnikach sprawia, że na nieskompensowany elektron działa bardzo silne pole elektryczne. Powoduje ono usunięcie degradacji orbitalnych poziomów energetycznych w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego. Sprzężenie spin-orbita jest bardzo słabe i nieskompensowany elektron jest niemal swobodny. Dla wszystkich wolnych rodników współczynnik g jest bliski 2 [7].

b) Pole wewnętrzne kryształu może usunąć degradację również spinowych poziomów energetycznych elektronu, gdy wypadkowy spin jonu paramagnetycznego jest większy od $1/2$, tj. wynosi 1 , $3/2$, itd. Dla jonu paramagnetycznego posiadającego spin $S = 1$ w wewnętrznym polu kryształu nastąpi rozsuniecie poziomów $m_S = 0$ i $m_S = 1$, a dla jonu posiadającego spin $S = 3/2$ ulegają rozsunieciu poziomy $m_S = 1/2$ i $m_S = 3/2$. Przy stałej częstotliwości pola



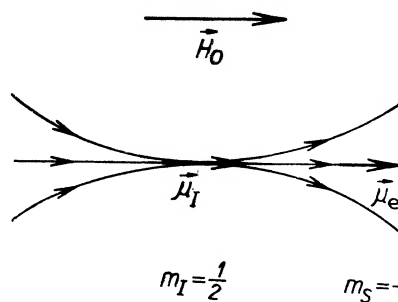
Rys. 7. Subtelna struktura poziomów ERP: (a) dla $S = 1$. (b) dla $S = 3/2$

przemiennego i przy zmianie natężenia pola magnetycznego w pierwszym przypadku uzyskujemy dwie linie elektronowego rezonansu paramagnetycznego, w drugim trzy. Przypadek pierwszy ma miejsce dla jonu niklu Ni^{2+} (rys. 7a), drugi dla jonu Cr^{3+} (rys. 7b) znajdujących się w polu krystalicznym o symetrii osiowej, gdy pole magnetyczne jest równoległe do osi symetrii kryształu. Jest to przykład subtelnej struktury widma elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Wielkość rozszczepienia subtelnego mierzymy rozsunieniem poziomów energetycznych dla zerowego pola magnetycznego. Oznacza się je zwykle przez $2D$.

c) Nadsubtelna struktura linii elektronowego rezonansu paramagnetycznego jest wynikiem oddziaływania magnetycznych momentów jądra i elektronu. Można ją objaśnić rozważając oddziaływanie dwu momentów magnetycznych leżących wzdłuż jednej prostej. Spin elektronu i związany z nim moment magnetyczny są antyrównoległe (rys. 2a), natomiast spin i moment magnetyczny jądra są do siebie równoległe. Gdy momenty magnetyczne elektronu $\vec{\mu}_e$ i jądra $\vec{\mu}_I$ są równoległe, pole magnetyczne działające na $\vec{\mu}_e$ jest powiększone o wartość pochodzącą od momentu $\vec{\mu}_I$ (rys. 8). Energię $\vec{\mu}_e$ w polu magnetycznym \vec{H}_0 określa związek:

$$W = -\vec{\mu}_e \cdot \vec{H}_0. \quad (11)$$

W tablicy I przedstawiono wszelkie możliwe orientacje momentów $\vec{\mu}_e$ i $\vec{\mu}_I$ w najprostszym przypadku: $S = 1/2$ i $I = 1/2$ oraz zmianę natężenia pola magnetycznego \vec{H} w miejscu gdzie znajduje się moment $\vec{\mu}_e$ i spowodowane tym zmiany zeemanowskich poziomów energetycznych. Zaniedbano tutaj energie jądra



Rys. 8. Pole magnetyczne jądra $\vec{\mu}_I$ zakłóca pole \vec{H}_0 działające na moment magnetyczny elektronu $\vec{\mu}_e$

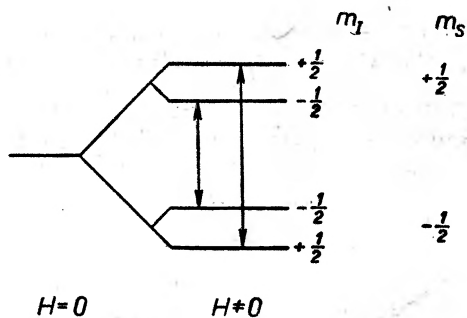
Tablica I

\vec{H}_0	$\vec{\mu}_e$	$\vec{\mu}_I$	m_S	m_I	ΔH	W
→	→	→	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\Delta H$	$W_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} = -\mu_e H_0 - \mu_e \Delta H$
→	→	←	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\Delta H$	$W_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = -\mu_e H_0 + \mu_e \Delta H$
→	←	→	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\Delta H$	$W_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} = \mu_e H_0 + \mu_e \Delta H$
→	←	←	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\Delta H$	$W_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = \mu_e H_0 - \mu_e \Delta H$

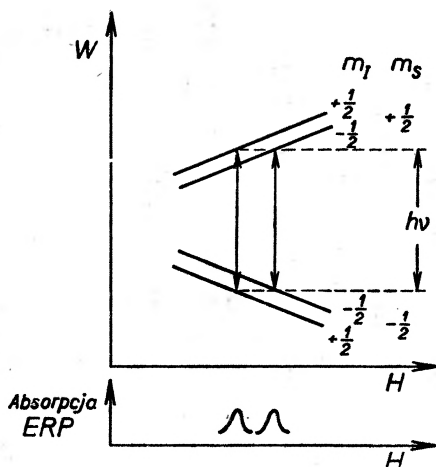
w stałym polu magnetycznym. Dodatek $\mu_e \Delta H = 1/4 A$ charakteryzuje nadsubtelne rozszczepienie. Stałą A nazywamy stałą nadsubtelnego rozszczepienia. Na rys. 9 pokazano poziomy energetyczne wynikające z nadsubtelnego rozszczepienia. Dla przejść elektronowego rezonansu paramagnetycznego mamy następujące reguły wyboru:

$$\Delta m_S = \pm 1 \quad \text{oraz} \quad \Delta m_I = 0.$$

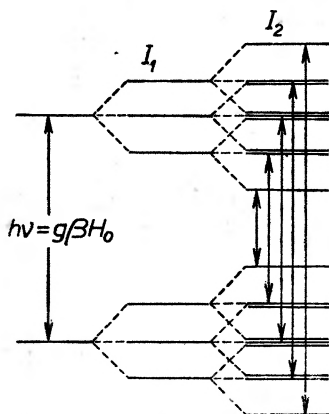
Przy ustalonej częstotliwości pola przemiennej, podczas zmiany pola magnetycznego, uzyskujemy dwie linie nadsubtelnej struktury (rys. 10). Przykładem skomplikowanej struktury nadsubtelnej jest linia ERP uzyskana dla $10^{-3}N$ roztworu wolnego rodnika DFPH (dwufenylo-pikrylo-hydrazylu). W tym wolnym rodniku nieskompensowany elektron oddziałuje z dwoma jądrami azotu ^{14}N , z których każde ma spin $I = 1$. Na rys. 11 pokazano nadsubtelną strukturę poziomów energetycznych elektronu. Jądro pierwszego azotu o spinie I_1 rozszczepia na trzy każdy poziom spinowy. Każdy powstały w ten sposób poziom energetyczny rozszczepia się dalej na trzy poziomy pod działaniem



Rys. 9. Nadsubtelna struktura poziomów energetycznych elektronu wywołana obecnością jednego protonu



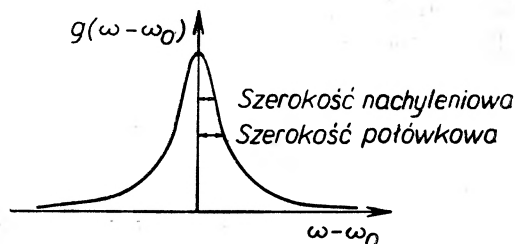
Rys. 10. Powstanie nadsubtelnej struktury linii ERP w przypadku $I = \frac{1}{2}$



Rys. 11. Nadsubtelna struktura poziomów energetycznych w DFPH

spinu drugiego jądra azotu I_2 . Ponieważ reguły wyboru zezwalają tylko na przejścia, dla których $\Delta m_I = 0$, uzyskujemy pięć linii nadsubtelnej struktury.

d) Kształt linii elektronowego rezonansu paramagnetycznego zależy od wielu oddziaływań. Najważniejszymi z nich są: oddziaływanie spin-spin, spin-siatka oraz oddziaływanie wymienne. Zajmijmy się teraz matematycznym opisem kształtu linii bez dyskusowania wymienionych oddziaływań określających szerokość linii.



Rys. 12. Funkcja kształtu linii ERP

W radiospektroskopii rozważamy dwa typy kształtu linii: linię typu Gaussa i linię typu Lorentza. Jeśli przez $g(\omega - \omega_0)$ oznaczmy funkcję kształtu linii (rys. 12) spełniającą równanie

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega - \omega_0) d\omega = 1,$$

to dla linii typu Gaussa i Lorentza uzyskamy kolejno wyrażenia:

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{T_2}{\pi} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{T_2}} \quad (12a)$$

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{\frac{T_2}{\pi}}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (12b)$$

Szerokość połówkowa linii, będąca najczęściej używaną charakterystyką szerokości linii rezonansowej, dla typu Gaussa i Lorentza jest równa odpowiednio:

$$\Delta\omega_{1/2} = (\pi \ln 2)^{1/2} \frac{1}{T_2}, \quad (13a)$$

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{1}{T_2}. \quad (13b)$$

Badając elektronowy rezonans paramagnetyczny za pomocą spektrometru z podwójną modulacją otrzymujemy linię w postaci pochodnej krzywej absorpcji (rys. 17). W tym przypadku określamy szerokość nachyleniową jako odległość, w skali częstości lub natężenia pola magnetycznego, między środkiem

krzywej absorpcji i punktem jej największego nachylenia. Dla linii o kształcie Gaussa i Lorentza szerokości nachyleniowe podają związki:

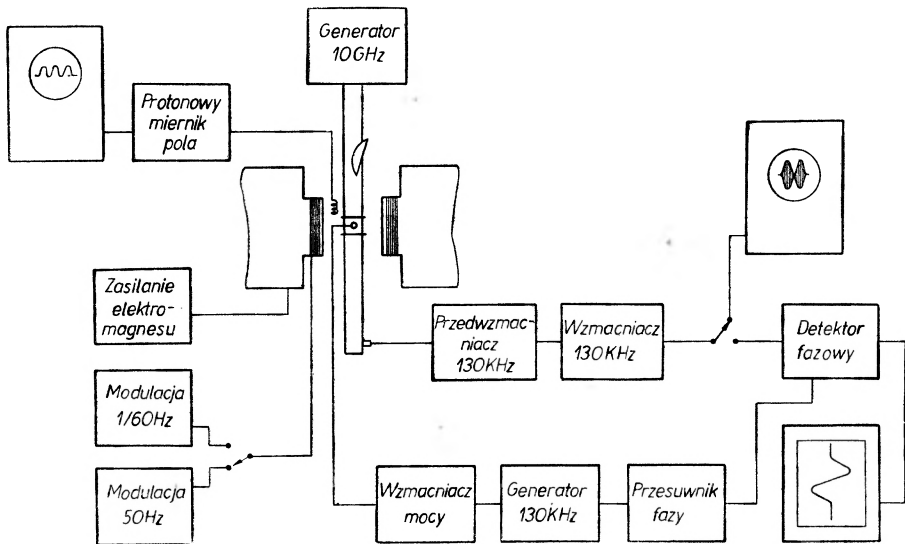
$$\Delta\omega_G = \frac{1}{T_2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (14a)$$

$$\Delta\omega_L = \frac{1}{T_2 \sqrt{3}}. \quad (14b)$$

W praktyce spotykamy linie zbliżone do typu Gaussa lub Lorentza, a niekiedy część krzywej jest typu Gaussa, część natomiast jest typu Lorentza.

Spektrometr z podwójną modulacją [18]

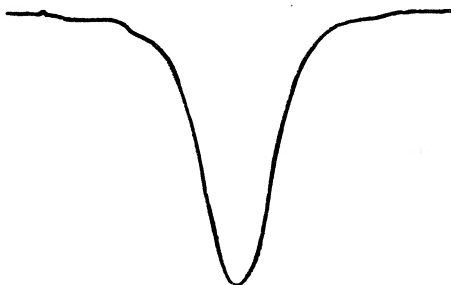
Ogólny schemat spektrometru transmisyjnego *ERP* typu Ingrama [7] z podwójną modulacją pola magnetycznego przedstawia rys. 13. Źródłem mikrofal jest generator, pracujący w pasmie częstości od 9,90 do 9,99 GHz:



Rys. 13. Schemat blokowy transmisyjnego spektrometru mikrofalowego z podwójną modulacją pola magnetycznego

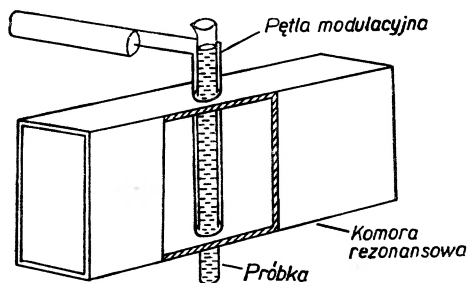
Energia mikrofalowa przechodzi przez prostokątną komorę rezonansową typu H_{102} do detektora. Komora rezonansowa, zawierająca próbkę badanej substancji paramagnetycznej, znajduje się w polu magnetycznym wytwarzanym przez elektromagnes. Natężenie pola magnetycznego można zmieniać od 0 do 6 kOe. Jeśli podczas zmiany pola magnetycznego zostanie spełniony warunek rezonansu, próbka paramagnetyczna pochłania energię mikrofalową i na detektorze obserwujemy zmniejszenie się sygnału. Silne sygnały *ERP* można rejestrować, łącząc detektor z samopisem. Uzyskamy wtedy linię przedstawioną na rys. 14.

W celu zwiększenia czułości spektrometru stosuje się modulację pola magnetycznego z pośrednią częstotliwością. W zbudowanym spektrometrze modulację pośredniej częstotliwości (130 kHz) uzyskuje się za pomocą pętli umieszczonej w komorze rezonansowej. Sposób umieszczenia pętli w komorze pokazano



Rys. 14. Sygnał absorpcji ERP w DFPH

na rys. 15. Zastosowanie dodatkowej modulacji pozwala na użycie wąskopasmowego wzmacniacza pośredniej częstotliwości na wyjściu z detektora. Wzrasta wtedy stosunek sygnału do szumu. Wynika to z faktu, że stosunek sygnału do szumu jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości pasma przenoszenia wzmacniacza.

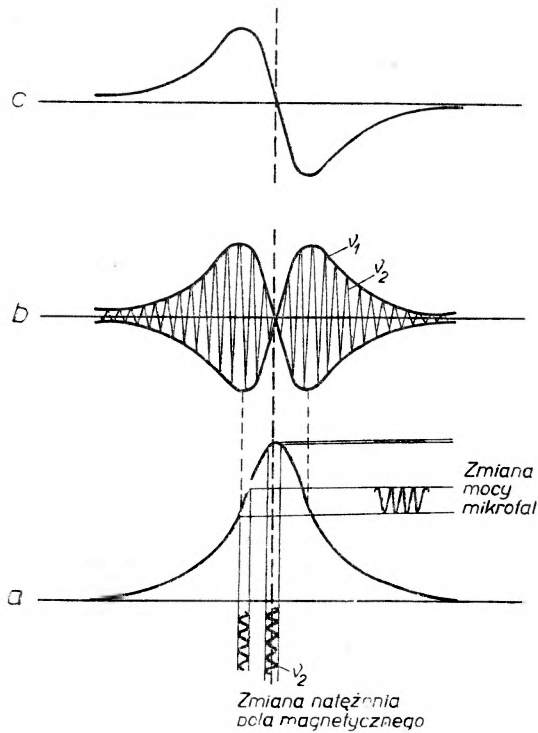


Rys. 15. Sposób umieszczenia pętli modulacyjnej w prostokątnej komorze rezonansowej z falą typu TE_{102}

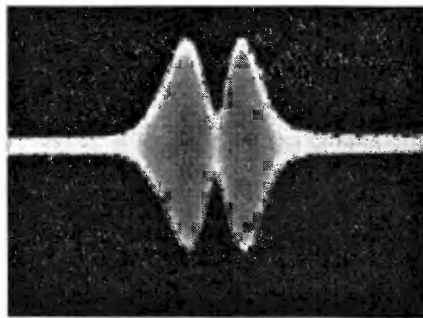
Na rys. 16 przedstawiono zasadę podwójnej modulacji. Pole magnetyczne moduluje się z dwiema częstotliwościami ν_1 i ν_2 . Gdy pole magnetyczne z małą częstotliwością ν_1 przechodzi przez linię rezonansową ERP, pole magnetyczne wytworzone przez pętlę moduluje moc mikrofalową z częstotliwością ν_2 . Amplituda sygnału pośredniej częstotliwości na detektorze jest proporcjonalna do $\frac{d\chi''}{dH}$ i dlatego na ekranie oscylografu uzyskamy przebieg pokazany na rys. 16b. Środek linii rezonansowej znajduje się między dwoma maksimumami odpowiadającymi punktami największego nachylenia krzywej absorpcji. Rys. 17 przedstawia zdjęcie sygnału ERP uzyskanego przy powolnej modulacji $\nu_1 = 50$ Hz oraz przy modulacji pośredniej częstotliwości $\nu_2 = 130$ kHz.

W celu dalszego zwiększenia czułości spektrometru stosuje się detektor fazowy. Modulacja pośredniej częstotliwości odbywa się przy pomocy stabilnie pracującego generatora. Część jego energii, poprzez przesuwnik fazy, dopro-

wadza się jako sygnał odniesienia do detektora fazowego. Z tym sygnałem porównujemy sygnał uzyskany ze wzmacniacza pośredniej częstotliwości. Napięcie uzyskane na wyjściu detektora jest proporcjonalne do amplitudy oraz różnicy

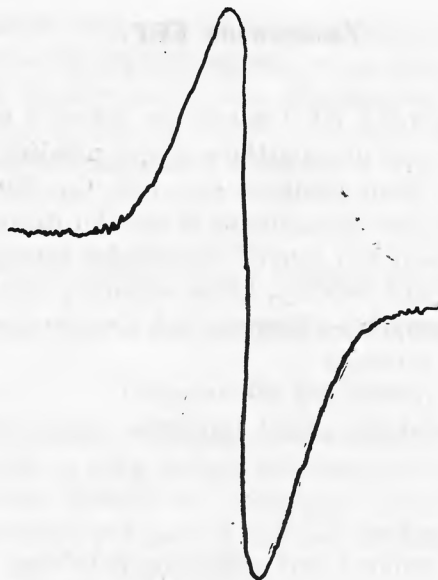


Rys. 16. Zasada podwójnej modulacji: (a) sygnał absorpcji, (b) sygnał uzyskany przy użyciu wąskopasmowego wzmacniacza pośredniej częstotliwości, (c) sygnał uzyskany przy detekcji fazowej



Rys. 17. Linia ERP uzyskana przy wzmocnieniu selektywnym

faz obu sygnałów. Przy powolnym przechodzeniu przez rezonans otrzymujemy krzywą pokazaną na rys. 18. Za pomocą opisanego spektrometru można wykryć sygnał ERP w próbce zawierającej 10^{14} spinów DFPH. Na rys. 19 przedstawiono bardzo ciekawe widmo elektronowego rezonansu paramagnetycznego uzyskane dla kryształów siarczanu trójglicyny.



Rys. 18. Linia ERP dla węgla kamiennego uzyskana przy detekcji fazowej



Rys. 19. Widmo ERP kryształu siarczanu trójglicyny, naświetlonego promieniowaniem γ kobaltu ^{60}Co

Zastosowanie ERP

Substancje badane metodą *ERP* należą do jednej z niżej podanych grup:

1. Ciała zawierające jony pierwiastków grupy przejściowej (np. Cr, Ni, Co, Fe) i jony pierwiastków ziem rzadkich (np. Sm, Gd, Eu).
2. Kryształy z zerwanymi wiązaniami w wyniku działania promieniowania radioaktywnego, deformacji lub innych czynników zewnętrznych.
3. Kryształy zawierające defekty, które stanowią elektrony znajdujące się w lukach po jonach ujemnych — *F*-centra lub dziury znajdujące się w lukach po jonach dodatnich — *V*-centra.
4. Półprzewodniki z poziomami donorowymi.
5. Metale i półprzewodniki (*ERP* uzyskuje się na elektronach przewodnictwa).
6. Wolne rodniki.
7. Ciała ferromagnetyczne.

Każda z tych grup stanowi dziś oddzielną dziedzinę badań *ERP*.

Zjawisko Overhausera

Elektronowy rezonans paramagnetyczny w połączeniu z jądrowym rezonansem paramagnetycznym (*JRP*) stanowi jedną z metod polaryzacji jąder [8]. Na tę możliwość zwrócił uwagę Overhauser [9] w 1953 roku. Zjawisko Overhausera jest związane z oddziaływaniem spinowym momentów elektronu i jądra. Łączą się tutaj dwie techniki: *ERP* i *JRP*. Do zaobserwowania tego zjawiska trzeba użyć generatora nasycającego przejście *ERP* oraz zastosować wskaźnik sygnału *JRP*. Zjawisko Overhausera polega na tym, że podczas nasycania przejść elektronowego rezonansu paramagnetycznego rośnie polaryzacja jąder, a z nią sygnał jądrowego rezonansu paramagnetycznego. Zjawisko to przewidziane przez Overhausera teoretycznie, zaobserwowali po raz pierwszy Carwer i Slichter [10] w metalicznym licie. Do nasycenia przejść *ERP* stosowali pięćdziesięciowatowy generator o częstotliwości 84 MHz. Detektor *JRP* pracował przy częstotliwości 50 kHz. Próbką znajdowała się ponadto w stałym polu magnetycznym o natężeniu około 30 erstedów wytworzonym przez cewki Helmholtza. Po nasyceniu przejść *ERP* autorzy zaobserwowali stokrotne zwiększenie się sygnału *JRP*.

Aby opisać efekt Overhausera trzeba w hamiltonianie nieskompensowanego elektronu uwzględnić człon wymiennego oddziaływania spinów elektronu i jądra:

$$V = \frac{16}{3} \pi \frac{\beta \beta_I}{I} \hat{S} \hat{I} \delta(\vec{r}), \quad (15)$$

gdzie β i β_I są odpowiednio magnetonami: Bohra i jądrowym, \hat{S} i \hat{I} — operatorami spinowymi elektronu i jądra, zaś $\delta(r)$ — funkcją Diraca. W wyrażeniu

tym \vec{r} oznacza odległość elektronu od jądra. Wynika stąd, że tylko elektrony znajdujące się w stanie s mogą oddziaływać w sposób wyżej opisany z jądrem, gdyż tylko dla tych stanów $|\psi(0)|^2 \neq 0$. Dla stanów p, d, \dots wyrażenie (15) jest równe zeru.

Wyrażenie (15) można napisać w postaci:

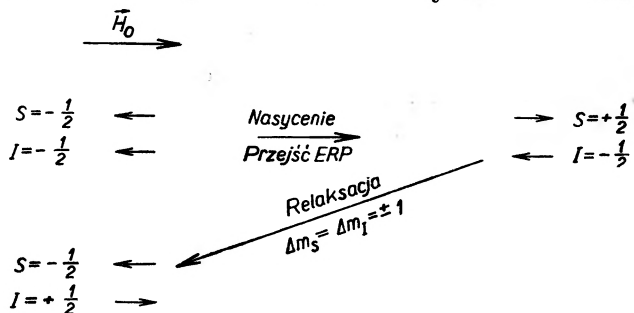
$$V = a\hat{I}\hat{S}, \quad (16)$$

gdzie $a = \frac{16}{3}\pi\frac{\beta\beta_I}{I}\delta(\vec{r})$. Wyrażenie (16) jest izotropowe i $(S_x + I_x)$ jest całkową rzędową.

Z zasady zachowania momentu pędu wynika następująca reguła wyboru:

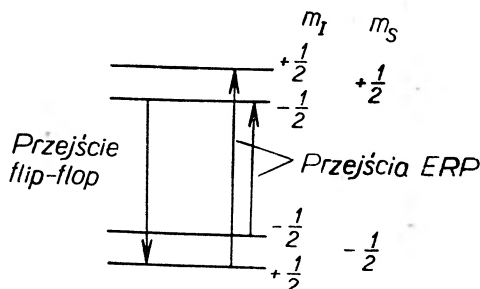
$$\Delta m_S = -\Delta m_I = \pm 1,$$

gdzie m_S i m_I są wartościami własnymi operatorów \hat{S}_z i \hat{I}_z . Zmiana orientacji spinu elektronu pociąga za sobą zmianę orientacji spinu jądra. Przejście takie będziemy dalej nazywali przejściem podwójnym niezgodnym (*flip-flop*), ponieważ wartości magnetycznych liczb kwantowych elektronu i jądra zmieniają



Rys. 20. Schematyczne przedstawienie zjawiska Overhausera

się w przeciwnych kierunkach. Rozpatrzmy najprostszy przypadek, gdy $S = 1/2$ oraz $I = 1/2$. Jeśli elektron przechodzi w sposób relaksacyjny (tylko podczas relaksacji realizują się przejścia podwójne) ze stanu $+1/2$ do stanu $-1/2$, to



Rys. 21. Przejścia ERP oraz podwójne niezgodne (*flip-flop*) przejście Overhausera

zmienia się orientacja spinu jądra z $-1/2$ na $+1/2$. Oznacza to, że coraz więcej jąder ma spiny zwrócone w kierunku pola, a więc polaryzacja jąder rośnie. Objasnimy to na schematycznym rysunku (rys. 20). Niech na początku elektron

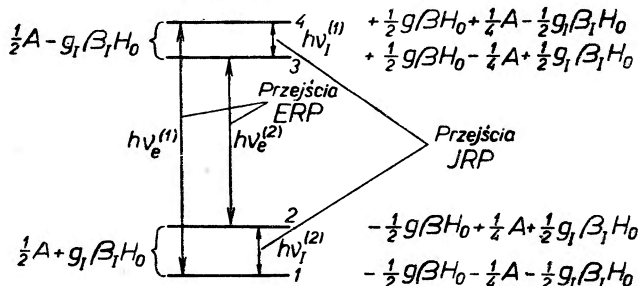
znajduje się w dolnym stanie energetycznym, jądro w górnym. W czasie nasycania przejść *ERP* obowiązuje zwykła reguła wyboru $\Delta m_S = \pm 1$ i $\Delta m_I = 0$. Elektron przechodzi do górnego stanu energetycznego; stan energetyczny jądra nie uległ zmianie. Dopiero w procesie przejścia relaksacyjnego elektronu, realizuje się otrzymana poprzednio reguła wyboru $\Delta m_S = -\Delta m_I = \pm 1$ i podwójne przejście niezgodne. Na rys. 21 widzimy przejścia *ERP* oraz podwójne przejścia niezgodne. W tym przypadku opróżnia się poziom $S = -1/2, I = -1/2$, wzrasta natomiast obsadzenie poziomu $S = -1/2, I = +1/2$, co oznacza wzrost polaryzacji jąder. Polaryzację tę możemy scharakteryzować efektywnym jądrowym współczynnikiem magnetycznym

$$\gamma_{\text{ef}} = \gamma_I + s\gamma_e, \quad (17)$$

gdzie γ_I i γ_e są współczynnikami magnetycznymi jądra i elektronu, a $s = \left[1 + \left(\frac{H_e}{H_I}\right)^2\right]^{-1}$ jest współczynnikiem nasycenia przejść *ERP*, zależnym od natężenia pola wysokiej częstotliwości. Wartość s zmienia się od 0 do 1. Dla całkowitego nasycenia $s = 1$ i $\gamma_{\text{ef}} = \gamma_e$ zaniedbujemy γ_I ponieważ jest on prawie tysiąc razy mniejszy od γ_e . Wynika stąd, że przy nasyceniu *ERP* można prawie tysiąc razy zwiększyć polaryzację jądrową próbki. Metoda polaryzacji jąder przy wykorzystaniu zjawiska Overhausera znajduje zastosowania w fizyce jądrowej oraz w fizyce cząstek elementarnych [11].

Podwójny rezonans paramagnetyczny

Jednoczesne badanie jądrowego i elektronowego rezonansu paramagnetycznego pozwoliło zwiększyć zdolność rozdzielczą spektrometru *ERP*. Nowa metoda, odkryta przez Fehera [12], nazywa się metodą podwójnego rezonansu,



Rys. 22. Układ poziomów energetycznych w metodzie podwójnego rezonansu elektronowo-jądrowego

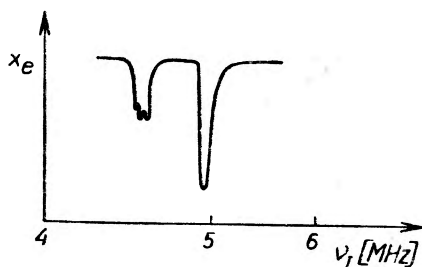
w literaturze angielskiej określana skrótem *ENDOR*¹. Gdy istnieje oddziaływanie spinów elektronu i jądra, i na skutek silnego poszerzenia linii nie obserwujemy nadsubtelnej struktury w widmie *ERP*, podwójny rezonans pozwala na ujawnienie nadsubtelnych oddziaływań. Metodę podwójnego rezonansu

¹ *ENDOR* — elektron nuclear double resonance.

objaśnimy na przykładzie elektronu oddziałującego z jądrem o spinie połowkowym. Mamy wtedy cztery poziomy energetyczne (rys. 22). Między tymi poziomami są możliwe dwa przejścia *ERP* o częstościach $\nu_e^{(1)}$ i $\nu_e^{(2)}$, którym odpowiada reguła wyboru $\Delta m_S = \pm 1$ i $\Delta m_I = 0$, oraz dwa przejścia *JRP* o częstościach $\nu_I^{(1)}$ i $\nu_I^{(2)}$, którym odpowiada reguła wyboru $\Delta m_S = 0$ i $\Delta m_I = \pm 1$. W metodzie podwójnego rezonansu nasycamy przejście *ERP* o częstości $\nu_e^{(1)}$. Wtedy sygnał elektronowego rezonansu paramagnetycznego maleje do zera, ponieważ taka sama liczba elektronów znajduje się w stanach 1 i 4. Po nasyceniu przejścia *ERP* modulujemy częstość generatora powodującego przejścia jądrowego rezonansu paramagnetycznego. Gdy częstość tego generatora będzie równa $\nu_I^{(1)}$, część elektronów zmieni swą energię, przechodząc ze stanu 4 do stanu 3, tak aby oba te stany były jednakowo obsadzone. Znika teraz stan nasycenia przejścia $1 \leftrightarrow 4$ i pojawia się sygnał *ERP*. Podobnie sygnał *ERP* pojawia się dla częstości *JRP* równej $\nu_I^{(2)}$. Uzyskamy zatem dwie linie *ERP* przy częstościach generatora *JRP* równych

$$\nu_I^{(1,2)} = \frac{1}{2}A \mp g_I \beta_I H_0.$$

Można stąd wyznaczyć zarówno stałą nadsubtelnego rozszczepienia A oraz jądrowy współczynnik Landego g_I . Podczas doświadczenia pole magnetyczne H_0 i częstość nasycająca przejście $1 \leftrightarrow 4$ nie ulegają zmianie. Na rys. 23 pokazano wycinek widma otrzymanego przez Fehera [13] dla F centrów wytworzonych w kryształach KCl, odpowiadający oddziaływaniu elektronu z jądrami chloru ^{35}Cl . Na osi odciętych odłożono częstość generatora *JRP*, a na



Rys. 23. Dwie linie *ENDOR* uzyskane przez Fehera dla jądra ^{35}Cl

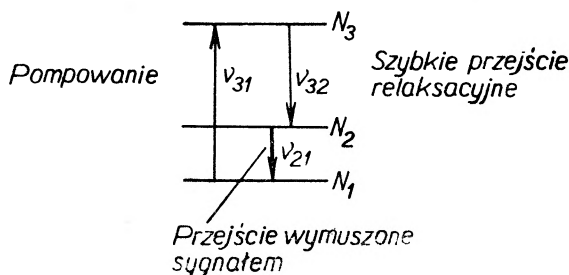
osi rzędnych podatność magnetyczną χ_e . Metoda podwójnego rezonansu wielokrotnie zwiększa zdolność rozdzielczą spektrometru, gdyż zdolność rozdzielczą określają tutaj szerokości linii jądrowego rezonansu paramagnetycznego².

Maser krystaliczny

Maser krystaliczny jest urządzeniem wykorzystującym zjawisko elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Oprócz dużego znaczenia naukowego, znalazł on praktyczne zastosowanie jako wzmacniacz o niskim poziomie szumów [22].

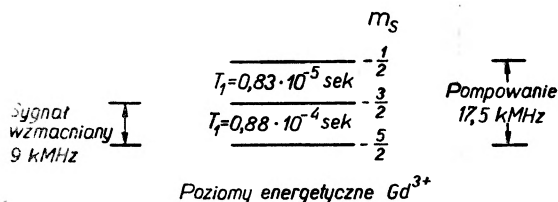
² Metoda podwójnego rezonansu zostanie dokładniej opisana przez F. Kaczmarka w jednym z następujących numerów *Postępów Fizyki*.

Zasadę działania trójpoziomowego masera krystalicznego objaśnia rys. 24. Zaznaczono na nim trzy poziomy energetyczne jonu paramagnetycznego. Za pomocą fali elektromagnetycznej o częstotliwości ν_{31} nasycą się przejście $1 \leftrightarrow 3$ i liczby jonów paramagnetycznych znajdujących się w najwyższym i najniższym stanie energetycznym są sobie równe: $N_1 = N_3$. Przemienne pole magnetyczne o częstotliwości ν_{31} nazywamy polem pompującym, ponieważ „prze-pompowuje” ono jony ze stanu 1 do 3. Ze stanu 3 jony w sposób relaksacyjny,



Rys. 24. Układ poziomów użytych w krystalicznym maserze trójpoziomowym

bardzo szybko, osiągają stan 2. Stan ten jest liczniej obsadzony od najniższego stanu energetycznego, ponieważ czas relaksacji przejścia $2 \leftrightarrow 1$ jest dłuższy od czasu relaksacji przejścia $3 \leftrightarrow 2$. Ponieważ $N_2 > N_1$ sygnał o częstotliwości ν_{21} wymusza emisję i sam ulega wzmocnieniu. Według takiego schematu działał pierwszy trójpoziomowy maser krystaliczny zbudowany przez Scovila, Fehera i Seidela [14]. Użyto w nim kryształu etylo-siarczanu lantanu z domieszką gadolinu ($\text{Gd}_{0,005}\text{La}_{0,995}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$). W maserze wykorzystano stany energetyczne jonu gadolinu Gd^{3+} (rys. 25). Pompowanie prowadzono



Poziomy energetyczne Gd^{3+}

Rys. 25. Układ poziomów jonu gadolinu Gd^{3+} wykorzystany w pierwszym maserze krystalicznym

przy częstotliwości 17,5 GHz, częstota wzmacniana wynosiła 9 GHz. Kryształ znajdował się w stałym polu magnetycznym o natężeniu 2,85 kOe, a temperatura jego wynosiła 1,2°K. Z rys. 25 wynika, że pompowaniu odpowiada reguła wyboru $\Delta m_S = +2$. Otóż taka reguła wyboru wystąpi tylko wówczas, gdy przemienne pole magnetyczne ma składową równoległą do stałego pola magnetycznego. Dla przejścia o częstotliwości sygnału mamy zwykłą regułę wyboru $\Delta m_S = \pm 1$; przejście wywołuje składowa pola przemiennego prostopadła do \vec{H}_0 . Odległość między poziomami energetycznymi jest prawie jednakowa i czasy relaksacji są takie jak w poprzednio omówionym przykładzie. Można wypro-

wadzić ogólny warunek jaki muszą spełniać odległości między poziomami oraz czasy relaksacji przejść dla masera, z przejściem sygnału $2 \leftrightarrow 1$. Wiedząc, że rozkład obsadzeń obu stanów jest boltzmanowski, możemy napisać:

$$\begin{aligned} N_3 &= N_1 \exp\left(-\frac{E_3 - E_1}{kT}\right) \\ N_2 &= N_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Wprowadźmy oznaczenia: $E_2 - E_1 = \Delta E$ i $E_3 - E_1 = m\Delta E$. Po podstawieniu nowych oznaczeń do (18) i po rozwinięciu w szereg funkcji $\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$, otrzymujemy przybliżone związki:

$$\begin{aligned} N_3 &= N_1 \left(1 - m \frac{\Delta E}{kT}\right) \\ N_2 &= N_1 \left(1 - \frac{\Delta E}{kT}\right). \end{aligned} \quad (19)$$

W obecności pola pompującego nasycającego przejście $1 \leftrightarrow 3$ w stanach energetycznych 1, 2 i 3 mamy n_1 , n_2 i n_3 jonów, przy czym:

$$\begin{aligned} n_1 &= N_1 \left(1 - \frac{1}{2} m \frac{\Delta E}{kT}\right), \\ n_2 &= N_1 \left(1 - \frac{\Delta E}{kT}\right), \\ n_3 &= N_1 \left(1 - \frac{1}{2} m \frac{\Delta E}{kT}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

Aby uzyskać wzmocnienie dla sygnału o częstości ν_{21} , w stanie 2 musi być więcej jonów niż w stanie 1: $n_2 > n_1$. Wynika stąd, że m musi być większe niż 2. Odległość między poziomami energetycznymi opisuje nierówność:

$$E_3 - E_1 > 2(E_2 - E_1). \quad (21)$$

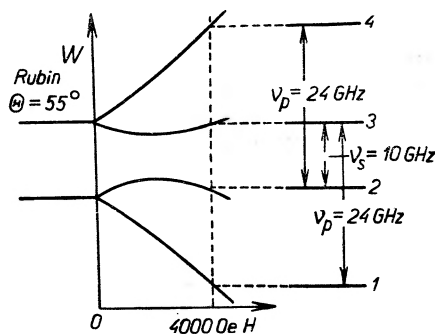
Warunek ten jest słuszny, gdy są równe czasy relaksacji przejść $3 \leftrightarrow 2$ i $2 \leftrightarrow 1$.

Widzimy, że aby wykorzystać w maserze jakąś trójkę poziomów energetycznych, poziom środkowy musi znajdować się bliżej najniższego poziomu. Gdy czasy relaksacji przejść nie są sobie równe, stosujemy ogólniejszy od wzoru (21) wzór Bloembergena [17]:

$$\frac{E_3 - E_2}{(T_1)_{3 \leftrightarrow 2}} > \frac{(E_2 - E_1)}{(T_1)_{2 \leftrightarrow 1}}. \quad (22)$$

Przy symetrycznym układzie poziomów energetycznych dla wzmocnienia trzeba różnych czasów relaksacji między poziomami, jak to miało miejsce w maserze Scovila, Fehera i Seidela. Kryształ organiczny użyty w pierwszym maserze był niestabilny chemicznie i dziś dla praktycznych celów używa się głównie masery z kryształami rubinu. Rubin jest to trójtlenek glinu Al_2O_3

z domieszką chromu Cr^{3+} . Wykorzystuje się stany energetyczne paramagnetycznego jonu chromu. Rubin jest materiałem stabilnym chemicznie, dobrze przewodzi ciepło, ma dużą przenikalność elektryczną i małe straty dielektryczne. Nadaje się on doskonale do pracy w pasmie 3 cm. Maser rubinowy zbudowany przez Makhova i współpracowników [15] wzmacniał sygnał o częstotliwości 9,22 GHz, a pole pompujące miało częstotliwość 24,2 GHz. Wzmocnienie tego masera wynosiło 20 db.



Rys. 26. Układ poziomów w czteropoziomowym maserze krystalicznym, pracującym według schematu *push-pull*

Na rys. 26 pokazano bardziej skomplikowany sposób pompowania masera rubinowego [16]. Maser ten pracuje w układzie *push-pull*. Pole pompujące o częstotliwości $\nu_{31} = \nu_{42}$ nasyca przejścia $1 \leftrightarrow 3$ i $2 \leftrightarrow 4$, przez co następuje odwrócenie obsadzenia stanów 3 i 2. Częstotliwość wzmacniana wynosi ν_{32} , ponieważ $n_3 > n_2$.

Ten krótki przegląd informuje jak różnorodne badania można prowadzić metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego.

Autor dziękuje Profesorowi Drowi A. Piekarze oraz Doc. Drowi Z. Pająkowi za cenne rady i dyskusję.

Literatura

- [1] A. Piekara, *Mikrofalowe i spektroskopia mikrofalowa*, Warszawa 1953.
- [2] E. Zawojski, *Praca doktorska*, FIAN Moskwa 1944.
- [3] S. A. Altszuler, B. M. Kozyriew, *Elektronnyj paramagnitnyj rezonans*, Moskwa 1961.
- [4] W. Low, *Paramagnetic Resonance in Solids*, New York and London, 1960.
- [5] B. Bleaney, K. W. H. Stevens, *Rep. Progr. Phys.*, **16**, 108 (1953); K. D. Bowers, J. Owen, *Rep. Progr. Phys.*, **18**, 304 (1955).
- [6] C. J. Gorter, *Usp. Fiz. Nauk*, **53**, 545 (1954).
- [7] D. J. E. Ingram, *Free Radicals as studied by Electron Spin Resonance*, London 1958.
- [8] G. R. Chuciszwili, *Usp. Fiz. Nauk*, **53**, 381 (1954).
- [9] A. Overhauser, *Phys. Rev.*, **89**, 689 (1953).
- [10] T. R. Carver, C. P. Slichter, *Phys. Rev.*, **102**, 975 (1956).

- [11] G. R. Chuciszwili, *Usp. Fiz. Nauk*, **71**, 9 (1960).
- [12] G. Feher, *Phys. Rev.*, **103**, 500 (1956); **103**, 834 (1956).
- [13] G. Feher, *Phys. Rev.*, **105**, 1122 (1957).
- [14] H. E. D. Scovil, G. Feher, H. Seidel, *Phys. Rev.*, **105**, 762 (1957).
- [15] C. Makhov, C. Kikuchi, J. Lambe, R. W. Terhune, *Phys. Rev.*, **109**, 1399 (1958).
- [16] G. von Wiederhold, *Hochfrequenzspektroskopie — Tagung der Physikalischen Gesellschaft in DDE, in Leipzig*, 1960, str. 148.
- [17] N. Bloembergen, *Phys. Rev.*, **104**, 324 (1956).
- [18] J. Stankowski, A. Dezor, *Prace Sekcji Mat.-Przyr. PTPN*, **11**, 239 (1964).
- [19] G. E. Pake, *Paramagnetic Resonance*, New York 1962.
- [20] F. Bloch, *Phys. Rev.*, **70**, 460 (1946).
- [21] J. Frenkel, *J. Phys.*, USSR, **9**, 299 (1945).
- [22] J. Stankowski, *Masery i ich zastosowania*, Warszawa 1965.

Mieczysław Subotowicz

Katedra Fizyki Doświadczalnej UMCS
w Lublinie

Pomiar elementów macierzowych w przejściach β pojedynczo wzbronionych

1. Ogólne przesłanki z teorii rozpadu β

1.1. Elementy macierzowe w rozpadzie β pojedynczo wzbronionym¹

Teoria rozpadu β Fermiego [1] jest sformułowana w terminach operatorów kwantowej teorii pola i jest wzorowana na teorii promieniowania elektromagnetycznego. Prawdopodobieństwo P rozpadu w jednostce czasu przy przejściu jądra ze stanu początkowego w określony stan końcowy dane jest wyrażeniem

$$P = 2\pi \cdot |H|^2 \cdot dn/dW, \quad (1)$$

gdzie $|H|$ jest modulem elementu macierzowego przejścia, określonym wzorem

$$H = \int \Psi_f^* H' \Psi_i d\tau. \quad (2)$$

Przyjmujemy tu naturalny układ jednostek: $\hbar = m_0 = c = 1$, \hbar — stała Plancka, m_0 — masa spoczynkowa elektronu, c — prędkość światła. Ψ_i, Ψ_f są funkcjami falowymi stanu początkowego i końcowego jądra, H' operatorem energii oddziaływania, prowadzącym do przejścia układu ze stanu początkowego do końcowego. Jest on operatorem energii oddziaływania nukleonów z polem elektronowo-neutrinowym. dn/dW jest gęstością stanów kwantowych. Można łatwo pokazać, że

$$dn/dW = W \cdot p \cdot (W_0 - W)^2 / (4\pi^4), \quad (3)$$

gdzie W_0 jest maksymalną energią elektronu, p pędem elektronu, W energią elektronu łącznie z energią spoczynkową, $W = \sqrt{p^2 + 1}$.

Kształt operatora H' nie jest znany, znajdujemy go porównując rezultaty teorii z doświadczeniem. Warunek niezmienniczości operatora H' względem grupy przekształceń Lorentza daje pięć niezależnych wyrażeń na gęstość energii oddziaływania, prowadzących do emisji β : skalar S , wektor V , tensor T , pseudowektor A oraz pseudoskalar P . Z doświadczeń wykonanych po odkryciu nie-

¹ Niektóre pojęcia i definicje używane w teorii rozpadu β nie objaśnione w tekście podano w „Przypisach” do niniejszego artykułu.

zachowania parzystości w słabych oddziaływaniach wynika, że w pierwszym przybliżeniu za rozpad β są odpowiedzialne oddziaływania wektorowe i pseudowektorowe. Dlatego możemy napisać, że

$$H' = C_V H'_V + C_A H'_A. \quad (4)$$

Wyrażenie (4) jest ogólnym wyrażeniem na gęstość energii oddziaływania odpowiedzialnego za rozpad β i stanowi liniową kombinację dwóch niezależnych niezmienników. Współczynniki C_V , C_A charakteryzują względny wkład oddziaływań V i A w realizowane w przyrodzie oddziaływanie nukleonów z polem lekkich cząstek (elektronu i neutrina). C_V i C_A noszą nazwę stałych sprzężenia. Dziś wiemy z przeprowadzonych doświadczeń, że $C_A/C_V = -1,21$. Natomiast kształt operatorów H'_V i H'_A jest następujący:

$$\begin{aligned} V &= H'_V = g(\Psi_f^* \Psi_i)(\psi^* \varphi) - (\Psi_f^* \alpha \Psi_i)(\psi^* \alpha \varphi) \\ A &= H'_A = g(\Psi_f^* \sigma \Psi_i)(\psi^* \sigma \varphi) - (\Psi_f^* \gamma_5 \Psi_i)(\psi^* \gamma_5 \varphi). \end{aligned} \quad (5)$$

Tutaj α , σ i γ_5 są macierzami Diraca, $\gamma^5 = i\alpha_1\alpha_2\alpha_3$, g stałą uniwersalnego oddziaływania Fermiego, analogiczną do ładunku e w polu elektromagnetycznym; $g = (1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-49}$ erg \cdot cm³, zaś ψ , φ są odpowiednio funkcjami falowymi elektronu i neutrina, czyli obu leptonów powstających w rozpadzie β .

Dla niezbyt dużych liczb porządkowych jądra Z pole kulombowskie jądra działające na cząstki β może być zaniedbane. Funkcje falowe leptonów przedstawiamy wtedy w postaci fali płaskiej i rozwijamy je w szereg potęgowy:

$$\psi \sim \exp(ikr) = \sum (ikr)^n / (n!), \quad \varphi \sim \exp(iqr) = \sum (iqr)^n / (n!), \quad (6)$$

gdzie k , q — wektory falowe odpowiednio — elektronu i neutrina. Ponieważ $r \ll R$, gdzie R — promień jądra, oraz $k \cdot R \gg 1$ dla wszystkich praktycznie spotykanych przypadków, podstawowy przyczynik do danego przejścia β wnosi pierwszy wyraz szeregu. Dlatego w pierwszym przybliżeniu obie funkcje ψ , φ w (6) zastępujemy jedynką. Wyjątek stanowi przypadek, kiedy element macierzowy związany z pierwszym wyrazem szeregu znika ze względu na regułę wyboru. Podział przejść β na różne grupy wzbronienia, uwarunkowany różnymi prawdopodobieństwami przejścia β , wiąże teoria Fermiego z różnymi zmianami momentów pędu jądra oraz parzystości stanów jądra podczas przemian β . Podczas przejść β dla stanu końcowego i początkowego układu musi być zachowany moment pędu i parzystość funkcji falowej. Dlatego względem tych wielkości określane są reguły wyboru danego przejścia. Warunek nieznikania elementu macierzowego (2) określa regułę wyboru, przy czym funkcje falowe leptonów zastępuje się ich przybliżoną wartością według rozwinięcia w szereg (6). W przejściach dozwolonych bierzemy pierwszy wyraz szeregow (6), czyli jedynkę. Pisząc (2) w postaci

$$H = \int \Psi_f^* \Omega \Psi_i d\tau \quad (7)$$

otrzymujemy według (5) na operator Ω w przejściach dozwolonych odpowiednio dla oddziaływań wektorowych i pseudowektorowych

$$\Omega = \mathbf{1}, \sigma. \quad (5a)$$

Odpowiednie elementy macierzowe napiszemy w postaci skróconej:

$$C_V \int \mathbf{1} = C_V \int \Psi_j^* \mathbf{1} \Psi_i d\tau, \quad C_A \int \boldsymbol{\sigma} = C_A \int \Psi_j^* \boldsymbol{\sigma} \Psi_i d\tau. \quad (8)$$

Oba te operatory są rzędu 1. Pominęliśmy tu elementy macierzowe $\int \boldsymbol{\alpha}$, $\int \gamma_5$ pochodzące od drugich członów operatora (5). Ich przyczynek do prawdopodobieństwa przejścia $P(1)$ jest rzędu $(v/c)^2 \approx 0,01$, gdzie v — prędkość nukleonów w jądrze. Jest on więc tego samego rzędu co przyczynek od drugich z kolei wyrazów szeregu (6), wnoszących do P także przyczynek rzędu 10^{-2} . Gdy ze względu na regułę wyboru znikają elementy macierzowe przejść dozwolonych, muszą być uwzględnione elementy macierzowe $\int \boldsymbol{\alpha}$ oraz $\int \gamma_5$, a także te elementy macierzowe, które odpowiadają drugim wyrazom szeregów (6). Mamy wtedy do czynienia z przejściem pojedynczo wzbronionym (F - F). Skrót (F - F) pochodzi od angielskiej nazwy *first forbidden*. Dla oddziaływania pseudowektorowego otrzymujemy operatory będące iloczynem dwóch wektorów \boldsymbol{r} oraz $\boldsymbol{\sigma}$, dających dziewięć niezależnych składowych $\sigma_i x_j$. Cztery z nich zbierzemy w iloczyn skalarny $\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}$ oraz wektorowy $\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{r}$. Pięć pozostałych tworzą symetryczny tensor $\int B_{ij}$ ze śladem równym zero:

$$\int B_{ij} = \left| \int \sigma_i x_j + \sigma_j x_i - (2/3) \delta_{ij} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}) \right|. \quad (9)$$

Ma on pięć niezależnych składowych, gdyż $B_{ij} = B_{ji}$, stąd $\sum B_{ii} = 0$. Wszystkie elementy macierzowe czynne w przejściach (F - F) zbierzemy w tablicy I podając zarazem rząd λ elementu macierzowego, kiedy traktujemy go jako tensor odpowiedniego rzędu (0, 1, 2). λ równe jest całkowitemu momentowi pędu unoszonemu przez parę leptonów i spełnia następującą regułę wyboru:

$$|J_1 - J_2| = \Delta J \leq \lambda \leq J_1 + J_2. \quad (10)$$

Tablica I

ΔJ	$\Delta \Pi$	λ	czynny element macierzowy
0	-1	0	$C_A \int i\gamma_5, C_V \int \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}$
0, ± 1 , (prócz 0 - 0)	-1	1	$- C_V \int \boldsymbol{r}, - C_V \int i\boldsymbol{\alpha},$ $C_A \int i\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{r}$
0, $\pm 1, \pm 2$ (prócz 0 - 0, 1 - 0, 0 - 1)	-1	2	$C_A \int B_{ij}$

1.2. Polaryzacja i skrętność w rozpadzie β - γ

Niezachowanie parzystości prowadzi do kołowej polaryzacji promieniowania γ , emitowanego po wyrzuceniu cząstki β [2], [3], [4]. Polaryzacja cząstek (także fotonów) związana jest z wyróżnieniem wzajemnego kierunku jej pędu \boldsymbol{p} oraz spinu \boldsymbol{S} . Cząstka o spinie \boldsymbol{S} ma $2S+1$ możliwych orientacji względem danego kierunku. Wiązka cząstek jest niespolaryzowana, gdy dowolny kierunek osi kwantowania jest obsadzony jednakowo. Elektron ($S = 1/2$) posiada

dwa możliwe stany polaryzacji. Gdy osią kwantowania jest kierunek pędu elektronu, spin jego względem tej osi może być zgodnie- lub anty-równoległy. Mówimy wtedy o polaryzacji podłużnej (skrętności) cząstki, P_L . Kierunek prostopadły do pędu elektronu odpowiada polaryzacji poprzecznej cząstki, P_T . Polaryzację elektronu w kierunku z , czyli P_z definiujemy w sposób następujący:

$$P_z = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-), \quad (11)$$

gdzie N^+ oznacza prawdopodobieństwo znalezienia elektronu ze spinem zgodnie równoległym z kierunkiem z , zaś N^- prawdopodobieństwo znalezienia elektronu ze spinem antyrównoległym do kierunku z . Natomiast polaryzację lub stopień polaryzacji P_c kwantów γ definiujemy wyrażeniem:

$$P_c = (N_R - N_L)/(N_R + N_L), \quad (12)$$

gdzie N_R, N_L — liczby kwantów o polaryzacji kołowej odpowiednio prawej (R) i lewej (L).

Wybór stanu polaryzacji w kierunku prostopadłym do momentu pędu fotonu odpowiada polaryzacji liniowej, zaś w kierunku równoległym — polaryzacji kołowej. Dwa możliwe stany własne spinu odpowiadają zgodnie- lub anty-równoległemu kierunkowi spinu fotonu względem jego pędu. Wtedy składowe spinu są odpowiednio równe $+1$ lub -1 , nigdy zero, to znaczy, że polaryzacja liniowa fotonu nie odpowiada stanowi własnemu spinu S .

W dalszym ciągu będziemy stosowali następującą nomenklaturę: cząstkę (także foton) nazwiemy prawoskrętną, gdy jej pęd i spin są zgodnie równoległe, zaś lewoskrętną, gdy jej pęd i spin są antyrównoległe. Cząstka prawoskrętna ma skrętność (polaryzację podłużną) dodatnią, zaś lewoskrętna ujemną. Cząstka prawoskrętna odpowiada śrubie prawej. Spin elektronu może na ogół posiadać dowolny kierunek względem pędu, natomiast spin fotonu musi być zgodnie- lub anty-równoległy względem pędu fotonu. W klasycznej teorii polaryzacji kołowej promieniowania elektromagnetycznego wiążemy polaryzację z obrotem wektora elektrycznego E dokoła kierunku wektora falowego k , przy czym promieniowanie pada na obserwatora, zaś $E \perp k$. Polaryzacja prawa w spektroskopii jądrowej odpowiada ruchowi wektora E według śruby prawej, gdy patrzymy wzdłuż wektora falowego k .

2. Możliwości doświadczalne pomiaru elementów macierzowych

Wykrycie niezachowania parzystości w słabych oddziaływaniach [5], [6], [7], [8] umożliwiło znaczne rozszerzenie możliwych eksperymentów, pogłębienie ich analizy i interpretacji w przejściach β (F - F). Jedną z konsekwencji niezachowania parzystości w słabych oddziaływaniach jest podłużna polaryzacja cząstek lekkich w rozpadzie β oraz specyficzna zależność kątowa między kierunkiem emisji cząstki β i kolejnego kwantu γ . Związane to jest z faktem, że wektor polaryzacji przy inwersji transformuje się inaczej niż wektor pędu.

Neutrino jest całkowicie spolaryzowane, zaś polaryzacja cząstki β jest równa w przybliżeniu $\pm v/c$, co powoduje, że jądro pochodne jest także częściowo spolaryzowane względem kierunku wylotu cząstki β . Parametry charakteryzujące przejście β i γ określają stopień tej polaryzacji. Dotyczy to w szczególności badania stałych oddziaływania i elementów macierzowych odpowiedzialnych za rozpad β w takich eksperymentach jak korelacje kątowe β - γ , korelacje między (spolaryzowanymi) promieniami β i (spolaryzowanymi) promieniami γ , polaryzacja podłużna i poprzeczna cząstek β , rozkład kątowy promieni β ze spolaryzowanych jąder, czy wreszcie korelacje kątowe β - e^- [9—14].

Celem niniejszego artykułu jest prześledzenie przesłanek teoretycznych i doświadczalnych prowadzących do wyznaczenia elementów macierzowych w przejściach β (F - F) oraz syntetyczne omówienie rezultatów dotychczasowych badań przejść (F - F). Badania te należą obecnie do najbardziej interesujących w spektroskopii jądrowej.

Z tablicy I wynika, że do przejść β (F - F) bez zmiany spinu ($\Delta J = 0$) może wnosić swój przyczynek sześć elementów macierzowych, do przejść ze zmianą spinu ($\Delta J = \pm 1$) — cztery, natomiast za przejścia unikalne [przypisy, (A-5)] odpowiedzialny jest tylko jeden, $\int B_{ij}$. W przejściach (F - F), które mają statystyczny kształt widma (zobacz przypisy) lub zbliżony do niego, element macierzowy $\int B_{ij}$ jest mały w porównaniu z innymi. Wyznaczenie pozostałych pięciu elementów macierzowych jest trudnym problemem z doświadczalnego punktu widzenia, gdyż nie jest łatwo zmierzyć tyle niezależnych obserwabli, będących funkcjami tych elementów macierzowych. Często poprzestaje się wtedy na określeniu względnego wkładu elementów macierzowych rzędu $\lambda = 0$ i $\lambda = 1$, wyznaczając na przykład stosunek kombinacji liniowych tych elementów macierzowych. Na ogół teoretyczne wyrażenia na obserwable są bardzo skomplikowanymi funkcjami energii elektronów i elementów macierzowych, co ogranicza możliwości ich eksperymentalnego określenia. Jednak uwzględnienie pola kulombowskiego jądra i wpływu tego pola na prawdopodobieństwo przejścia β (F - F) oraz na inne obserwable, szczególnie jąder cięższych, prowadzi do wyrażen na te obserwable, w których człony „kulombowskie“ grają podstawową rolę ze względu na ich przyczynek do liczbowej wartości danej obserwabli. To umożliwia zastąpienie bardzo skomplikowanych wyrażen teoretycznych na obserwable wzorami prostszymi przez zastosowanie odpowiednich przybliżeń. Czyni to tak zwane przybliżenie ξ oraz jego modyfikacje.

3. Przybliżenie ξ oraz jego modyfikacje

3.1. Przybliżenie ξ

Przybliżenie ξ zostało sformułowane we wczesnej fazie rozwoju teorii rozpadu β przez Konopińskiego i Uhlenbecka [15]. Następnie poważnie je rozwinęli Yamada i Morita [16], Morita i Morita [17], Kotani i Ross [9] oraz Kotani [10].

Wyrażenia na obserwable dla przejść (F - F) są bardzo skomplikowanymi funkcjami energii neutrino i elektronu oraz czynnych w danym przejściu elementów macierzowych. W wyrażeniach tych przy wyrazach zawierających elementy macierzowe występują współczynniki, w których pojawia się parametr

$$\xi = a \cdot Z / (2R) \approx Z / A^{1/3}, \quad (13)$$

gdzie R jest promieniem jądra, Z ładunkiem jądra, A jego masą atomową, a stałą subtelnej struktury. Parametr ξ charakteryzuje energię kulombowską elektronu w odległości R od „środka“ jądra, czyli przy jego „powierzchni“. Otóż poza przypadkiem bardzo dużej energii rozpadu (W_0) parametr ξ jest jedyną wielkością w wyrażeniach na obserwable większą o jeden rząd wielkości od jedności. Oznacza to, że energia kulombowska elektronu jest znacznie większa niż jego maksymalna energia kinetyczna $W_0 - 1$, czyli $\xi \gg W_0 - 1$. Tak więc zaburzenie funkcji falowej elektronu pochodzące od sił Coulomba jest ważniejsze niż przyczynek wnoszony do prawdopodobieństwa rozpadu przez drugi wyraz szeregu (6), który jest rzędu kr . W rezultacie w wyrażeniach na obserwable zachowujemy iloczyny ξ przez kombinacje liniowe elementów macierzowych stowarzyszonych z tym wyrazem, pomijamy zaś iloczyny k lub q (pęd neutrino) przez odpowiednie kombinacje liniowe elementów macierzowych. Praktycznie zachowujemy człony zawierające 2, 1 i zerową potęgę parametru ξ , natomiast zaniedbujemy człony o ujemnych potęgach ξ . Uczyniony błąd jest przy tym mniejszy niż 1%, co jest znacznie poniżej dzisiejszych możliwości eksperymentalnych.

Podane w tablicy I elementy macierzowe czynne w przejściach (F - F) wyrazimy obecnie poprzez parametry Kotaniego [9], [10], ponieważ wszystkie obserwable sformułujemy w dalszym ciągu jako funkcje tych parametrów:

$$\left. \begin{aligned} zw &= C_A \int \sigma \cdot r \\ z\xi'v &= C_A \int i\gamma_5 \end{aligned} \right\} \lambda = 0, \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} zu &= C_A \int i \sigma \times r \\ z\xi'y &= -C_V \int i\alpha \\ zx &= -C_V \int r \end{aligned} \right\} \lambda = 1, \quad (15)$$

$$z = C_A \int B_{ij} \Big\} \lambda = 2, \quad (16)$$

gdzie $\xi' = \xi \cdot k$, przy czym $k = 1$ lub 2 . Parametr ξ' wiąże relatywistyczne i nierelatywistyczne elementy macierzowe. $\xi' = R/4$ wprowadzono dlatego, aby parametry relatywistyczne v , y miały taki wymiar jak parametry nierelatywistyczne. W istocie dokładne określenie parametru ξ' stanowi dotąd nierozwiązany problem rozpadu β (F - F) [9]. Prawdopodobnie $\xi' = \xi$, jednak nie jest to słuszne dla małych Z [9]. Parametr ξ' jest tak dobrany, aby v , y były rzędu jedności.

Tak więc w (14), (15), (16) wyrażono pięć parametrów w, v, u, y, x poprzez szósty, z . W wyrażeniach na obserwabie występują — często dominujące — jeszcze cztery kombinacje liniowe podanych parametrów:

$$V = \xi'v + \xi w \quad \text{dla} \quad \lambda = 0 \quad (17)$$

oraz

$$Y = \xi'y - \xi(u+x) \quad \text{dla} \quad \lambda = 1. \quad (18)$$

Zamiast relatywistycznych elementów macierzowych $\int i \gamma_5$ oraz $\int i \alpha$, czyli v oraz y wprowadza się zwykle dwie kombinacje (V, Y) parametrów jądrowych:

$$\zeta_0 = V + w \cdot W_0/3 \quad (17a)$$

oraz

$$\zeta_1 = -(\xi - W_0/3)u + \xi'y - (\xi + W_0/3)x = Y + (u-x)W_0/3. \quad (18a)$$

Parametr ζ_1 mierzy udział elementów macierzowych typu $\lambda = 1$ względem elementu macierzowego z , czyli typu $\lambda = 2$.

Składowe pola leptonowego, unoszące dwie jednostki pędu ($\Delta J = \pm 2$), są proporcjonalne do elementu macierzowego $\int B_{ij}$. Kombinacja funkcji własnych elektronu i neutrino nie zawiera wtedy ξ . Tak więc w przybliżeniu ξ możemy zaniedbać przyczyniek od elementu macierzowego $\int B_{ij}$. W przybliżeniu ξ musimy zatem mieć:

$$|C_A \int B_{ij}| \ll (|V| + |Y|). \quad (19)$$

Można (19) wyrazić ogólniej, mianowicie:

$$|V| \sim |Y| (\sim \xi) \gg |w| \sim |u| \sim |x| \sim |z|. \quad (19a)$$

3.2. Odstępstwa od przybliżenia ξ [10].

Większość nieunikalnych przejść ($F-F$) ma prawie statystyczny (zobacz przypisy) kształt widma energii. Objaśniamy ten fakt na gruncie przybliżenia ξ w ten sposób, że czynnik korekcyjny widma jest stały, niezależny od energii. Może się jednak zdarzyć, że czynnik korekcyjny widma energetycznego zależy od energii dla przejścia ($F-F$) nieunikalnego, jak to się dzieje w rozpadzie RaE [18]. To odstępstwo od statystycznego kształtu widma można objaśnić *wzajemnym kasowaniem się* czynnych w rozpadzie *elementów macierzowych*. Niestatystyczny kształt widma energetycznego β może także być spowodowany dużą energią maksymalną, kiedy $W_0 > \xi$ (~ 10) w jednostkach naturalnych. Przypadek ten jest analizowany podobnie jak przy efekcie kasowania się elementów macierzowych.

Mogą być jeszcze inne powody odstępstwa od statystycznego kształtu widma energetycznego β w przejściach ($F-F$). Dla przejść unikalnych (przypisy, (A-5)) czynnik korekcyjny widma zależy od energii według (A-6). Ale kształt widma może być unikalny także dla nieunikalnych przejść β ($F-F$), kiedy czynne w rozpadzie β elementy macierzowe są znacznie mniejsze od $\int B_{ij}$, na przykład

kiedy $|\int r|^2/|\int B_{ij}|^2 < W_0^2/(12\xi^2)$. W tym przypadku może też wystąpić duża wartość $\log ft$ (patrz: przypisy A-7, A-8, A-9) dla przejścia nieunikalnego. Omówione odstępstwa od przybliżenia ξ polegają na tym, że przyczynek pochodzący od wszystkich elementów macierzowych za wyłączeniem $\int B_{ij}$ jest zanizony na skutek efektu reguły wyboru.

Często jest rzeczą konieczną rozstrzygnąć eksperymentalnie, czy w danym przypadku mamy do czynienia z efektem wzajemnego kasowania się elementów macierzowych, czy też z efektem reguły wyboru. Wpływ reguły wyboru można badać z odchylenia od statystycznego kształtu widma; pomiar jest trudny, chyba że efekt jest większy niż $1/10$ lub mamy do czynienia z wyjątkowym przypadkiem, jak RaE . Interpretacja nie jest przy tym jednoznaczna, gdyż odchylenie od statystycznego kształtu widma dają oba efekty: reguły wyboru i wzajemnego kasowania się elementów macierzowych.

Wymaga to pomiaru innych obserwabli. Efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych możliwy jest do obserwacji przez pomiar odchylenia wartości współczynnika P_L polaryzacji podłużnej promieniowania β od wartości $|p/W|$, gdzie p oznacza pęd, W zaś energię elektronu. Jednak nie należy spodziewać się zbyt dużego odchylenia, gdyż P_L jest proporcjonalny do $1/W$. Natomiast wpływ efektu reguły wyboru na tę obserwabli nie jest znaczny, ponieważ dla przejścia unikalnego ($F-F$) jest

$$P = \pm p/W. \quad (20)$$

Przy dużych wartościach $\log ft$ (zobacz przypisy (A-9)) i znacznym odchyleniu od dozwolonego kształtu widma oraz odchyleniu współczynnika polaryzacji podłużnej P_L od wartości p/W , można by znaleźć łącznie jednoznaczną wskazówkę na odchylenie od przybliżenia ξ . Sama bowiem duża wartość $\log ft$ może oznaczać dużą wartość elementu macierzowego $\int B_{ij}$ w porównaniu z pozostałymi elementami macierzowymi, efekt wywołany przez szczególne własności struktury jądra [19]. Badanie tych odchyżeń związane jest w istocie z określeniem przyczynku, pochodzącego od członów o niższych potęgach parametru ξ . Tak się dzieje na przykład, kiedy mierzymy współczynnik A_2 asymetrii korelacji kątowych β - γ występujący w funkcji korelacji:

$$N(W, \theta) = 1 + A_2(W)P_2(\cos \theta) + A_4(W)P_4(\cos \theta) \dots, \quad (21)$$

gdzie θ — kąt między kierunkiem pędu elektronu i kwantu γ , $P_{2n}(\cos \theta)$ są parzystymi wyrazami wielomianów Legendre'a, natomiast W jest energią elektronów. W przybliżeniu ξ zależność energetyczna współczynnika A_2 wyraża się proporcjonalnością do członu p^2/W . Wtedy wielkość wyrazu $A_2^z = A_2/(p^2/W)$ jest rzędu $1/\xi \lesssim 1/10$. Otóż efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych zwiększa wartość A_2 do wartości większej niż $1/\xi$, ponieważ pierwszy człon rozwinięcia względem ξ jest w tym wypadku nieco mniejszy, natomiast A_2 jest określony przez stosunek drugiego członu rozwinięcia (który jest rzędu ξ) do pierwszego członu rozwinięcia (który jest rzędu ξ^2). Tak więc i efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych i efekt reguły wyboru wy-

wołują wzrost współczynnika A_2 korelacji kątowych $\beta\text{-}\gamma$. W każdym razie duża wartość A_2 wskazuje na odchylenie od aproksymacji ξ . Tak jest dla przejść nieunikalnych, natomiast w przejściach unikalnych A_2 jest nieco mniejszy od jedności.

Pewne możliwości rozróżnienia obu omawianych efektów przedstawia pomiar współczynnika „ ω ” korelacji kątowych $\beta\text{-}\gamma$ kołowo spolaryzowane, występującego w funkcji korelacji

$$N(W, \theta) = 1 \pm \omega \cdot (p/W) \cdot \cos \theta, \quad (22)$$

przy czym

$$\omega = P_c \cdot (W/p) \cdot (1/\cos \theta). \quad (23)$$

Tutaj P_c oznacza stopień polaryzacji kołowej kwantów γ , określonej przez (12). Otóż pomiar kątowej zależności współczynnika ω przedstawia bardziej czułą metodę niż korelacje kątowe $\beta\text{-}\gamma$ odróżnienia efektów wzajemnego kasowania się elementów macierzowych i efektu reguły wyboru. Ten ostatni bowiem daje silniejszą zależność $\omega = \omega(\theta)$ aniżeli efekt kasowania się elementów macierzowych. Bodaj najlepszą metodę odróżnienia obu efektów przedstawia pomiar poprzecznej polaryzacji promieniowania β . Normalnie człon $\int B_{ij}$ jest zwiększony przez regułę wyboru, ale nie wnosi on żadnego przyczynku do polaryzacji poprzecznej β .

Efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych sprawia, że w (18) jest $\xi'y \approx \xi(u+x)$. Obie kombinacje elementów macierzowych V (17) i Y (18) są rzędu pozostałych elementów macierzowych:

$$|V| \quad \text{lub} \quad |Y| \gtrsim |w| \sim |u| \sim |x| \sim |z|. \quad (24)$$

3.2.1 Efekt reguły wyboru

W rezultacie tego efektu parametr z staje się tego samego rzędu (lub większy) co V i Y w (17) i (18). Mogą być tego dwie przyczyny: wzbronienie K lub wzbronienie j .

3.2.1.1. Wzbronienie K

Tutaj K oznacza rzut całkowitego momentu pędu J na oś symetrii jądra. Przy przejściu jądra ze stanu początkowego (K_1, J_1, π_1) do stanu końcowego (K_2, J_2, π_2), gdzie π oznacza parzystość — prócz reguły wyboru (10) musi być spełniona jeszcze jedna nierówność

$$K_1 - K_2 \equiv \Delta K \leq \lambda \leq K_1 + K_2. \quad (25)$$

Dotyczy to w szczególności jąder o liczbie atomowej A w przedziałach: $150 < A < 190$ oraz $A > 225$. Obszerniejszą dyskusję własności jąder parzysto-parzystych w tych przedziałach liczb atomowych A można znaleźć w artykule przeglądowym [20]. Wzbronienie K prowadzi w rezultacie do następujących relacji dla parametrów Kotaniego:

$$|z| > |x| \sim |u| > |w| \quad \text{oraz} \quad |Y| > |V| \quad (26)$$

pod warunkiem, że w parametrze Y nie zachodzi wzajemne kasowanie się elementów macierzowych. Do parametru Y wchodzi duży czynnik ξ (18) i dlatego trudno orzec, czy większy jest parametr z czy Y , chyba że wiadomo jaki jest efekt wzbronienia K . Wyjaśnia ono dużą wartość $\log ft$. Prócz tego wzbronienie K sugeruje nierówność $|Y| > |V|$, czego nie daje wzbronienie j . Dlatego jednym ze sposobów rozróżnienia między wzbronieniem K a wzbronieniem j jest badanie rozpadu, gdzie $J_1 = J_2 \geq 1$.

3.2.1.2. Wzbronienie j

j oznacza tu całkowity moment pędu nukleonu w powłoce. Ten rodzaj wzbronienia dotyczy przede wszystkim jąder atomowych, w których protony i neutrony znajduje się w tej samej powłoce, czyli kiedy $50 \leq Z, N \leq 82$, gdzie Z, N oznaczają odpowiednio liczby protonów i neutronów w jądrze. Według modelu powłokowego jądra, nukleony, obsadzające powłokę zaczynającą się od 51 i kończącą się na 82 nukleonie, należą do stanów: $h_{11/2}, s_{1/2}, d_{3/2}, d_{5/2}$, oraz $g_{7/2}$. W modelu Hartree parzystość każdego stanu dowolnej cząstki jest jednoznacznie określona przez orbitalny moment pędu, czyli liczbę kwantową l (funkcja falowa jest nieparzysta, gdy l jest nieparzysta, oraz — parzysta dla parzystych l). Tak więc tylko stan $h_{11/2}$ posiada nieparzysty parytet. Tymczasem rozpatrujemy przejścia (F - F), czyli przejścia ze zmianą parzystości. Zatem wewnątrz rozpatrywanej powłoki możliwe są przejścia β (F - F) tylko ze stanu $h_{11/2}$ na pozostałe stany. Na przykład przejścia β (F - F) o najmniejszej zmianie spinu ($\Delta j = 2$) możliwe są zatem z poziomu $h_{11/2}$ na poziom $g_{7/2}$. To oznacza, że liczba nukleonów obsadzających stan h musi podczas przemiany β zmienić się o jeden. Tak więc zmiana j musi wynosić co najmniej dwa, czyli $\Delta j \geq 2$, dopóki przejściom odpowiadają orbity wewnątrz tej samej powłoki. Wynika stąd, że główny przyczynek w przejściu β (F - F) pochodzi od elementu macierzowego $z = C_A \int B_{ij}$, dla którego $\lambda = 2$. Przyczynek około 100-krotnie mniejszy pochodzący od elementu macierzowego S_{ijk}^a , dla którego $\lambda = 3$, znajdziemy mierząc współczynnik A_4 w (21). W przejściach nieunikalnych (F - F), gdzie $\Delta J = \pm 1$ istnieje dość znaczny przyczynek od elementu macierzowego $\int B_{ij}$, na przykład w Eu-152, Eu-154, Ga-72, La-140. Jednak w Eu-152, Eu-154 i La-140 nie może wchodzić w grę wzbronienie j , ponieważ protony i neutrony obsadzają różne powłoki. W przejściach β (F - F), gdzie $\Delta J = 0$, brak często przyczynku od $\int B_{ij}$, natomiast znaczny jest udział elementów macierzowych $\lambda = 0$, czyli $\int i\gamma_5$ oraz $\int \sigma \cdot r$.

Tak więc w warunkach wzbronienia j zachodzi

$$|z| > |x|, \quad |u|, \quad |w|. \quad (27)$$

Natomiast nie rzec nie można o względnej wielkości V, Y, z . Analogiczne uwagi byłyby słuszne dla przypadków $28 \leq Z, N \leq 50$ oraz $82 \leq Z, N \leq 126$ pod warunkiem, że zarówno neutrony, jak i protony pozostają podczas przejścia β w tej samej powłoce (za wyjątkiem niektórych lekkich jąder).

W celu zbadania wpływu różnych elementów macierzowych i związanych z tym modyfikacji przybliżenia ξ oraz roli omówionych efektów w przejściach β - γ przy sekwencji spinów $3(\beta)2(\gamma)0$, Kotani [10] rozpatruje cztery układy parametrów, ilustrujących omawianą problematykę; przedstawiamy je w tabl. II.

Tablica II

Układ	z	Y	u	x	Charakterystyka przejścia, występujący efekt
I	1	0	0	0	przejście unikalne, efekt reguły wyboru
II	1	0,27	0	0	efekt reguły wyboru
III	1	1,8	-0,1	0,75	przypadek pośredni
IV	1	5,5	-0,3	0,7	efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych: y, u, x

3.3. Zmodyfikowane przybliżenie B_{ij}

W celu wyróżnienia reguł wyboru K i j , Matumoto, Morita i Yamada [21] wprowadzili zmodyfikowane przybliżenie B_{ij} ; przyjmujemy tu, że

$$z \neq 0, \quad Y \neq 0, \quad V \neq 0, \quad (|V| \text{ oraz } |Y|) < \xi, \quad x = u = w = 0. \quad (28)$$

Zmodyfikowane przybliżenie B_{ij} stosujemy, kiedy element macierzowy $\int B_{ij}$ jest znacznie większy niż każdy inny element macierzowy wnoszący swój przyczynek do przejścia β (F - F). Z tego, co powiedziano w rozdz. 3.2.1.2. o wzbromieniu j wynika, że dla przejść β (F - F) zachodzących w jądrach, gdzie oba nukleony (rozpadający się neutron i powstający proton) należą do tej samej powłoki, zmiana całkowitego momentu pędu w powłoce określona jest wyrażeniem $\Delta j \geq 2$. Oznacza to, że elementy macierzowe rzędu $\lambda < 2$ powinny znikać, skoro tylko ściśle spełniona jest reguła wyboru j . Tymczasem reguła wyboru K prowadzi do relacji (26), gdzie elementy macierzowe x, u są wprawdzie mniejsze od $\int B_{ij}$, ale nie znikają. Ten fakt pozwala rozróżnić reguły wyboru K i j w ramach zmodyfikowanego przybliżenia B_{ij} , o czym wspomniano na początku.

4. Parametr λ i badanie niektórych modeli jądrowych

Dla różnych modeli jądrowych zostały podane stosunki elementów macierzowych wyrażone w postaci parametru λ . W przejściach (F - F), gdzie $\lambda = 0$ jest

$$\lambda_0 = - \int i\gamma_5 / (\xi \cdot \int \sigma \cdot \mathbf{r}), \quad (29)$$

natomiast gdzie $\lambda = 1$, mamy

$$\lambda_1 = \int i\alpha / (\xi \int \mathbf{r}). \quad (30)$$

Parametr A_0 zależy od wyboru potencjału jądrowego i według [22] $A_{0P} \cong 2$, natomiast według [23] $A_{0AF} \cong 1$. Parametr A_1 stanowi ograniczający warunek na wektorową część oddziaływania β . Według teorii zachowanego prądu wektorowego (*cvc* — *conserved vector current*) parametr A_1 nie zależy od potencjału jądrowego [24], [25]. Na parametr ten podano kilka wartości, zależnie od modelu oddziaływania nukleonów.

$$A_{1AF} = 1 + (W_0 - 2,5m_0c^2) \cdot A^{1/3}/Z \quad \text{według [23]}, \quad (31)$$

$$A_{1P} = 2 + (W_0 - 2,5m_0c^2) \cdot A^{1/3}/Z \quad \text{według [22]}, \quad (32)$$

$$A_{1cvc} = 2,4 + (W_0 - 2,5m_0c^2) \cdot A^{1/3}/Z \quad \text{według [24]}. \quad (33)$$

Na ogół wartość wyrażenia $(W_0 - 2,5m_0c^2) \cdot A^{1/3}/Z$ jest rzędu 0,1. Stąd wartości A_1 dla trzech podanych wyżej wariantów są następujące: $A_{1AF} = 1,0 \div 1,2$, $A_{1P} = 2,0 \div 2,2$, $A_{1cvc} = 2,4 \div 2,6$. Wyznaczenie zatem wartości jądrowych elementów macierzowych umożliwia określenie A i sprawdzenie w ten sposób na drodze doświadczalnej danego modelu oddziaływania nukleonów w jądrze. Tak na przykład okazało się [26], że dla wielu przejść β , gdzie $\Delta J = \pm 1$, zmodyfikowane przybliżenie B_{ij} nieźle wyjaśnia rozpad β , przy czym parametr A_1 wykazuje najlepszą zgodność z wartością $A_{1cvc} = 2,5$. Jednak analiza wszystkich rozpadów β (F - F) przy $\Delta J = \pm 1$ nie pozwala rozstrzygnąć w sposób zdecydowany między wartościami $A_1 = 1$ i $A_1 = 2,5$.

Zwróćmy jeszcze uwagę na inny aspekt istnienia relacji typu A_{cvc} . Oto umożliwia ona uproszczenie analizy danych doświadczalnych [27]. Obserwable opisujące przejścia $\Delta J = \pm 1$ są jednorodnymi biliniowymi funkcjami czterech elementów macierzowych (tablica I). Dowolną kombinację liniową elementów macierzowych, na przykład ζ_1 (18a) można wybrać jako standardowy element macierzowy; jego wartość można obliczyć ze skorygowanej wartości ft (przypisy (A-7), (A-8), (A-9)). Normalizujemy ζ_1 do jedności. Ten warunek oraz relacja A_1 redukują liczbę niezależnych parametrów do dwóch. Można wtedy wyrazić wszystkie obserwable jako funkcje tylko dwóch parametrów, na przykład u i z .

5. Obserwable

Pomiar kilku obserwabli umożliwia wyznaczenie wartości parametrów Kotaniego (14)—(18), stąd zaś — liczbowe określenie wartości elementów macierzowych czynnych w danym przejściu β . Możliwe to jest dzięki teoretycznym wyrażeniom tych obserwabli przez parametry Kotaniego. Do omawianych obserwabli należą: czynnik korekcyjny kształtu widma, $C(W)$ — (przypisy), współczynnik korelacji kątowych β - γ , A_2 (21), współczynnik polaryzacji podłużnej cząstek β , P_L (11), współczynnik korelacji kątowych β - γ kołowo spolaryzowane, ω (23) i (12), rozkład kątowy elektronów ze spolaryzowanych

jąder atomowych, korelacje kątowe między podłużnie (lub poprzecznie) spolaryzowanym promieniowaniem β a promieniowaniem γ , P_L^γ (lub P_T^γ), wartość ft (przypisy (A-8), (A-9)).

Przedstawimy w dalszym ciągu według [9], [10], [28] wyrażenia na kilka obserwabli poprzez parametry Kotaniego, aby zademonstrować, w jaki sposób z danych doświadczalnych możemy wyznaczyć elementy macierzowe, odpowiedzialne za dane przejście β .

5.1. Wartość ft

Wartość ft (przypisy (A-7), (A-8), (A-9)) skorygowaną dla niestatystycznego kształtu widma β oznaczymy przez $f_c t$, gdzie t jest okresem połowicznego zaniku ze względu na rozpad β , zaś $f_c(Z)$ jest:

$$f_c(Z) = \int_1^{W_0} F_0(Z, W) \cdot p \cdot W \cdot (W_0 - W)^2 \cdot C(W) dW \quad (34)$$

oraz

$$\log(f_c t) = \log(ft) + \log[f_c(Z)/f_0(Z)], \quad (35)$$

gdzie $C(W)$ — czynnik korekcyjny kształtu widma, $f_0(Z)$ znajdujemy z (34) kładąc $C(W) = 1$. Spełniony jest związek:

$$f_c t = \pi^3 \cdot \ln 2 / |z|^2, \quad (36)$$

gdzie parametr z określono w (16), zaś $C^A/C_V = -1,21$ oraz $C_V = (1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3 = (2,97 \pm 0,02) \cdot 10^{-12}$ (jedn. nat.).

5.2. Czynnik korekcyjny widma energetycznego $C(W)$

W przybliżeniu ξ widmo ma kształt statystyczny i wtedy czynnik korekcyjny widma jest stały. Na ogół jednak jest on w przejściach $(F-F)$ zależny od energii:

$$C(W) = k(1 + aW + bW^{-1} + cW^2), \quad (37)$$

gdzie

$$k = \zeta_0^2 + (w/3)^2 + \zeta_1^2 + (2x + u)^2 \cdot W_0^2/18 - (2x^2 + 7u^2)/18 - (W_0^2 - \lambda_1) \cdot z^2/12, \quad (38)$$

$$ak = -4uY/3 - (4x^2 + 5 \cdot u^2 + 3z^2/2) \cdot W_0/9, \quad (39)$$

$$bk = (-w\zeta_0 + (u + x)\zeta_1) \cdot 2/3, \quad (40)$$

$$ck = (4x^2 + 5u^2)/9 + (1 + \lambda_1) \cdot z^2/12. \quad (41)$$

Tutaj W oznacza energię kinetyczną elektronu w jednostkach m_0c^2 , łącznie z masą spoczynkową, W_0 maksymalną energię elektronu, λ_1 czynnik kulombowski, stabelowany w pracy [9].

W przybliżeniu ξ mamy $a = b = c = 0$. Czynnik k jest rzędu ξ^2 , ak , bk w (39) i (40) są rzędu ξ , zaś ck (41) jest rzędu ξ^0 . Współczynniki a , b nie zależą

od energii. Gdy mamy do czynienia z efektem wzajemnego kasowania się elementów macierzowych, istotną rolę grają wyrazy a , b . Natomiast gdy w grę wchodzi efekt reguły wyboru, najważniejszym staje się wyraz c , który zawiera człony rzędu $|\int B_{ij}|^2$. Często jedna (nawet przy dużych wartościach a , b , c) rezultat doświadczalny jest niewielki, gdyż przyczynki od każdego z wyrazów częściowo mogą się nawzajem kasować.

5.3. Współczynnik asymetrii A_2 korelacji kątowych β - γ [9], [29]

Współczynnik A_2 występuje w funkcji korelacji kierunkowych (21), $N(W, \theta)$. W doświadczeniu bezpośrednio mierzona jest anizotropia A :

$$A = [N(\pi) - N(\pi/2)]/N(\pi/2), \quad (42)$$

gdzie $N(\pi)$ i $N(\pi/2)$ — liczba koincydencji β - γ , kiedy kierunki pędów elektronu i kwantu γ tworzą odpowiednio kąt θ równe π i $\pi/2$. Wtedy

$$A_2 = 2A/(A + 3). \quad (43)$$

Wyrażenie na zredukowany współczynnik asymetrii korelacji kątowych β - γ , $A_2^x = A_2 W/p^2$ jest funkcją energii kinetycznej elektronów W , ich energii maksymalnej W_0 oraz zależy od elementów macierzowych:

$$A_2^x = (R_3 k + ekW)/C(W), \quad (44)$$

gdzie ogólne wyrażenie na $R_3 k$ oraz ek podaje praca [10]. Wyraz R_3 jest rzędu ξ^1 , zaś e jest rzędu ξ^0 . W ramach aproksymacji ξ współczynnik A_2 jest rzędu ξ^{-1} , czyli wtedy korelacje β - γ są izotropowe. Różna od zera wartość A_2 wskazuje na odchylenie od przybliżenia ξ . Natomiast przybliżenie B_{ij} daje $A_2 < 0$, zależność energetyczna jest taka jak dla przejść unikalnych. Ale niewielkie odchylenie od tego przybliżenia może zmienić A_2 bardzo znacznie, czyniąc $A_2 > 0$ lub $A_2 < 0$. Efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych może też prowadzić do $A_2 < 0$. Przedstawimy dla przykładu pełne wyrażenie A_2^x w zależności od parametrów Y , u , x , ($z = 1$) oraz W dla sekwencji spinów $1-(\beta)2+(\gamma)0$.

$$A_2^x = S/T, \quad (44a)$$

gdzie

$$S = s_1 Y + s_2 \cdot u Y + s_3 \cdot x Y + s_4 \cdot u^2 + s_5 \cdot u + s_6 \cdot ux + s_7 \cdot x^2 + s_8 \cdot x + s_9, \quad (44b)$$

$$T = t_1 \cdot Y^2 + t_2 \cdot u Y + t_3 \cdot x Y + t_4 \cdot u^2 + t_5 \cdot x^2 + t_6. \quad (44c)$$

Zależne od W i W_0 współczynniki s_i oraz t_i mają kształt następujący:

$$\begin{aligned} s_1 &= 6\sqrt{6}\lambda_2 & s_4 &= 4\lambda_2 W_0 - 7W & s_7 &= 4(2\lambda_2 W_0 + W) \\ s_2 &= 12\lambda_2 & s_5 &= \sqrt{6}(2\lambda_2 W_0 - 5W) & s_8 &= 2\sqrt{6}(W - \lambda_2 W_0) \\ s_3 &= -24\lambda_2 & s_6 &= 12(W - \lambda_2 W_0) & s_9 &= 18W\lambda_1 \end{aligned} \quad (44d)$$

$$\begin{aligned}
 t_1 &= 72 & t_4 &= 4(3W_0^2 - 7 + 10W^2 - 10WW_0 + 4W_0/W) \\
 t_2 &= 48(W_0 - 2W + 1/W) & t_5 &= 8(3W_0^2 - 1 + 4W^2 - 4WW_0 - 2W_0/W) \quad (44e) \\
 t_3 &= 48(-W_0 + 1/W) & t_6 &= 6[(W_0 - W)^2 + \lambda_1(W^2 - 1)].
 \end{aligned}$$

W zmodyfikowanym przybliżeniu B_{ij} jest $u = x = 0$. Odpowiedzialny za to przejście β jedyny stosunek elementów macierzowych Y obliczymy z następującego równania, które otrzymujemy z (44a):

$$A_2^x = S/T = (s_1 Y + s_9)/(t_1 Y^2 + t_6). \quad (44aa)$$

Rozwiązując (44aa) względem Y znajdziemy:

$$Y = s_1/(2A_2^x t_1) \pm [s_1^2/(4A_2^{x2} \cdot t_1^2) - t_6/t_1 + s_9/(A_2^x t_1)]^{1/2}. \quad (45)$$

Z dwóch wartości Y bierzemy tę, która lepiej pasuje do określonego doświadczalnie czynnika korekcyjnego kształtu widma, $C(W)$.

5.4. Współczynnik „ ω ” korelacji kierunkowych β - γ kołowo spolaryzowane

Współczynnik ten został zdefiniowany w równaniach (22), (23) i (12), tutaj podamy jego ogólną postać, określoną teoretycznie

$$\omega = (kR_4 + kgW + khW^2 + klp^2)(1/2)(5 \cos^2 \theta - 3)/\{C(W) \cdot [1 + A_2 \cdot P_2(\cos \theta)]\}. \quad (46)$$

Symbole R_4 , g , h , l są zdefiniowane w pracy [10], tu omówimy tylko ich sens fizyczny, nie będziemy natomiast rozpisywać (46) w postaci przydatnej do obliczeń numerycznych, jak to zrobiliśmy w przypadku A_2^x (równania (44) i dalsze), ponieważ równania są bardzo skomplikowane. Upřednio przedyskutowano rolę niektórych wyrazów występujących w (46): k , $C(W)$, A_2 . Z pozostałych wyrazów R_4 jest rzędu ξ^2 , g rzędu ξ , zaś h , l rzędu ξ^0 . Tak więc przy pełnej stosowalności aproksymacji ξ „ ω ” nie zależy od energii W i kąta θ między kierunkami promieni β i γ . Wtedy „ ω ” jest miarą stosunku Y/V ; parametry te zdefiniowano w równaniach (17) i (18). „ ω ” pozostaje miarą stosunku Y/V także w przypadku efektu reguły wyboru w braku przytłumienia elementu macierzowego $\int B_{ij}$ oraz w braku efektu wzajemnego kasowania się elementów macierzowych w parametrach Y i V . Przy efekcie reguły wyboru wystąpi silniejsza zależność kątowa $\omega = \omega(\theta)$ niż przy wzajemnym kasowaniu się elementów macierzowych. W istocie to, czy „ ω ” zależy silniej od energii czy kąta θ dla efektu kasowania się elementów macierzowych lub efektu reguły wyboru zależy jeszcze od zmiany spinu w przejściu β . W przypadku efektu wzajemnego kasowania się elementów macierzowych największą rolę w (46) gra wyraz g , zaś przy spełnieniu przybliżenia B_{ij} — wyrazy k i l . Ogólnie, pomiar „ ω ” jest czułym wskaźnikiem na przyczynę składowej $\int B_{ij}$ do danego przejścia β .

5.5. Współczynnik P_L podłużnej polaryzacji elektronów

Współczynnik P_L został zdefiniowany w równaniu (11), gdzie za kierunek osi kwantowania z przyjmujemy kierunek pędu elektronu L . Teoretyczne wyrażenie na P_L ma kształt następujący:

$$P_L = \pm (p/W)[1 + (dk - bk/W)/C(W)], \quad (47)$$

gdzie w przejściach nieunikalnych β przy $\Delta J = \pm 1$ mamy:

$$bk = (u + x)\xi_1 \cdot 2/3 = (u + x) \cdot [Y + (u - x) \cdot W_0/3] \cdot 2/3, \quad (40a)$$

$$dk = (u^2 - x^2) \cdot 2/9. \quad (48)$$

Współczynnik P_L w aproksymacji ξ jest równy $|p/W|$. Znak $+$ w (47) bierzemy dla pozytronów, zaś znak $-$ dla elektronów. Gdy spełniony jest efekt reguły wyboru albo przybliżenie B_{ij} , także wtedy $P_L \approx |p/W|$. Odchylenie od $|p/W|$ wystąpi dla P_L tylko przy wzajemnym kasowaniu się elementów macierzowych, co wykryto przy rozpadzie RaE (Bi-210) [18].

5.6. Współczynnik $P_L^\gamma(\theta)$ korelacji kierunkowych podłużnie spolaryzowany elektron β — kwant γ

$$P_L^\gamma(\theta) = P_L^0 + a \cdot P_2(\cos \theta), \quad (49)$$

gdzie $P_2(\cos \theta)$ — drugi współczynnik wielomianów Legendre'a. Wyraz a — zależny od kąta θ — zawiera człony rzędu ξ^1 oraz ξ^0 , z których pierwszy określony jest przede wszystkim przez A_2^x (44). Występujący w (49) składnik P_L^0 oznacza polaryzację podłużną bez pomiaru promieniowania γ . Drugi człon $a \cdot P_2(\cos \theta)$ zmienia polaryzację β o kilka procent.

5.7. Współczynnik $P_T^\gamma(\theta)$ korelacji kierunkowych poprzecznie spolaryzowany elektron β — kwant γ

Współczynnik $P_T^\gamma(\theta)$ może być mierzony w płaszczyźnie β - γ lub w kierunku prostopadłym do niej (rys. 1). Dostarcza on więcej informacji niż pomiar współczynnika $P_L^\gamma(\theta)$, gdyż w przybliżeniach ξ oraz B_{ij} jest $P_T^\gamma = 0$. Ale stopień polaryzacji nie jest zbyt duży i w jednostkach v/c rzadko jest większy niż $10 \div 20\%$.

Przypisy

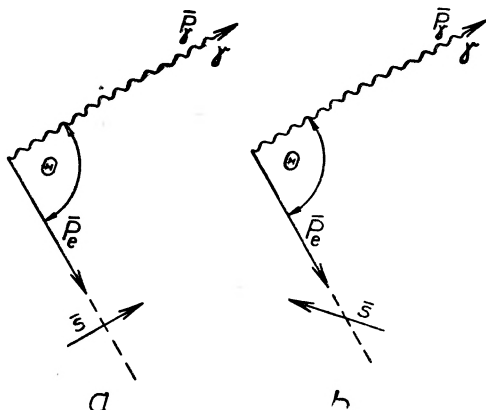
Na prawdopodobieństwo P zdefiniowane w (1) rozpadu β możemy wprowadzić z (5), (2) i (1) wyrażenie:

$$P(W)dW = (g^2/2\pi^3) \cdot F(Z, W) \cdot p \cdot W \cdot (W_0 - W)^2 \cdot C_n dW, \quad (A-1)$$

gdzie $F(Z, W)$ jest funkcją określającą wpływ oddziaływania kulombowskiego pola elektrycznego jądra na kształt rozkładu energetycznego elektronów wyrzucanych z jądra, C_n — czynnik korekcyjny widma dla przejść n -krotnie wzbronionych, zależny od Z, W, W_0 oraz odpowiednich elementów macierzowych i stałych sprzężenia. Dla przejść dozwolonych $n = 0$, zaś C_0 nie zależy od energii:

$$C_0 = (1/2) \cdot (1 + s) \cdot [C_p^2 |\int \mathbf{1}|^2 + C_A^2 |\sigma|^2], \quad (\text{A-2})$$

gdzie $s = (1 - a^2 \cdot Z^2)^{1/2}$, oraz $a = e^2/(\hbar \cdot c)$.



Rys. 1. *a* — poprzeczna polaryzacja elektronu β w płaszczyźnie (\mathbf{p}, γ) , *b* — poprzeczna polaryzacja elektronu β prostopadła do płaszczyzny (\mathbf{p}, γ) . Tutaj \mathbf{p}, \mathbf{S} — pęd i spin elektronu

Na widmo energetyczne przejść dozwolonych otrzymamy z (A-1)

$$\{P(W)/[F(Z, W) \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{W}]\}^{1/2} \sim (W_0 - W). \quad (\text{A-3})$$

Odkładając na osi rzędnych lewą stronę wyrażenia (A-3), zaś na osi odciętych energię elektronów W , otrzymujemy wykres Fermiego-Kurie, który dla przejść dozwolonych przedstawia prostą prócz obszaru bardzo małych energii. O takim widmie mówimy, że ma *kształt statystyczny*. Przedłużenie prostej do przecięcia się z osią energii pozwala określić energię maksymalną elektronów W_0 . Ogólnie, dla przejść niedozwolonych $C_n = C_n(W)$, czyli czynnik korekcyjny widma zależy od energii. Wtedy wykres Fermiego-Kurie nie jest na ogół linią prostą. Odkładając jednak — analogicznie do (A-3) — na osi rzędnych wyrażenie z (A-1):

$$\{P(W)/[F(Z, W) \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{W} \cdot C_n(W)]\}^{1/2}, \quad (\text{A-4})$$

zaś energię W na osi odciętych, możemy zlinearyzować wykres Fermiego-Kurie dla danego przejścia wzbronionego. Dobór funkcji linearyzującej wykres Fermiego-Kurie, sporządzony najpierw według (A-3) także dla przejść niedozwolonych, prowadzi do eksperymentalnego wyznaczenia czynnika korekcyjnego widma $C_n(W)$. Sporządzając dla przejść (F - F) wykres Fermiego-Kurie

według (A-3) otrzymujemy często linię prostą, czyli statystyczny kształt widma energetycznego.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Przejścia wzbronione, w których } \Delta J = n+1, \text{ gdzie } n \\ \text{jest stopniem wzbronienia, nazywamy } \textit{unikalnymi}. \end{array} \right\} \quad (\text{A-5})$$

Dla przejść unikalnych czynnik korekcyjny C_{nu} zależy silnie od energii, przy czym tę zależność można określić teoretycznie. Tak na przykład dla przejść ($F-F$) mamy

$$C_{1u} = (W^2 - 1) \cdot (W_0 - W)^2. \quad (\text{A-6})$$

W przejściu unikalnym ($F-F$) czynny jest tylko jeden element macierzowy, dla którego $\Delta J = 2$, czyli $\int B_{ij}$. Wszystkie inne przejścia ($F-F$) noszą nazwę *przejść nieunikalnych*. Unikalne widmo energetyczne wykazuje znaczny przyrzekunek elektronów o dużej energii, dlatego różni się ono od widma statystycznego.

Znając różniczkowe prawdopodobieństwo rozpadu P (A-1), można określić całkowite prawdopodobieństwo rozpadu λ_0 :

$$\lambda_0 = \int_1^{W_0} P(W) dW = \text{const} \cdot f(Z, W_0), \quad (\text{A-7})$$

gdzie

$$f(Z, W_0) = \int_1^{W_0} p \cdot W \cdot (W_0 - W)^2 \cdot F(Z, W) dW. \quad (\text{A-8})$$

Tak jest dla przejść dozwolonych. Dla przejść niedozwolonych pod znak całki w (A-8) wchodzi jeszcze zależny od energii czynnik $C_n(W)$. Ponieważ $\lambda_0 = (\ln 2)/t$, gdzie t — okres połowicznego zaniku, mamy z (A-7) dla danego przejścia β :

$$f \cdot t = \text{const}. \quad (\text{A-9})$$

Wielkość ft , częściej zaś $\log ft$ jest ważną charakterystyką przejść β , stanowiąc podstawę ich klasyfikacji. W przejściach *ponaddozwolonych* $\log ft$ grupuje się około wartości 2,9—3,7; elementy macierzowe mają tu niemal maksymalne wartości, co oznacza silne przekrywanie się funkcji falowych stanu początkowego i końcowego jądra. Dla przejść dozwolonych wartość $\log ft$ leży w przedziale 3,7—6. W przejściach ($F-F$) $\log ft$ leży w obszarze 6,5—9,0.

Literatura

- [1] E. Fermi, Z. Phys., **88**, 161 (1934).
- [2] H. Schopper, Nuclear Instrum. and Methods, **3**, 158 (1958).
- [3] I. W. Estulin, A. A. Pietuskow, Usp. Fiz. Nauk, **82**, 253 (1964).
- [4] H. Frauenfelder, Ann. Rev. Nucl. Sci., **2**, 129 (1953).
- [5] T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev., **104**, 254 (1956), **105**, 1671 (1957).
- [6] *Nowyje swojstwa simmetrii elementarnych czastíc*, Moskwa 1957.
- [7] J. A. Smorodinski, Usp. Fiz. Nauk, **67**, 43 (1959), Post. Fiz., **10**, 503 (1959).
- [8] S. Flügge, wydawca, Handbuch der Physik, **XLI/2**, Berlin (1962).

- [9] T. Kotani, M. Ross, *Progr. Theor. Phys.*, **20**, 643 (1958), *Phys. Rev.*, **113**, 622 (1959), *Phys. Rev. Letters*, **1**, 140 (1958).
- [10] T. Kotani, *Phys. Rev.*, **114**, 795 [1959].
- [11] H. A. Weidenmüller, *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 574 (1961).
- [12] M. Morita, *Nuclear Phys.*, **6**, 132 (1958).
- [13] M. Morita, R. S. Morita, M. Yamada, *Phys. Rev.*, **111**, 237 (1958).
- [14] H. Frauenfelder, J. D. Jackson, H. W. Wyld, *Phys. Rev.*, **110**, 451 (1958).
- [15] E. J. Konopiński, G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.*, **60**, 308 (1941).
- [16] M. Yamada, M. Morita, *Progr. Theor. Phys.*, **8**, 431 (1952), *Phys. Rev.* **107**, 1316 (1957).
- [17] M. Morita, R. S. Morita, *Phys. Rev.*, **109**, 2048 (1958).
- [18] E. A. Plassman, L. M. Langer, *Phys. Rev.*, **96**, 1593 (1954).
- [19] R. W. King, D. C. Peaslee, *Phys. Rev.*, **94**, 1234 (1954).
- [20] S. Ogaza, *Post. Fiz.*, **12**, 577 (1961).
- [21] Z. Matumoto, M. Morita, M. Yamada, *Bull. Kobayasi Inst. Phys. Research*, **5**, 210 (1955).
- [22] D. L. Pursey, *Phil. Mag.*, **42**, 1193 (1959).
- [23] T. Ahrens, E. Feenberg, *Phys. Rev.*, **86**, 64 (1952).
- [24] J. I. Fujita, *Phys. Rev.*, **126**, 202 (1962).
- [25] J. Eichler, *Z. Phys.*, **171**, 463 (1963).
- [26] H. Dulaney, C. H. Braden, L. D. Wyly, *Nuclear Phys.*, **52**, 79 (1964).
- [27] P. Lipnik, J. W. Sunier, *Nuclear Phys.*, **53**, 305 (1964).
- [28] K. Alder, B. Stech, A. Winther, *Phys. Rev.*, **107**, 728 (1957).
- [29] K. Siegbahn, *β - and γ -ray spectroscopy*, Amsterdam (1958).

Tadeusz Piech

Zarys historii katedr fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

Studia z dziejów katedr Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego, str. 223—270. Kraków 1964.

W publikacji tej, ogłoszonej z okazji jubileuszu sześćsetlecia Uniwersytetu Jagiellońskiego autor przedstawia dzieje najstarszego w Polsce, liczącego blisko dwieście lat, ośrodka fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie. Historia tego ośrodka rozpoczyna się w połowie XVIII wieku, w okresie, w którym zaczęto podejmować próby reformowania przestarzałego systemu szkolnictwa.

Pierwsze próby reformy Akademii Krakowskiej pochodzą od ówczesnego kanclerza Akademii, biskupa Stanisława Załuskiego, który starał się sprowadzać do Akademii odpowiednich ludzi z zagranicy, bądź wysyłać na studia zagraniczne własnych stypendystów. Między innymi wysłano młodego magistra, Marcina Świątkowskiego, na uniwersytet w Halle, aby zapoznał się z nowymi prądami w naukach przyrodniczych, zwłaszcza w modnej wówczas fizyce eksperymentalnej, dotychczas u nas nie znanej. Po powrocie z zagranicy rozpoczął Świątkowski w roku 1749/50 wykłady matematyki, a w roku 1753/54 astronomii i fizyki. Ponieważ jednak jego działalność nie znalazła uznania wśród konserwatywnych profesorów Akademii, Świątkowski zrezygnował ze stanowiska wykładowcy i odsunął się od uniwersytetu. W następnych kilkunastu latach podejmowano jeszcze kilkakrotnie próby zorganizowania kursu fizyki, jednak bez trwałych rezultatów.

Radykalną poprawę przyniosła dopiero reforma kołłątajowska w 1778 roku. W ogłoszonym w dniu 1 października tego roku programie nauk na Wydziale Filozoficznym figuruje już oficjalnie Katedra Fizyki, którą objął tymczasowo ks. Piotr Rydułski. W roku 1783 mianowano stałego profesora fizyki, którym został ks. Andrzej Trzebiński, zajmujący to stanowisko do 1804 roku. Jego słabe fachowe przygotowanie odbijało się ujemnie na poziomie jego wykładów i było źródłem konfliktów z innymi profesorami Akademii, którzy, jak matematyk Jan Śniadecki i profesor mechaniki Feliks Radwański, chcąc ratować poziom nauczania omawiali na swoich wykładach pewne zagadnienia z fizyki. Radwański był pierwszym wykładowcą, który prowadził również demonstracje. Zorganizował on przy swej Katedrze Mechaniki zbiór przyrządów, który otrzymał nazwę Gabinetu Mechanicznego. W ślad za nim również Katedra Fizyki nabyła pewną liczbę przyrządów.

Po upadku Rzeczypospolitej i przyłączeniu Krakowa do Austrii nastąpił w życiu uniwersytetu okres dużych zmian. Zniesiono Katedrę Mechaniki, a jej zbiory połączone ze zbiorami Katedry Fizyki utworzyły Gabinet Fizyczny. Profesorowie zmieniali się często, pewną stabilizację i ład osiągnięto dopiero za profesury Romana Markiewicza, który kierował Katedrą w latach 1813—1838. Skompletował on zbiory i w swojej działalności kładł nacisk na stronę doświadczalną fizyki. Po przejściu Markiewicza na emeryturę Katedrę Fizyki objął Stefan Kuczyński, który kierował nią w latach 1838—1882. Zmodernizował on zbiory Katedry, zreorganizował wykłady i pierwszy chyba w Austrii wprowadził pracownię studencką. Dbał bardzo o poziom kształcenia fizyków. Pracował naukowo, ogłaszając kilka prac z optyki, które mogłyby odegrać rolę w rozwoju tej gałęzi fizyki, gdyby zostały opublikowane w językach obcych. Dwóch jego uczniów, Kazimierz Olearski i Karol Olszewski, objęło katedry uniwersyteckie. Kuczyński rozwijał też działalność organizatorską w Towarzystwie

Naukowym Krakowskim i później w Akademii Umiejętności. Zajmował się też popularyzacją fizyki.

Po przejściu Kuczyńskiego na emeryturę w roku 1882 Katedrę Fizyki objął Zygmunt Wróblewski, który kierował nią do swej tragicznej śmierci w roku 1888. Autor omawianego artykułu przedstawia działalność Wróblewskiego i historię prac nad skropleniem powietrza, wykonywanych wspólnie z Karolem Olszewskim. Po śmierci Wróblewskiego Katedrą Fizyki kierowali: August Witkowski w latach 1888—1913, Marian Smoluchowski w latach 1913—1917, a po odzyskaniu niepodległości Konstanty Zakrzewski w latach 1918—1948. Autor artykułu kreśli sylwetki i omawia działalność tych profesorów.

Osobny rozdział poświęcony jest historii katedr fizyki teoretycznej. Pierwszym profesorem fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Jagiellońskim był Edward Skiba, który wykładał od roku 1870 do 1879, gdy z powodu nieuleczalnej choroby przeszedł na emeryturę, a Katedra jego została zlikwidowana. Dopiero w roku 1891 objął wykłady fizyki teoretycznej świeżo habilitowany docent, a później profesor Władysław Natanson, który kierował Katedrą do 1935 roku. Jego następcą został Jan Weyssenhoff, który kierował Katedrą do roku 1959, w którym przeszedł na emeryturę. Krótko (w latach 1946—1948) pracował też w Krakowie Jan Błaton.

Artykuł kończą uwagi o rozwoju Instytutu Fizyki pod kierownictwem profesorów Henryka Niewodniczańskiego i Jana Weyssenhoffa w dwudziestoleciu Polski Ludowej i o rozwoju fizyki krakowskiej w tym okresie.

Dla fizyków pięknie i interesująco napisany artykuł Tadeusza Piecha jest źródłem wiadomości o dawnej fizyce polskiej, zwłaszcza krakowskiej. Należałoby polecić przeczytanie tego artykułu przede wszystkim młodym fizykom krakowskim, którzy powinni poznać dzieje i tradycje tego najstarszego w Polsce ośrodka fizyki.

Bronisław Średniawa

Nagroda Nobla 1964

Nagroda Nobla z fizyki za rok 1964 została podzielona między Charlesa H. Townesa (MIT) i dwóch fizyków radzieckich: Nikołaja G. Basowa i Aleksandra M. Prochorowa (oba z Instytutu Fizyki im. Lebidieva). Nagrodę przyznano za prace z dziedziny elektroniki kwantowej, które doprowadziły do zbudowania masera mikrofalowego.

C. H. Townes studiował w California Institute of Technology, a w r. 1939 rozpoczął pracę w Bell Telephone Laboratories. W 1947 r. został profesorem Columbia University. Tu rozpoczął badania generacji promieniowania koherentnego. W 1953 r. w oparciu o wyniki tych badań zbudowany został pierwszy maser wykorzystujący emisję wymuszoną o długości fali 1,25 cm.

N. G. Basov i A. M. Prochorov, niezależnie od Townesa, zbudowali prawie identyczny maser w Instytucie im. Lebidieva. Prof. Basov kształcił się w Moskiewskim Instytucie Technologiczno-Fizycznym. Ma lat 42 i jest zastępcą dyrektora Instytutu im. Lebidieva. Prof. Prochorov urodził się w 1916 r. w Australii, kształcił się na Uniwersytecie Leningradzkim. Obecnie jest kierownikiem Pracowni Oscylacji w Instytucie im. Lebidieva. Zarówno Basov jak i Prochorov są członkami-korespondentami Akademii Nauk ZSRR. Basov należy do grupy fizyków radzieckich, która zastosowała wymuszoną emisję do uzyskania lasera półprzewodnikowego.

Medal Nielsa Bohra

Duńskie Stowarzyszenie Techniczne przyznało Złoty Medal Nielsa Bohra za rok 1964 znakomitemu fizykowi radzieckiemu Piotrowi Kapicy.

Medal Nielsa Bohra, ustanowiony w 1955 r. przez Duńskie Stowarzyszenie Techniczne,

przyznawany jest co trzy lata uczonemu lub inżynierom, bez względu na ich narodowość, za wybitny wkład w dzieło pokojowego wykorzystania energii jądrowej.

W 1958 r. laureatem Medalu Nielsa Bohra był Sir John Cockroft, a w r. 1961 Georg Hevesy.

Nowi profesorowie zwyczajni

Rada Państwa na posiedzeniu w dniu 26 lutego 1965 r. nadała tytuł profesora zwyczajnego dwom profesorom nadzwyczajnym w Instytucie Badań Jądrowych — Wojciechowi Królikowskiemu i Józefowi Werle.

Tomonaga członkiem Leopoldiny

Niemiecka Akademia Badaczy Przyrody Leopoldina w Halle dokonała niedawno wyboru nowych członków. Między innymi na członka Wydziału Fizyki wybrany został wybitny fizyk japoński S. Tomonaga, profesor Uniwersytetu w Tokio.

Nagrody brytyjskiego Instytutu i Towarzystwa Fizycznego

Rada brytyjskiego Instytutu i Towarzystwa Fizycznego przyznała w r. 1965 następujące nagrody:

Medal i Nagrodę Thomasa Younga otrzymał A. Maréchal, profesor Uniwersytetu Paryskiego i Instytutu Optyki w Paryżu, za wybitne prace w wielu dziedzinach optyki.

Medal i Nagrodę Duddella otrzymał H. A. Gebbie z National Physical Laboratory za swoje pionierskie prace z dziedziny podczerwonej spektroskopii interferencyjnej.

Medal i Nagrodę Charlesa Chree otrzymał B. J. Mason, profesor Imperial College of Science and Technology w Londynie, za prace z dziedziny fizyki atmosfery.

Nagrodę Charlesa Vernon Boysa otrzymali A. Howie i M. J. Whelan z Uniwersytetu Cambridge, za badania defektów sieci krystalicznej metodą mikroskopii elektronowej.

National Medal of Science

Wśród naukowców amerykańskich odznaczonych w 1964 r. przez Prezydenta Johnsona Narodowym Medalem Nauki (National Medal of Science) są: Julian Schwinger, profesor Uniwersytetu Harvarda („za wnikliwą pracę o podstawowych problemach kwantowej teorii pola i za wiele wspaniałych wkładów do fizyki jądrowej i elektrodynamiki“) oraz Harold C. Urey, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego („za wybitne przyczynienie się do wyjaśnienia pochodzenia i ewolucji układu słonecznego i za pionierskie prace nad zastosowaniem izotopów do wyznaczania temperatury oceanów w ubiegłych epokach geologicznych“).

Fizyka niskich temperatur

W dniach od 31 sierpnia do 4 września 1964 r. odbywała się w Columbus (Ohio) IX Międzynarodowa Konferencja na temat Niskich Temperatur. Patronat nad Konferencją objęła Komisja Najniższych Temperatur Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, a organizatorami były Ohio State University i Battelle Memorial Institute. W Konferencji wzięło udział 850 fizyków, w tym 187 spoza USA (między innymi 5 z ZSRR).

Konferencja dzieliła się tematycznie na sześć sympozjów, na których wygłaszano referaty przeglądowe i komunikaty z prac własnych. Ogółem przedstawiono 22 referaty i 250 komunikatów.

Pierwsze sympozjum poświęcone było teorii nadciekłości. Referaty przeglądowe wygłosili: J. Bardeen (University of Illinois) — referat wstępny, P. W. Anderson (Bell Telephone Laboratories) — o słabym nadprzewodnictwie i efekcie tunelowym Josephsona, P. C. Martin (Harvard University) — o hydrodynamice i teorii kinetycznej w nadciekłości, P. G. de Gennes (Faculté des Sciences, Orsay) — właściwości linii wirowych w nadprzewodnikach.

Na sympozjum o kwantowaniu i liniach wirowych w nadprzewodnikach i ciekłym helu W. M. Fairbank (Stanford University) przedstawił historię i obecny stan badań nad skwantowanym strumieniem w nadprzewodnikach, a R. D. Parks (Rochester) mówił o skwantowanych liniach wirowych.

Sympozjum na temat powierzchni Fermiego rozpoczął referat D. Shoenberga (Cambridge) o danych doświadczalnych dotyczących powierzchni Fermiego w metalach. V. Heine (Cambridge) omówił ostatnie wyliczenia struktur pasmowych i powierzchni Fermiego w metalach zwykłych i przejściowych.

Na sympozjum o cieczach kwantowych D. Pines (University of Illinois) wygłosił wysoce teoretyczny referat o korelacjach i pobudzeniach w cieczach kwantowych. W. P. Peszkov (Instytut Problemów Fizycznych, Moskwa) mówił o nadciekłości ^3He . Peszkov stwierdził skok ciepła właściwego ciekłego ^3He w temperaturze $5 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, co przypisuje powstawaniu stanu nadciekłego. Po referacie wywiązała się bardzo żywa dyskusja między Peszkovem a J. C. Wheatleyem (University of Illinois), który badając ^3He w tym samym obszarze temperatur nie zaobserwował tego efektu. Niedaleka przyszłość przyniesie zapewne rozstrzygnięcie tego sporu.

Referaty przeglądowe na sympozjum o przejściach w niskich temperaturach wygłosili: E. W. Montroll (Institute for Defense Analyses, Waszyngton), R. Brout (Université Libre de Bruxelles) i C. Domb (Uniwersytet Londyński). Omówili oni takie przejścia jak ferro- i antyferromagnetyzm, kondensację gaz-ciecz, ferroelektryczność, zamarzanie i nadprzewodnictwo, które są rezultatem zmiany temperatury.

Przedmiotem ostatniego sympozjum były rozcieńczone stopy z metalami przejściowymi. E. Daniel (Uniwersytet w Strassburgu) przedstawił aktualne poglądy na wirtualne stany związane, z których istnienia wynika wiele właściwości fizycznych, takich jak duża oporność resztkowa, ciepło właściwe w niskich temperaturach i nadzwyczaj duża siła elektromotoryczna. G. J. van den Berg (Leyda) zreferował najnowsze badania doświadczalne nad rozcieńczonymi roztworami metalicznymi metali przejściowo-

wych, dotyczące przewodnictwa elektrycznego i cieplnego, magnetooporu, efektu Halla, siły termoelektrycznej, przenikliwości magnetycznej i ciepła właściwego.

W czasie Konferencji odbyło się uroczyste wręczenie Nagrody Fritza Londa tego rocznemu jej laureatowi — D. Shoenbergowi, znanemu ze swoich doskonałych prac nad powierzchniami Fermiego w metalach.

Następna Konferencja na temat Niskich Temperatur odbędzie się w 1966 r. w Tyflisic lub w Zurychu.

XII Konferencja Wag i Miar

W dniach od 6 do 13 października 1964 r. obradowała w Paryżu XII Generalna Konferencja Wag i Miar. Wzięły w niej udział delegacje 37 spośród 40 państw należących do Konwencji Metrycznej.

Konferencja wyraziła konieczność ustalenia atomowego lub cząsteczkowego wzorca częstotliwości dla wyznaczania przedziału czasu, ale uznała, że mimo postępów poczynionych w opracowywaniu ezowego wzorca częstotliwości jest jeszcze za wcześnie na porzucenie astronomicznej definicji sekundy. Przypuszcza się, że atom wodoru, a być może również atom talu, będą mogły stanowić bardziej precyzyjny wzorzec niż atom cezu. Uznając dobrą powtarzalność ezowego wzorca częstotliwości (1 część na 10^{11} — co odpowiada 1 sekundzie na 3000 lat) — oraz konieczność możliwie szybkiego wprowadzenia atomowego lub cząsteczkowego wzorca częstotliwości Konferencja upoważniła Międzynarodowy Komitet Wag i Miar do desygnowania tymczasowych atomowych lub cząsteczkowych wzorców częstotliwości.

Konferencja zdefiniowała jednostkę natężenia źródła promieniotwórczego — curie (symbol Ci) jako równą $3,7 \times 10^{10}$ rozpadów $\times \text{sek}^{-1}$.

Zatwierdzono użycie przedrostków „femto“ i „atto“. Oba słowa są pochodzenia duńskiego. Femto (symbol *f*) odpowiada czynnikowi 10^{-15} , atto (symbol *a*) — czynnikowi 10^{-18} .

Wzywa się laboratoria narodowe do kontynuowania badań współczynnika giromagnetycznego protonu celem dokładnego wyznaczenia tej wielkości, co z kolei pozwoli na lepszą odtwarzalność jednostki natężenia prądu —

ampera. Jedną z metod pomiaru stosunku giromagnetycznego protonu polega na obserwacji częstości swobodnej precesji protonów (w wodzie) w polu magnetycznym, wytworzonym przez cewkę, przez którą płynie znany prąd. Chodziłoby o ulepszenie tej metody, zmierzenie stosunku giromagnetycznego z dokładnością co najmniej 1 części na milion, a następnie stosowanie tej metody do wyznaczania wartości ampera.

W sprawie Międzynarodowej Praktycznej Skali Temperatur powzięto rezolucję wskazującą potrzebę rewizji dotychczas przyjętej skali i rozszerzenia jej poniżej punktu wrzenia tlenu ($-182,97^\circ\text{C}$) do punktów wrzenia wodoru i helu.

Pod auspicjami Międzynarodowego Komitetu Wag i Miar firma Springer rozpoczęła w styczniu 1965 r. wydawanie międzynarodowego kwartalnika *Metrologia*. Redaktorem Naczelnym tego czasopisma jest L. E. Howlett (National Research Council, Ottawa).

Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna w Budapeszcie

W dniach 23—30 sierpnia 1966 odbędzie się w Budapeszcie Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna zorganizowana pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej przez Węgierską Akademię Nauk.

Program Konferencji będzie obejmować następujące zagadnienia: 1. Ogólna teoria luminescencji; 2. Nieorganiczne krystaliczne fosfory; 3. Organiczne i amorficzne luminofofy; 4. Zastosowania luminescencji.

Wszelkich informacji udziela Dr G. Szigeti, Dyrektor „Research Institute for Technical Physics of the Hungarian Academy of Sciences“ Budapest POB: Ujpest 1, No 76, Hungary.

PTF

Nowe Oddziały

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego na posiedzeniu w dniu 23 maja 1964 r. podjął uchwałę o utworzeniu Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego

w Opolu, a na posiedzeniu w dniu 14 listopada uchwałę o utworzeniu Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Białymstoku.

Oddział Białostocki

Wybrany na Walnym Zgromadzeniu Oddziału Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — dr Emanuel Trembaczowski, zastępca przewodniczącego — mgr Stanisław Kulaszewicz, Sekretarz — mgr Gabriel Franecki, Skarbnik — mgr Zbigniew Wojtowicz, Członek Zarządu — mgr Jan Kucharski.

W dniu 31 grudnia 1964 r. Oddział liczył 23 członków.

Oddział Gdański

Wybrany na Walnym Zgromadzeniu Oddziału w dniu 10 grudnia 1963 r. Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — dr Józef Terlecki, zastępcy przewodniczącego — prof. dr Ignacy Adamczewski, mgr Janusz Sułocki, sekretarz — mgr Jan Kalinowski, skarbnik — mgr Jan Kotarski, członkowie Zarządu — mgr Eugeniusz Juszkiewicz, mgr Kazimierz Badziąg, dr Emil Gazda, mgr Andrzej Januszajtis, mgr Stefania Stiplowa, mgr Regina Marlewska i mgr Krystyn Kozłowski.

W dniu 31 grudnia 1964 r. Oddział liczył 63 członków.

W roku 1964 na zebraniach Oddziału wygłoszono następujące referaty:

J. Sułocki — *Zasady projektowania i budowy współczesnej pracowni fizycznej,*

D. Frąckowiak (Toruń) — *Luminescencja chlorofilu,*

J. Głowacki — *Nowe osiągnięcia w fizyce laserów,*

inż. Pawłowski (Warszawa) — *Impulsowa komora jonizacyjna jako detektor promieniowania jądrowego,*

K. Badziąg — *Programowane nauczanie fizyki w szkołach średnich.*

W okresie sprawozdawczym Oddział urządził 4 odczyty popularno-naukowe:

W. Mościcki — *Cząstki elementarne i budowa materii,*

A. Barer (ZSRR) — *O żywych organizmach w Kosmosie,*

M. Małkiewicz (ZSRR) — *Fizyka astronautyczna,*

I. Szumilewicz — *Entropijne teorie kierunku czasu,*

A. Teske (Lublin) — *Galileo Galilei — w czterechsetną rocznicę urodzin.*

Ponadto członkowie Oddziału wygłosili 24 odczyty dla młodzieży szkół średnich, a sekcja dydaktyczna zorganizowała wyświetlenie 14 polskich i amerykańskich filmów na temat nauczania i popularyzacji fizyki.

Oddział Gliwicki

Na Walnym Zgromadzeniu Oddziału w dniu 17 stycznia 1964 r. wybrano nowy Zarząd, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr K. Gostkowski, zastępcy przewodniczącego — doc. dr S. Glücksman, prof. dr M. Puchalik, prof. dr S. Węgrzyn, sekretarz — mgr J. Wojtala, skarbnik — mgr A. Wachniewski, członek Zarządu — doc. dr J. Szpilecki.

W dniu 31 grudnia 1964 r. Oddział liczył 70 członków.

W roku 1964 na posiedzeniach Oddziału wygłoszono następujące referaty:

J. Szpilecki — *Metody diagnostyki plazmy,*

J. Hańderek — *Badania zjawiska zmiany polarności elektretów,*

M. Puchalik — *O mechanizmie ciśnienia osmotycznego,*

J. Szpilecki — *Mikrofalowe metody diagnostyki plazmy,*

M. Kobyliński — *Badania fal kapilarnych wzbudzanych na powierzchni dielektryka zmiennym polem magnetycznym,*

A. A. Sokołow (Moskwa) — *O niektórych osiągnięciach współczesnej fizyki radzieckiej,*

S. Kończak — *Własności magnetyczne cienkich warstw ferromagnetycznych,*

F. Porwik — *Zagadnienia addytywności parachory rozтворów,*

J. Kinel — *Wpływ wodoru katodowego na zjawisko lepkości dyfuzyjnej w stopach.*

Fe—Si,

000001353

UNIwersytet Marii Curie-Skłodowskiej

Biblioteka Instytutu Fizyki

pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1

J. Hańderek — *Wpływ warunków przechowywania na czas zmiany polarności elektretów.*

Oddział Krakowski

Na Walnym Zgromadzeniu Oddziału w dniu 29 października 1964 r. wybrano nowy Zarząd, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr Henryk Niewodniczański, zastępca przewodniczącego — doc. dr Kazimierz Grotowski, sekretarz — mgr Ewa Skulska, skarbnik — mgr Andrzej Bałanda, członkowie Zarządu — prof. dr Mieczysław Jeżewski, prof. dr Leopold Kozłowski, prof. dr Marian Mięśowicz, doc. dr Adam Strzałkowski, prof. dr Michał Halaunbrenner (do spraw Olimpiady Fizycznej), dr Zbigniew Borełowski (do spraw Sekcji Dydaktycznej).

Walne Zgromadzenie dokonało również wyboru Komitetu Organizacyjnego XVIII Zjazdu Fizyków Polskich. Przewodniczącym został prof. dr Henryk Niewodniczański, zastępcą przewodniczącego — prof. dr Jerzy Janik, sekretarzem — mgr Franciszek Maniawski, członkami — doc. dr Danuta Kunisz, dr Józef Kalisz i prof. dr Jan Weyssenhoff.

W dniu 13 grudnia 1964 r. Oddział liczył 87 członków.

Oddział Lubelski

W dniu 10 grudnia 1964 r. Walne Zgromadzenie Oddziału dokonało wyboru nowego Zarządu, który ukonstytuował się następująco:

przewodniczący — doc. dr Danuta Stachórska, zastępca przewodniczącego — dr Mieczysław Subotowicz, sekretarz — mgr Tomasz Goworek, skarbnik — dr Jadwiga Skierczyńska, członkowie Zarządu — prof. dr Armin Teske i dr Edward Dowgird.

Oddział Opolski

Pierwsze Walne Zgromadzenie Oddziału odbyło się w dniu 19 czerwca 1964 r. Dokonano wyboru Zarządu, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — doc. dr Bogdan Sajak, sekretarz — mgr Danuta Tokar, skarbnik — mgr Aleksander Smółka.

Oddział Szczeciński

Skład Zarządu Oddziału:

przewodniczący — dr W. Nowak, zastępca przewodniczącego — mgr D. Sławińska, sekretarz — mgr A. Lakner-Małowicz, skarbnik — mgr M. Rotenberg.

W dniu 31 grudnia 1964 r. Oddział liczył 12 członków.

W roku 1964 odbyły się 4 zebrania naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

J. Dembski — *Masery,*

L. Sadłowski — *Bezwzględne metody pomiaru aktywności promieniowania,*

J. Budzyński — *Przegląd metod modulacji światła stosowanych we fluorometrach,*

J. Budzyński — *Badania krótkich czasów życia luminescencji za pomocą fluorometru Bauera-Rozwadowskiego.*

Ponadto Oddział zorganizował 30-godzinny cykl wykładów szkoleniowych na temat programowania dla maszyny cyfrowej UMC-1.

H. Halban

(1908—1964)

Dnia 28 listopada 1964 r. zmarł Hans Halban, wybitny fizyk, znany przede wszystkim ze swoich prac w dziedzinie fizyki neutronów powolnych.

Hans Halban urodził się 26 stycznia 1908 r. w Lipsku. Studiował na Uniwersytecie w Zurychu, gdzie w 1935 r. uzyskał stopień doktora. Następnie pracował u pani Curie w Institut de Radium w Paryżu i w tym właśnie okresie rozpoczął swoje badania w dziedzinie fizyki neutronów powolnych. W r. 1937 był stypendystą w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze, gdzie wspólnie z Frischem i Kochem zmierzył moment magnetyczny neutronu oraz badał pole wewnętrzne substancji ferromagnetycznej przy zastosowaniu neutronów. W r. 1938 powrócił do Paryża, gdzie został Chargé de Recherches w Laboratorium

Chemii Jądrowej Collège de France. W roku 1939 wspólnie z Joliot-Curie i Kowarskim ogłosił pracę o neutronach z rozszczepienia uranu. Ta właśnie praca o moderacji neutronów wskazała na możliwość uzyskania reakcji łańcuchowej i metodę jej kontrolowania. Badania te zostały przerwane przez wojnę, Halbanowi udało się jednak uciec do Anglii razem z zapasem 180 litrów ciężkiej wody. Halban został kierownikiem pracowni powolnych neutronów w Cavendish Laboratory w Cambridge, gdzie wznowił swoje badania. Gdy ze względów bezpieczeństwa centrum badawcze zostało przeniesione w r. 1942 do Montrealu w Kanadzie, Halban został kierownikiem tego ośrodka, skupiającego fizyków z wielu krajów, w szczególności dużą grupę Francuzów. W wyniku prowadzonych prac został zbudowany w Chalk River reaktor, w którym moderatorem była ciężka woda.

W r. 1946 na zaproszenie Lorda Cherwella, wówczas kierownika Clarendon Laboratory, Halban przeniósł się do Oxfordu, gdzie w krótkim czasie stworzył grupę badawczą zajmującą się problemami fizyki neutronów i struktury jąder. W 1951 r. wspólne badania, prowadzonej przez niego grupy oraz grupy fizyki niskich temperatur, kierowanej przez Sir Francisca Simona, wykazały, że można uzyskać wysoki stopień uporządkowania jąder promieniotwórczego kobaltu-60. Stworzyło to potężne narzędzie badawcze zarówno dla fizyki jądrowej, jak i dla fizyki ciała stałego. W 1954 r. Halban został profesorem Uniwersytetu Oxfordzkiego, a w r. 1956 powrócił do Paryża, gdzie został profesorem w École Normale Supérieure oraz dyrektorem laboratorium w Orsay. W 1963 r. wycofał się z czynnej pracy badawczej.

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

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

A. Bałanda — Metody pomiarów najkrótszych czasów życia jąder atomowych w stanach wzbudzonych.	247
A. Eskreys — Oddziaływanie mezonów π z nukleonami w zakresie energii akceleratorowych	257
J. Jatezak — Neutrina kosmiczne.	279
R. Łappa — „Zamrażanie” momentów orbitalnych jonów I grupy przejściowej pod wpływem pola krystalicznego	295
Z. Pająk, J. Stankowski — Proces starzenia się ferroelektryków	313
J. Stankowski — Elektronowy rezonans paramagnetyczny — ERP	325
M. Subotowicz — Pomiar elementów macierzowych w przejściach β pojedynczo wzbronionych	349

RECENZJE

T. Piech — Zarys historii katedr fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego (<i>B. Średniawa</i>)	369
KRONIKA	371

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 10 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, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabyć 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.